

CBM 实验高计数率 MRPC 探测器 的研制与应用研究

(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： 吕 鹏 飞

指 导 教 师： 李 元 景 研究员

二〇一九年四月

CBM 实验高计数率 MRPC 探测器的研制与应用研究

吕
鹏
飞

Development and Application Study of the High-rate Multi-gap Resistive Plate Chamber for CBM Experiment

Dissertation Submitted to

Tsinghua University

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Doctor of Philosophy

In

Nuclear Science and Technology

by

Lyu Pengfei

Dissertation Supervisor: Professor Li Yuanjing

April, 2019

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》，向国家图书馆报送可以公开的学位论文。

本人保证遵守上述规定。

（保密的论文在解密后遵守此规定）

作者签名： _____

导师签名： _____

日 期： _____

日 期： _____

摘 要

多气隙电阻板室 (MRPC) 是具有平行电极结构的新型气体探测器。因其优秀的性能和相对便宜的造价, 经过将近二十年的发展, 如今 MRPC 已经在高能物理和核物理实验中得到了广泛而成功的应用。未来在德国反质子和离子研究设施 (FAIR) 建成的压缩重子物质实验 (CBM) 中, 将采用 MRPC 组成 120 m^2 的飞行时间测量系统 (TOF)。模拟结果证明, CBM-TOF 系统需要承受高达 30 kHz/cm^2 的粒子通量, 同时达到 80 ps 的时间分辨能力和超过 95% 的探测效率。清华大学将为 CBM 合作组研制具有高计数率能力和高时间分辨率的 MRPC 探测器, 这将是高计数率 MRPC 探测器在物理实验中的第一次大规模实际应用。

随着包括 CBM 在内的物理实验加速器亮度不断提升的趋势, MRPC 的工作气体污染不可再被忽视。其本质原因是气体在高粒子通量下消耗更快导致供给不足, 失去吸收电子和抑制流光的能力, 产物还会对探测器结构产生损害。气体污染现象曾在 STAR 实验中观测到, 在计数率更高的 CBM 实验中其影响将更为显著。

论文致力于 CBM 实验高计数率 MRPC 的研制与应用研究。结合低电阻玻璃技术设计了真实尺寸 MRPC 的结构和参数, 并在多次束流实验中验证了它具有稳定的 97% 探测效率和 60 ps 的时间分辨率, 成为首个被合作组确定为最终方案的候选 MRPC。针对 FAIR 第 0 阶段运行计划的需求, 圆满完成首批 76 个探测器的小批量生产, 其中 48 个安装于 STAR 实验的东部端盖作为 eTOF 系统为 BES-II 运行提供重要的物理信息。论文对 2018 年 STAR 实验运行中的 $27\text{ GeV Au} + \text{Au}$ 对撞数据进行离线刻度分析, 结果证明高计数率 MRPC 时间分辨可达 60 ps , 同时首次实现了 STAR 端盖区域的粒子鉴别, 对 $(\pi+K)/p$ 的鉴别能力可达 $3.0\text{ GeV}/c$ 。高计数率 MRPC 在物理实验中的首次成功应用为在 CBM 和 STAR 上获得重要物理成果提供了有力保障。

论文同时系统研究了 CBM 实验高计数率引起的 MRPC 气体污染现象。分别通过数值模拟和 X 射线实验研究影响污染的各项因素, 最终得出采用极小流气体积可大大降低探测器内部污染浓度的结论。由此提出可应用于 CBM 实验的自流光 MRPC 解决方案, 该设计对包括 CBM 在内的高亮度物理实验探测谱仪中的气体探测器设计具有重要意义。

关键词: MRPC; CBM; 高计数率; 粒子鉴别; 气体污染

Abstract

The Multi-gap Resistive Plate Chamber (MRPC) is a new type of gas detector with parallel-plate electrode. Through decades of development, nowadays it has a wide application in the field of high energy and nuclear physics experiments for its excellent timing performance, good efficiency and relatively low cost. In the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment constructed at the Facility for Anti-proton and Ion Research (FAIR) in Germany, MRPC is adopted to construct the 120 m² Time-of-Flight (TOF) system to achieve an unprecedented precision of hadron identification. CBM will be operated at an ion beam intensity up to 10⁹ /s, which requires its TOF system should keep 80 ps time resolution and over 95% efficiency under a particle flux rate of 30 kHz/cm² according to the simulation results. Tsinghua University will develop MRPCs with high-rate ability and high time resolution for CBM collaboration. This will be the first time of the large scale application of these high-rate MRPCs into real physics experiment.

With the trend of increasing luminosity in many accelerator upgrade programs and new experiments, such as the CBM experiments, the gas pollution, which is closely related to the detector's performance, has become a nonnegligible factor. The polluted working gas mixture loses its original function of attaching electrons and quenching photons, and the impurities may damage the gas gap structure. The gas pollution's influence has once been observed on the muon telescope detector (MTD) in RHIC-STAR. It can grow more severe in a much higher particle flux rate required by the CBM experiment.

This thesis is devoted to the development and application study of the high-rate MRPC towards the CBM experiment. Based on the technique of the low-resistive glass, the real-size MRPC prototype is designed. It is proved through a series of beam tests that this MRPC always keeps an efficiency over 97% and time resolution around 60 ps, which makes it the first candidate to be fixed as the final design by the collaboration. 76 MRPCs have been produced for the FAIR phase 0 program, and 48 of them have been shipped and installed at STAR as the eTOF system providing endcap PID in BES-II running. After the offline calibration and analysis on 27 GeV Au + Au collision data, the 60 ps timing

performance of the MRPCs are proved to be consistent. The PID in the STAR endcap region is realized for the first time, and the separation of $(\pi+K)/p$ can reach a momentum of 3.0 GeV/c. The successful application of these high-rate MRPCs into real practice of physics experiments will provide critical guarantee for obtaining physics results at both CBM and STAR experiment.

This thesis also conducts the gas pollution caused by high flux rate of the CBM experiment in a systematic way. Both simulations and X-ray experiments are carried out to reveal the distribution of gas pollutants. All results have pointed out that the interchange of gas accelerates with the decrease of the gas volume. Based on the conclusion, a new structure of self-sealed MRPC is proposed, which has a much smaller gas volume intending to accelerate the exchange process between the fresh and the polluted gas. The knowledge from this study is helpful to design the TOF detectors in CBM and other high-luminosity experiments. The simulation method described can be also applied in other concerned gas related issues in gaseous detectors.

Key words: MRPC; CBM; high rate; particle identification; gas pollution

目 录

第 1 章 绪论.....	1
1.1 QCD 物质相图.....	1
1.2 高能重离子对撞实验	2
1.3 飞行时间方法	5
1.4 多气隙电阻板室 (MRPC) 及研究现状	6
1.4.1 MRPC 的发展过程及工作原理	7
1.4.2 MRPC 的研究现状	9
1.5 高粒子通量对 MRPC 的影响	10
1.5.1 高计数率造成电场强度降低	11
1.5.2 高计数率引起工作气体污染	13
1.6 课题意义与目标	15
第 2 章 重离子对撞实验装置.....	17
2.1 FAIR-CBM 实验	17
2.1.1 反质子和离子研究装置 (FAIR)	17
2.1.2 压缩重子物质实验 (CBM)	18
2.1.3 CBM 飞行时间系统 (TOF)	19
2.2 RHIC-STAR 实验	20
2.2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)	20
2.2.2 螺线管径迹探测器 (STAR)	21
2.3 STAR-eTOF 项目	22
第 3 章 应用于 CBM-TOF 的高计数率 MRPC 研制.....	25
3.1 CBM-TOF 对 MRPC 的要求	25
3.2 CBM-TOF 高计数率 MRPC 的设计	27
3.2.1 根据时间分辨要求制定 MRPC 参数	27
3.2.2 根据探测效率要求制定 MRPC 参数	29
3.2.3 根据占有率要求制定 MRPC 参数	32
3.2.4 MRPC 结构设计	34
3.3 MRPC 原型机束流测试研究	38
3.3.1 2014/10 GSI 束流实验.....	41

3.3.2	2015/02 SPS 束流实验	42
3.3.3	2015/11 SPS 束流实验.....	44
3.4	MRPC 批量生产与质量检验	46
3.4.1	MRPC3a 批量生产工艺	46
3.4.2	MRPC3a 质量检测标准	49
3.5	量产型 MRPC 宇宙线测试	51
3.5.1	测试平台搭建	51
3.5.2	高压测试	52
3.5.3	宇宙线测试	53
3.6	小结	55
第 4 章	CBM-TOF MRPC 在 STAR-eTOF 的刻度分析	56
4.1	STAR Run18 运行中的 eTOF 系统	56
4.1.1	Run18 中的 eTOF 系统概述	56
4.1.2	参照系与探测器编号设定	58
4.2	离线数据刻度流程	59
4.2.1	数据初步处理	59
4.2.2	击中重建	60
4.2.3	Y 方向击中位置校正	61
4.2.4	电子学增益校正	62
4.2.5	时间幅度校正	63
4.2.6	时间零点校正	63
4.3	eTOF 系统性能研究	64
4.3.1	径迹筛选和匹配	64
4.3.2	利用重叠条方法进行时间分辨率研究	65
4.3.3	利用 VPD 系统进行时间分辨率研究	69
4.3.4	实现粒子鉴别	74
4.4	小结	76
第 5 章	高计数率下 MRPC 工作气体污染研究.....	77
5.1	气体污染模拟研究方法	77
5.1.1	描述流动问题的控制方程	77
5.1.2	数值模拟方法	79
5.2	物理数学模型的建立	80

5.2.1	MRPC 气体污染模型的建立	80
5.2.2	控制方程的确立	81
5.2.3	关键参数的确定	81
5.2.4	初始条件与边界条件的确定	85
5.3	利用 Fortran 程序进行 2D 模拟.....	85
5.3.1	2D 模型的建立	85
5.3.2	标准情况结果	86
5.3.3	进气流量扫描结果	89
5.3.4	流气体积扫描结果	90
5.4	利用 Fluent 软件进行 3D 模拟.....	91
5.4.1	3D 模型的建立	92
5.4.2	标准情况结果	94
5.4.3	进气流量扫描结果	96
5.4.4	计数率扫描结果	97
5.4.5	鱼线布置方式对流气的影响分析	98
5.4.6	多气隙的模拟结果	98
5.5	X 射线实验	99
5.5.1	X 射线实验装置	100
5.5.2	暗电流恢复时间测试	101
5.5.3	计数率能力测试	103
5.6	自流气结构 MRPC3a	104
5.6.1	结构设计	104
5.6.2	束流测试结果	105
5.7	小结	107
第 6 章	总结与展望.....	108
参考文献	109
致 谢	116
声 明	117
个人简历、在学期间发表的学术论文与研究成果	118

主要符号对照表

QCD	量子色动力学 (Quantum Chromo-Dynamics)
QGP	夸克胶子等离子体 (Quark-Gluon Plasma)
TOF	飞行时间 (Time-of-Flight)
PID	粒子鉴别 (Particle Identification)
MRPC	多气隙电阻板室 (Multi-gap Resistive Plate Chamber)
RPC	电阻板室 (Resistive Plate Chamber)
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 Experiment)
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)
STAR	RHIC 螺线管径迹探测器 (for Solenoidal Tracker at RHIC)
VPD	顶点位置探测器 (Vertex Position Detector)
TPC	时间投影室 (Time Projection Chamber)
eTOF	端部飞行时间系统 (endcap Time-of-Flight system)
BES-II	第二阶段能量扫描 (Beam Energy Scan II)
CERN	欧洲核子研究中心 (Conseil Européenn pour la Recherche Nucléaire)
LHC	大型强子对撞机 (Large Hadron Collider)
SPS	超级质子同步加速器 (Super Proton Synchrotron)
DAQ	数据获取系统 (Data Acquisition system)
PMT	光电倍增管 (Photomultiplier Tube)
TDC	时间数字转换器 (Time to Digital Converter)
DUT	被测探测器 (Detector under Test)
REF	参考探测器 (Reference Detector)
BREF	起始时间探测器 (Beam Reference Detector)
TOT	过阈时间 (Time over Threshold)
PCB	印刷电路板 (Printed Circuit Board)
SIMPLE	求解压力耦合方程的半隐式方法 (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations)

第1章 绪论

作为物理学的一个重要分支，粒子物理主要研究组成物质的基本粒子的性质及其之间的相互作用。从上世纪六十年代起，人们经过研究与探索逐渐建立并不断完善了粒子物理的主导理论——标准模型，它对所有已知的基本粒子进行了归类，并且描述了四种基本相互作用中的三种（电磁相互作用，强相互作用和弱相互作用）^[1]。量子色动力学（QCD）描述了其中的强相互作用的规律，强子由禁闭其中的夸克组成，但在高温高密的极端条件下，理论预言强子物质会通过退禁闭变为夸克胶子等离子体^[2]（QGP）。QGP 物质形态可能存在于大爆炸发生后的早期宇宙，或者在一些致密星体诸如中子星的内部，对 QGP 的研究有助于更好的理解宇宙的起源与物质的组成。人们为此付诸了巨大的努力，建造了一系列重离子对撞机和相应的探测谱仪，通过探测高能重离子对撞产生的强子产物，对 QCD 物质的相图进行系统研究。探测谱仪中强子产物的鉴别可以通过飞行时间系统实现，其时间分辨率、探测效率等关键性能对物理结果的获取造成直接影响。随着近些年加速器亮度的不断提高，飞行时间探测器需要解决计数率提高带来的全新挑战。

1.1 QCD物质相图

作为支配强相互作用规律的理论，QCD 预测在能量较低的一般情况下，夸克和胶子由于之间极强的作用力紧密耦合在一起，禁闭在“色中性”的核——即我们熟知的强子中，当温度升到极高时，因为 QCD “渐进自由”的性质^[3]，夸克和胶子会发生“退禁闭”，它们之间的束缚会减弱从而表现得像自由粒子，这种物质状态被称作夸克胶子等离子体^[2]。

QCD 物质是由夸克和胶子组成物质的统称，包括了上述提到的强子物质和 QGP 物质，其性质可以由温度 T 和净重子密度 ρ_B 两个主要参数表征，其中 ρ_B 也可以等效为重子化学势 μ_B ，它代表向一个已知系统中再添加一个重子所需提供的能量，当通过加热或压缩等手段提高 T 和 μ_B 时，相当于升高了能量密度，就会使得强子中的夸克和胶子通过“退禁闭”相变为 QGP。

图 1.1 展示了 QCD 物质的 T 和 μ_B 之间的关系，图中左下角低温低重子化学势的区域即为已知的强子态。QCD 理论预言在 $\mu_B \rightarrow 0$ 时升高温度，强子物质将平滑的过渡到 QGP 态，宇宙大爆炸后几微秒内的早期宇宙中发生的可能就是它的反向过程，对该部分相图的研究有助于深入理解宇宙起源与演化的过程。

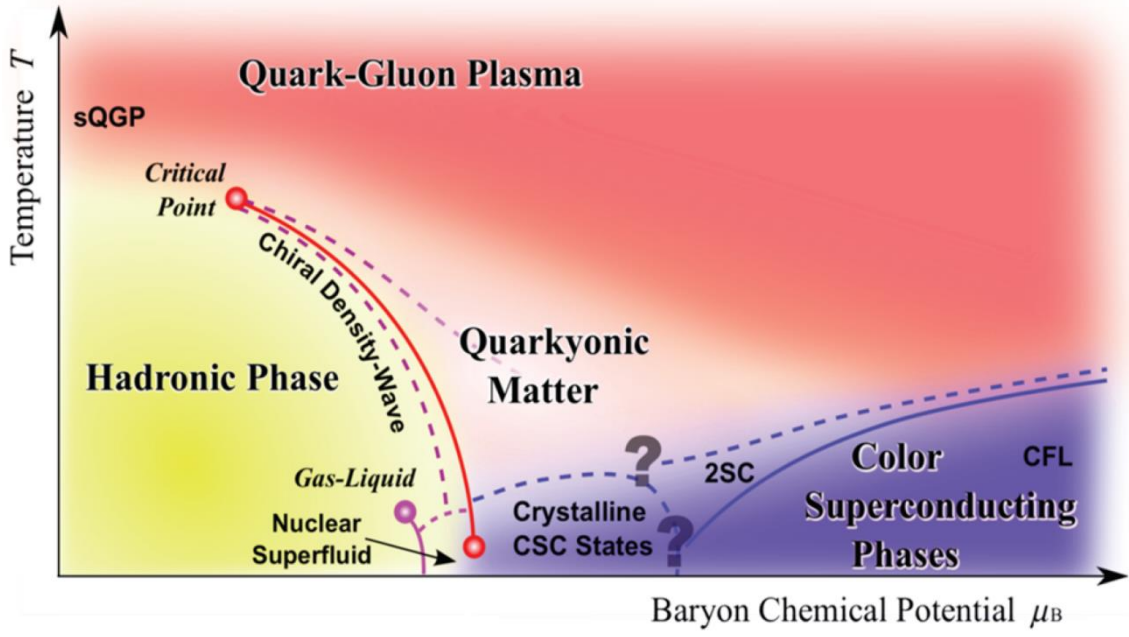


图 1.1 QCD 物质相图的示意图。图片来自^[4]。

随着净重子密度的提高，从强子态到 QGP 相的转换将从平滑渡越变为一级相变过程，该一级相变线的起点被称为 QCD 临界点（图中 Critical Point），对临界点在相图位置上的确定是核物理领域内最受关心的研究课题之一^{[5]-[9]}。随重子密度进一步升高，一级相变线（图中红线）向 $T \rightarrow 0$ 延伸，最终可能会抵达 $T = 0$ MeV 的位置，也可能终结于另外一个临界点（图中红线的右下端点）。另外一些理论预言在一级相变线右侧存在一个称为“夸克物质”^[10]的新相，与强子态和 QGP 相之间存在一个三相点^[11]。对于重子密度极高时的物质状态目前人类还无从知晓，仅有理论对可能存在的色超导相（CSC）和色味锁定相（CFL）做出预言。

对 QCD 物质相图的研究，特别是对相边界、三相点和未知相的寻找，是粒子物理与核物理、凝聚态物理、天体物理等领域所共同关心的重要话题。

1.2 高能重离子对撞实验

由于夸克胶子等离子体、夸克物质等未知的 QCD 物质相仅有可能存在于一些极端的自然环境下，比如中子星和黑洞的内部，为研究 QCD 物质相图必须人为创造高温高密的条件，一个有效的手段就是高能重离子对撞实验^[12]。实验通过将两重离子束团加速至接近光速正面对撞，在极短的相互作用时间内，重离子原子核内部的质子和中子发生溶解，释放出夸克和胶子形成 QGP 物质，之后随着温度不断下降，QGP 通过强子化过程转变为强子气体，进而衰变为数以千计的粒子^[13]。通

过将对撞最后阶段，也被称作逸出阶段，产生的不同强子的产额比带入统计（热）模型^[14]中进行拟合就可以解出 QCD 物质的 T 和 μ_b 。需要注意的是逸出阶段的参数只表征对撞过程最终阶段的情形，为获取对撞各个阶段，特别是 QGP 的准确信息，还应该对此具有高度不均匀性初始状态和动力学特征的系统进行细致的理论研究。

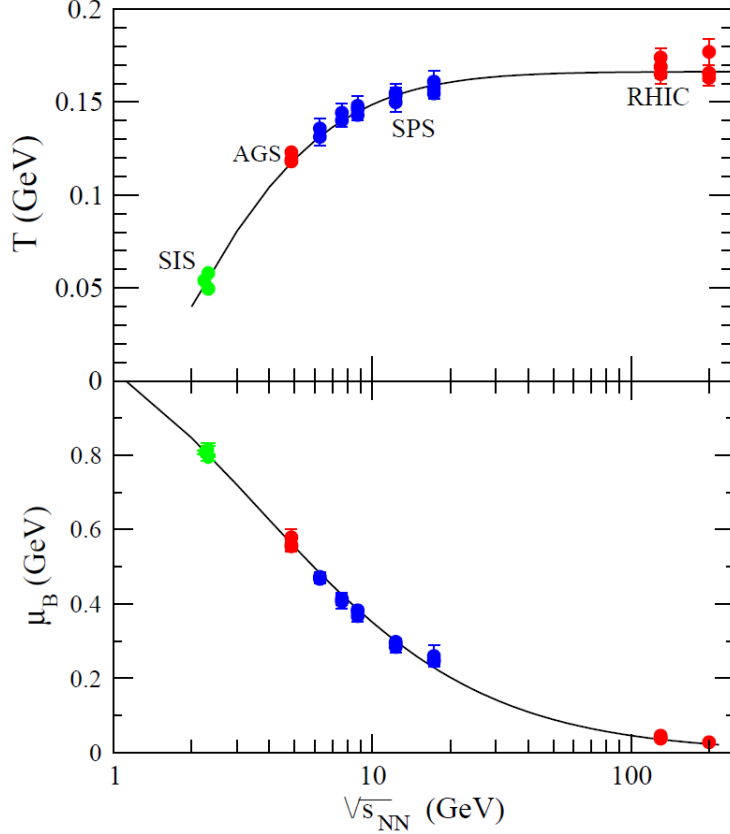


图 1.2 逸出阶段 QCD 物质 T 和 μ_b 与对撞能量的关系。图片来自^[15]。

实验中采用不同的对撞能量得到 QCD 物质的性质也不同，如图 1.2 展示了不同实验能量对逸出阶段温度和重子化学势的关系^[15]。能量越高，对应的逸出温度也就越高；另一方面，相互作用率越高，则对应了更高的测量精度，不同实验的参数设置存在着互补关系（图 1.3）。一些重离子对撞实验会尽可能提高能量^[16]，如美国布鲁克海文国家实验室（BNL）的相对论重离子对撞机 RHIC，对撞能量可以达到 200 GeV，其上的螺线管径迹探测器（STAR）通过对相图中高 T 低 μ_b 的区域进行能量扫描，致力于寻找平滑渡越和一级相变线之间的 QCD 临界点，同时对高温 QGP 相物质的性质进行研究^[17]。位于欧洲核子研究中心（CERN）大型强子对撞机（LHC）上的 ALICE 实验则进一步将重离子对撞带入了前所未有的高能区域，其

对撞能量可达 5.5 TeV，同时也将大大改善 QGP 形成有关的所有参数，为研究 QGP 的性质提供了理想的条件^[47]。与上述实验研究手段和目标类似的还有位于 CERN 的超质子同步加速器（SPS）上的 NA61 实验^[18]。目前正在建设中的重离子对撞实验主要有两个，其一是俄罗斯 Dubna 联合核研究所（JINR）的重离子对撞项目 NICA 实验^[19]，建成后将寻找可能存在的新的 QCD 物质相。另外一个在建实验是德国反质子和离子研究装置（FAIR）的压缩重子物质实验（CBM），将对高重子密度下的相边界和第二个可能存在的临界点进行搜寻^[20]。图 1.3 显示了以上几个主要重离子对撞实验的能量和粒子相互作用率分布图，因为受限于加速器的亮度或者探测系统的计数率，大多数实验的相互作用率要比 CBM 低若干数量级，这些实验仅能探测到产额比较高的粒子，CBM 实验则可借助由 FAIR 加速器产生的高强度离子束提高了稀有粒子的产额，从而实现了对 QCD 物质的更精细测量。

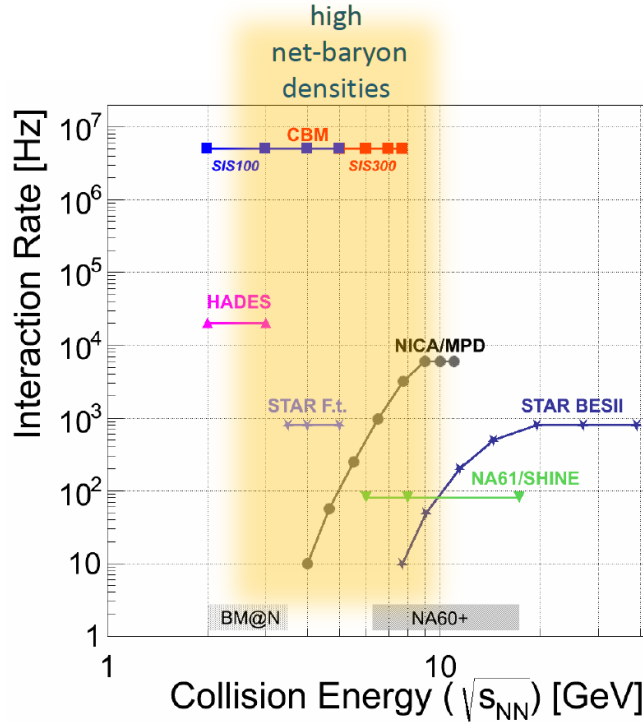


图 1.3 正在运行和将建造的主要重离子对撞实验的能量与粒子相互作用率分布图。STAR 和 NA61 实验通过较高的对撞能量实现对相图高温区域的研究，NICA 和 CBM 实验的研究重点则是高重子化学势的区域。CBM 的相互作用率要比其他实验高若干数量级。图片来自^[21]。

有关 RHIC-STAR 和 FAIR-CBM 两个实验的内容将在第 2 章作具体介绍。

1.3 飞行时间方法

对重离子碰撞后产生的数量庞大的粒子进行粒子鉴别 (PID), 是进行后续重离子物理研究必不可少的第一步。一般来说, 只要得到粒子的质量和电荷, 就可以准确鉴别出它的种类^[22]。高能物理实验中的探测谱仪通常由一系列具有不同探测功能的模块组成, 通过获取入射粒子的各方面属性就能实现对它们的区分。

飞行时间方法是目前有效区分不同强子 (如 π 介子、 K 介子、质子等) 的主要方法之一, 根据飞行时间 t_{TOF} 和飞行距离 L , 可以得到强子的速度:

$$\beta = \frac{L}{ct_{TOF}} \quad (1-1)$$

其中 c 为光速。谱仪中的径迹探测系统可以给出同一粒子的动量信息:

$$p = \frac{m_0 c \beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1-2)$$

结合(1-1)式和(1-2)式, 就可以计算得出被测强子的静止质量 m_0 , 每种粒子的静止质量都是其独一无二的属性, 确定了 m_0 就可以判别它的种类:

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

为了区分两个不同质量 m_1 和 m_2 且具有相同动量的粒子, 可以通过计算它们的飞行时间差来进行区分:

$$\Delta t_{TOF} = \frac{L}{c} \left| \sqrt{\frac{m_1^2 c^2}{p^2} + 1} - \sqrt{\frac{m_2^2 c^2}{p^2} + 1} \right| \approx \frac{Lc}{2p^2} |m_1^2 - m_2^2| \quad (1-4)$$

其中所用的近似是在假定 $p \gg mc$ 下得出的。将飞行时间差比上飞行时间系统的时间分辨率 σ_{TOF} 可得粒子鉴别能力^[23]:

$$n_{\sigma TOF} = \frac{\Delta t_{TOF}}{\sigma_{TOF}} = \frac{Lc}{2p^2 \sigma_{TOF}} |m_1^2 - m_2^2| \quad (1-5)$$

为了进行有效的粒子鉴别一般要求粒子鉴别能力至少大于 3, 显然如果系统具有更高的时间分辨率, 就有可能区分时间差更小的两个粒子。图 1.4 展示了三种时

间分辨率（60, 80 和 100 ps）下系统粒子鉴别能力与粒子动量的关系^[24]，其中三种颜色的线分别对应不同种类粒子间的区分：蓝色为对电子/ π 介子的粒子鉴别能力，红色是 π 介子/K 介子，黑色是 K 介子/质子。对电子和强子的鉴别可借助其他探测系统实现，所以对质量最为接近的 π 介子和 K 介子进行鉴别最为重要。在图 1.4(a)中可以看到，为了实现对 3 GeV/c 动量下的 π /K 鉴别，至少需要飞行时间系统具有 80 ps 的分辨率。随着动量的增加，就越难以对不同粒子进行区分，除了想办法提高时间分辨率外，还可以增加粒子的飞行距离，图 1.4(b)将距离从 6 m 提高到 10 m，在相同的 80 ps 时间分辨下，对 π /K 进行有效鉴别的动量范围提高到了 4 GeV/c。但是在真实实验中并不是飞行距离越长越好，因为部分粒子的寿命很短，可能还没有到达 TOF 就已经发生了衰变，这部分信息也就彻底损失了，同时更长的飞行距离意味着更大的谱仪规模，增加了造价。所以在设计飞行时间系统时需要多方面的考量。

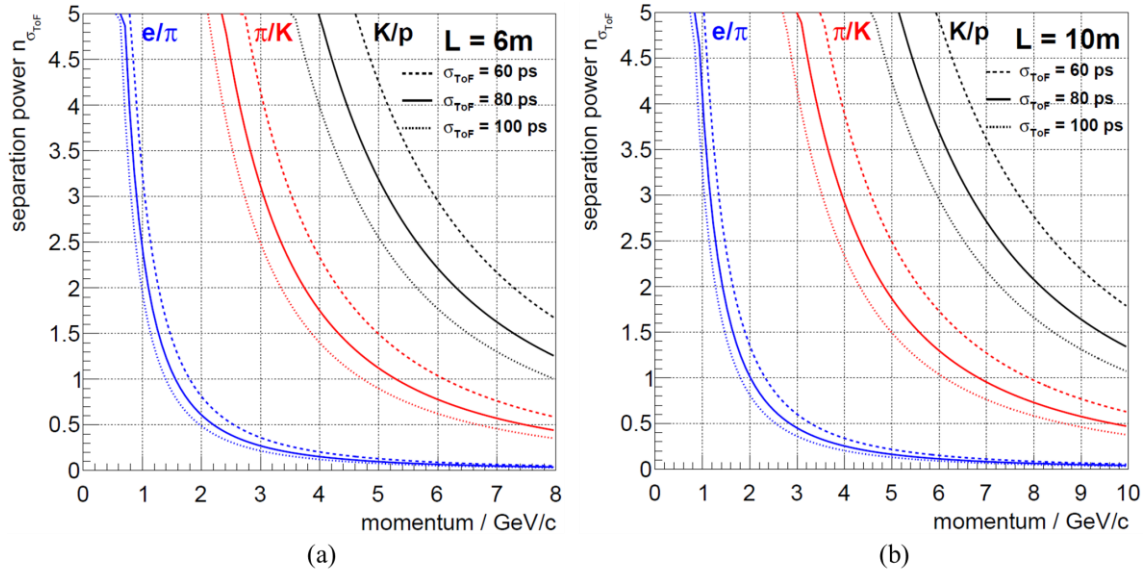


图 1.4 具有三种不同时间分辨率（60, 80 和 100 ps）系统对 e/π 、 π/K 和 K/p 的粒子鉴别能力与粒子动量关系。图(a)的飞行径迹长度为 6 m，图(b)拓展到 10 m。图片来自^[24]。

1.4 多气隙电阻板室（MRPC）及研究现状

高能物理与核物理实验中的飞行时间探测器目前主要有两种方案可以选择。其一是闪烁体探测器，作为相对成熟的技术，已经作为 TOF 系统在 BESIII^[25]、CDFII^[26] 和 BELLE^[27] 等大型物理实验中成功应用，其优势在于探测效率高，响应快，时间分辨率通常在 100 ps 以下^[28]。但是另一方面，谱仪中的磁场环境会干扰 PMT 的工作性能，而抗磁 PMT 则提高了闪烁体 TOF 系统的造价。近些年 SiPM 等光电器件

的快速发展解决了在磁场环境下工作的问题，但闪烁体探测器仍然需解决重离子实验高击中多重数带来的高读出颗粒度要求。作为 TOF 探测器的另一种方案，材料易得、制作简便、同时兼具优秀探测效率及时间分辨的多气隙电阻板室(MRPC)探测器进入了人们的视野，并被广泛应用于大型物理实验的 TOF 系统。

1.4.1 MRPC 的发展过程及工作原理

MRPC 是一种先进的平行板结构气体探测器，其发展经历了漫长的过程^[29]。最早的前身可追溯到上世纪 40 年代出现的平行板计数器 (PPC)^[30]，它由两个相互平行的金属电极组成，电极上的高压在其间的气隙中产生电场，每当有带电粒子入射就会引起持续的放电，从而得到一个很大的计数信号。PPC 不能连续工作，在放电后必须通过外部电路切断高压一段时间后才能探测下个带电粒子，因此其计数率能力非常有限。为了解决这一缺点，Parkhomchuk 等人研发了平面火花计数器 (PSC)^[31]，使用半导体玻璃代替金属电极，体电阻率在 $10^9 \Omega\text{cm}$ 左右。入射粒子引发的火花能量被玻璃的阻性限制，探测器具有了自淬灭机制，不再需要工作在脉冲高压下，大大降低了制造成本，简化的结构使得更大面积成为了可能。同时当火花产生后，放电仅被局限在粒子径迹的局部区域内，其余部分仍然保持灵敏。在 PSC 诞生不久后，研究人员从多方面对设计进行改进，将两平行电极板之间的气隙缩短为 0.1 mm ^[32]，同时加大工作气体压强至几个大气压^[33]，由此诞生的派斯托夫火花室^[34]具有极为突出的时间分辨性能，达到了 100 ps 以内。尽管 Pestov 探测器具有出色的时间响应，但因为其必须工作在远高于大气压强的工作条件下限制了在物理实验中获得广泛应用。

上世纪 80 年代初，Santonico 和 Cardarelli 整合了平板探测器的基本概念，并制造出了现代阻性板室 (RPC) 的第一台原型机^[35]，它可以在大气压强下工作，电极采用了新的电木材料，为了减小电木表面的粗糙度从而降低局部放电发生的可能性，通常在电极内表面涂覆一层稀释在戊烷中的亚麻籽油^[36]。两电极之间是由阵列式布置的按钮形垫片隔开的 2 mm 气隙，精度在 0.01 mm 以内。最初的 RPC 使用的工作气体为氩气、异丁烷和氟利昂的混合物，当带电粒子穿过工作气体时，会发生初级电离产生电子离子对，在电极间电场的作用下电子被加速，具有足够的能量后会再次电离工作气体产生新的电子离子对。在 PPC 探测器中，这样的雪崩倍增过程完全不受控，最后会发展为持续性的放电，RPC 则从几个方面对放电进行限制^[37]：采用和 PSC 类似的阻性电极，将放电限制在局部；工作气体中异丁烷具有高紫外光子吸收系数，阻止光子引发的二次雪崩；另一气体组分氟利昂是电负性气体，能够俘获雪崩中产生的部分电子，减少总增益。由此可见，气体混合物的

选择对于 RPC 的工作状态有着决定性的作用，这一点将在 1.5.2 节中做更为详尽的讨论。因为 RPC 的工作气体中通常包含氩气，同时施加的电场很高，致使产生的信号幅度一般在几百个毫伏，持续时间可以达到几百纳秒，具有这种信号幅度大、持续时间长特点的 RPC 被称作工作在流光模式下。阻性板的另一优点是其对快信号几乎是“透明”的，这使得电荷在气隙内移动产生的感应信号穿过电极被收集成为可能。最早的一批 RPC 原型机已经具有了极有潜力的性能，效率几乎可达 100%，时间分辨在 1 ns 左右，这样的性能很适合作为大型物理实验探测装置的触发系统，因此流光模式的 RPC 在诸如 BaBar^[38]、ARGO-YPJ^[39]、ALICE^[42]等物理实验中都得到了大规模的应用。

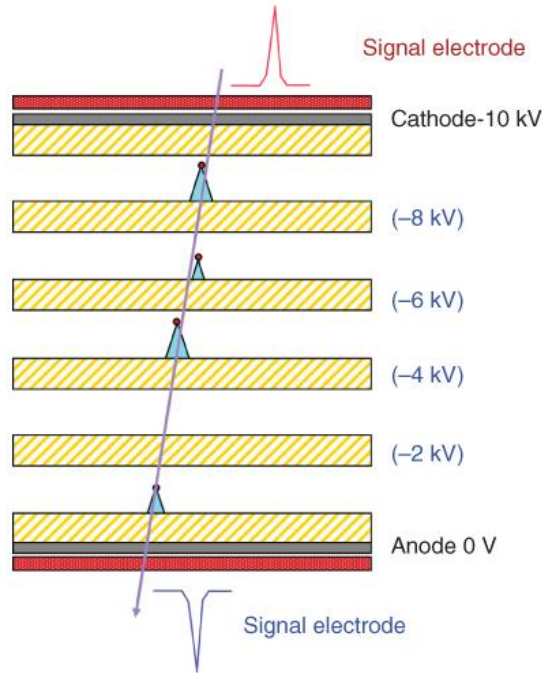


图 1.5 MRPC 的设计概念图。在两高压电极间插入了若干具有浮动电位的阻性电极，因悬空电极具有维持正确电位的反馈机制，入射粒子在任一气隙中的雪崩增益系数相同。

图片来自^[29]。

流光模式 RPC 的主要缺点是它的计数率能力严重受损，人们一直在寻找可以工作在雪崩模式下的 RPC 改进方案。首先从工作气体入手，可以通过提高电负性气体组分占比有效抑制雪崩的发展规模^[43]，雪崩模式的 RPC 在 ATLAS^[40]和 CMS^[41]实验中获得了成功的应用。另外可以将气隙宽度减小，通过将雪崩的发展在距离上加以限制，减小流光发生的概率，但是探测效率会同时降低，为解决这一问题，MRPC 这一设计构想最终在 1996 年被提出并实现^[44]。如图 1.5 所示，MRPC 在 RPC 的基础上，在两阻性电极板之间插入了更多的阻性电极，尽管中间的极板没

有接通高压, 在外加电场的作用下被赋予了正确的电势。动态过程中悬空电极板具有自我调节的机制, 因为每个气隙都有均等的可能性发生雪崩, 分别从上下气隙抵达悬空电极板的雪崩正负电荷在长期过程中是相等的, 维持了电极板的电中性, 使得每个气隙中始终具备相同的场强。在电极材料的选择上, 浮法窗玻璃^[45]因其更低的成本、光滑的表面和更佳的结构强度取代了电木, 成为 MRPC 首选的电极材料。MRPC 的工作原理与 RPC 类似, 在每个气隙中发生的电离雪崩过程和 RPC 相同, 类似于多个窄气隙 RPC 堆叠在一起工作, 其读出电极上收集的感应信号是各个气隙中雪崩倍增成分的累加, 保证了探测效率和信号幅度。同时, 它的单个气隙宽度一般在几百微米量级, 在保证其工作在雪崩模式的前提下可以进一步提升气隙间的电场强度, 提高了电子的漂移速度, 使 MRPC 获得了相较雪崩 RPC 更优的时间分辨能力。Fonte 等人在 2000 年首次制成了具备定时功能的 MRPC 探测器^[46], 借助 0.3 mm 的窄气隙, 实现了 107 ps 的时间分辨能力。

1.4.2 MRPC 的研究现状

经过近 20 年的研究和发展, 利用 MRPC 进行飞行时间测量已经成为一项成熟的技术, 定时 MRPC 在今天已能普遍达到 100 ps 以下的时间分辨, 使其能够很好胜任物理实验中精确测量对撞产物飞行时间的任务, 在很多物理实验中作为 TOF 探测器得到了大规模的应用。

表 1.1 使用 MRPC 作为 TOF 系统的主要物理实验中的探测器参数及性能

	ALICE	STAR	HADES	FOPI
灵敏面积 (cm^2)	120×7.4	18.6×6.0	不定	90×4.6
总探测面积 (m^2)	141	50	8	5
读出单元 (cm^2)	3.7×2.5	6.0×3.1	同灵敏面积	90×0.164
气隙宽度 (mm)	10×0.25	6×0.22	4×0.27	8×0.22
工作气体 (C_2H_2 F ₄ /C ₄ H ₁₀ /SF ₆ 比例)	90 / 5 / 5	95 / 5 / 0	98.5 / 1 / 0.5	80 / 15 / 5
工作场强 (kV/cm)	104	106	111	109
探测效率	99%	> 95%	97%	99%
时间分辨率 (ps)	50	60	66	60
计数率 (Hz/cm^2)	50	200	700	50

作为定时 MRPC 首次也是最大规模的物理实验应用, 位于大型强子对撞机 (LHC) 的 ALICE 实验^[47]使用 1593 个 MRPC 探测器组装了 141 m^2 的 TOF 系统。

ALICE-TOF MRPC 采用双室结构, 将 10 个 $250\ \mu\text{m}$ 的气隙分为两个对称的室^[48], 信号通过电极板上 96 个 $3.7\times 2.5\ \text{cm}^2$ 金属读出块输出到 NINO 前端放大器和高性能时间数字转换器中^[49]。由 MRPC 自身 50 ps 左右的时间分辨率, 结合电子学及其他因素引入的时间晃动, 整个 ALICE-TOF 的时间分辨达到了 80 ps^[50], 满足了对 2.2 GeV/c 下以 3σ 完成 π/K 分辨和 4 GeV/c 下 K/p 分辨的物理要求。

1.2 节中介绍过的 RHIC-STAR 实验也采用了 4032 个 MRPC 探测器构建 $50\ \text{m}^2$ 的 TOF 系统^[51]。STAR-MRPC 为单室 6 气隙结构, 气隙宽度为 $220\ \mu\text{m}$, 探测器的灵敏面积 $18.6\times 6.0\ \text{cm}^2$, 包含 6 个 $6.0\times 3.1\ \text{cm}^2$ 大小的金属块对信号进行读出^[52]。该 MRPC 在工作点的探测效率超过了 95%, 时间分辨可达 60 ps, 实现了 STAR 实验在桶部 1.6 GeV/c 下 π/K 和 3.0 GeV/c 下 K/p 的 3σ 分辨。清华大学作为 STAR 合作组成员, 成功完成了 3100 个 MRPC 的生产任务^[53], 所有模块在实验运行期间一直保持了稳定的性能表现。

德国亥姆霍兹重离子研究中心 (GSI) 的高接受度双电子谱仪 (HADES)^[54]所使用的 MRPC 结构与众不同, 由三层铝电极和两层浮法玻璃电极交叠构成, 所有电极厚度均为 2 mm, 其间是宽度为 $270\ \mu\text{m}$ 的 4 个气隙^[55]。探测器的尺寸因其安装的区域而异, 长度分布在 120 到 520 mm 之间, 宽度在 20 到 50 mm 之间。1116 个 MRPC 组成了面积 $8\ \text{m}^2$ 的 TOF 系统, 探测效率为 97%, 探测器的平均时间分辨率为 66 ps^[56]。同在 GSI 的另外一个实验, FOPI 实验^[57]中使用了类似 ALICE-MRPC 设计的探测器组装了 $5\ \text{m}^2$ 的 TOF 系统, 该 MRPC 具有 2×4 个 $220\ \mu\text{m}$ 的气隙, 读出电极上有 16 个读出条, 相对于读出块, 条形读出的优势在于可以双端读出同一信号从而确定它的沿条方向的击中位置。FOPI-MRPC 具有超过 99% 的探测效率和小于 60 ps 的时间分辨率^[58]。

表 1.1 总结了上述物理实验中 MRPC 的参数及性能, 可见其探测效率已趋近 100%, 时间分辨也达到了 50 ps 水平。但是需要同时注意的是因为这些实验的粒子通量不高, MRPC 的计数率能力大多在 $100\ \text{Hz}/\text{cm}^2$ 以下, 下节内容将具体讨论计数率提升对 MRPC 探测器性能的影响。

1.5 高粒子通量对MRPC的影响

为了对已知的粒子进行更深入细致的研究, 或者为了发现未知的粒子, 人们希望能够在核物理实验中获取更多的关键事例, 不断提升的加速器亮度成为近些年大型实验发展的趋势。更高的亮度意味着作用于探测谱仪粒子通量的提高, 很多实验都正在或准备进行探测系统的升级改造, 如 CMS 实验为应对 LHC 亮度升级到 $10^{34-35}\ \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 需要将 RPC 系统的计数率能力提高到 kHz/cm^2 量级^[59]。另外一些新

建造的实验在设计之初就拥有极高的计数率，如 1.2 节中提到并要在第 2 章具体介绍的 CBM 实验，其 TOF 系统承受的计数率将达到 30 kHz/cm^2 ^[60]。如此之高的粒子通量将影响 MRPC 的各方面性能，从本质上来说是因为气隙间的电场强度被降低，同时气体老化的过程被加速了。如何解决好 MRPC 在高计数率下保持原有性能这一问题，对其未来在主流的高亮度物理实验中继续得到发展和应用至关重要。

1.5.1 高计数率造成电场强度降低

包括 MRPC 在内的 RPC 探测器计数率能力不高，是因为其引入的阻性板电极虽然起到了将放电限制在局部的作用，但同时也相应的降低了局部的电场强度。当雪崩产生的电子和离子漂移至阻性电极时，会中和部分电极表面的极化电荷，因此气隙中的电场强度也降低了，需要注意的是这一现象同样仅发生在入射粒子径迹附近的局部区域，探测器其他部分仍保持正常的工作状态，当计数率相对较低时，很少有粒子能接连打到探测器的同一位置上，所以其工作性能基本不受影响。随着计数率的增加，两个粒子在电场恢复时间内接连击中同一区域的现象变得更加普遍（电场的恢复时间与 RPC 的等效电容和电阻有关，这两者由气隙结构和电极材料决定），第二个粒子所处的电场强度低于能够引发初级电离雪崩倍增的值，换言之这个粒子被探测器“漏掉”了，宏观上的表现就是探测效率的下降，这一现象已经在很多实验中得到了证实^{[61]-[63]}。

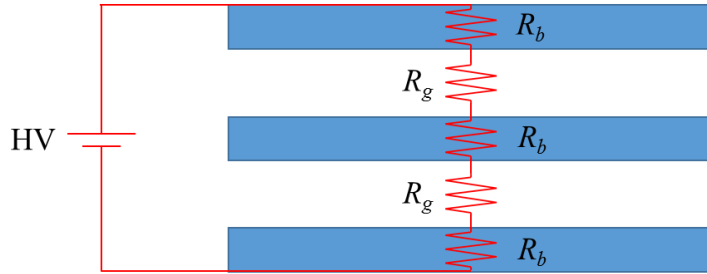


图 1.6 两气隙 MRPC 的简化等效电路模型示意图。

为了定量描述高计数率对 RPC 的作用机制，Santonico 提出了“静态”模型^[64]。该模型忽略了具体的物理过程，把 MRPC 等效为由阻性板电阻 R_b 和气隙电阻 R_g 串联组成的电路，如图 1.6 所示：当气隙中没有发生电离时，因为气隙电阻 R_g 要远大于阻性板电阻 R_b ，电源提供的所有压降几乎全都作用于气隙上，此时回路中的电流即为暗电流，因为 R_g 和 R_b 很大，能正常工作的 MRPC 暗电流的值很小；当有带电粒子穿过探测器灵敏体积时，气隙中的工作气体被电离并在电场的作用下形成雪崩，此时的气隙可等效为电流源，雪崩电子的漂移在回路中产生电流 I ，此时电流在阻性板上产生的压降 V_{drop} 不可再被忽略，将从电源提供的 V_{ap} 中分压，减小了气隙

中的实际压差 V_{gap} 。对于图 1.6 中的两气隙情况，其关系可表达为：

$$V_{gap} = \frac{1}{2} (V_{ap} - 3V_{drop}) \quad (1-6)$$

压降 V_{drop} 可由欧姆定律从 I 和每个阻性板的电阻 R_b 得到：

$$V_{drop} = R_b I = \rho \frac{d}{S} \Phi S \bar{q} = \rho d \Phi \bar{q} \quad (1-7)$$

其中 ρ 是阻性板的体电阻率， d 和 S 分别是其厚度和面积， Φ 是入射粒子通量， \bar{q} 是每个入射粒子在气隙中雪崩倍增过程中产生的平均电荷量。当计数率升高，也就是 Φ 增大，在阻性电极上的分压增大，也就降低了气隙内的实际电场强度。同时从 (1-7) 中不难看出，为了减小电场降低的程度，可由另外三个参数 \bar{q} 、 ρ 和 d 制定解决方案：

首先，可以通过减少雪崩电荷量提高探测器的计数率。该方法的问题在于输出信号相应的变小了，如果前端电子学的阈值过高，或噪声水平高，同样会因为接收不到信号而损失效率。ATLAS 实验针对 LHC 的亮度升级为 RPC 系统研发了高灵敏、低噪声的前置放大器^[65]，结合探测器进行了 X 射线测试，在 12.5 kHz/cm^2 下成功实现了 >90% 的效率^[66]。

其次，可以通过减小阻性电极板的厚度的方法。使用该方法的性价比不高。阻性板的厚度本来已经是 mm 量级，将其进一步降低来提升计数率的空间很小。更小的厚度除了会造成探测器结构强度上的不稳定外，各个位置的气隙的均匀性更加难以保证，增大了流光放电现象发生的概率，因此需要极高的生产工艺水平。

最后，也是相关研究最多的一个方向是寻找新的低电阻率材料以替代浮法玻璃作为电极。普通窗玻璃的体电阻率在 $10^{12} \Omega\text{cm}$ 左右，在体电阻率小到会引发整个探测器持续放电的水平之前，还存在很大的降低空间可以将 RPC 计数率提高 2 到 3 个数量级。这意味着该方法具有最大的计数率提升空间，因此 CBM 实验采用这一方案。迄今为止，人们已经尝试了多种半导体材料制成的电极，包括主要由环氧树脂组成的类橡胶材料^[67]、砷化镓或硅制成的半导体^[68]、陶瓷材料^[69]等。其中最为成功的莫过于清华大学在 2008 年研发的一种硅酸盐半导体玻璃^[70]。

图 1.7(a) 显示的即为清华大学研制的半导体玻璃（后文中统一简称为低电阻玻璃）的实物图，它是一种掺杂了过渡元素氧化物的均匀混合物，外观呈黑色，对可见光不透明，其电阻率要比传统浮法玻璃低 2 个数量级，在 $10^{10} \sim 10^{11} \Omega\text{cm}$ 范围内可调^[72]。因为 MRPC 对电极表面平整度要求很高，生产过程中会额外进行抛光处理，图 1.7(b) 显示了利用数字显微镜对玻璃样品表面的 3D 扫描结果，粗糙度平均

值在 1 nm 左右，最大值 10 nm。为了检验低电阻玻璃的计数率能力，对基于该材料作为电极的 MRPC 进行了束流测试，在计数率达到 70 kHz/cm² 时，探测器仍然保持了 90% 的探测效率和低于 80 ps 的时间分辨率^[73]。

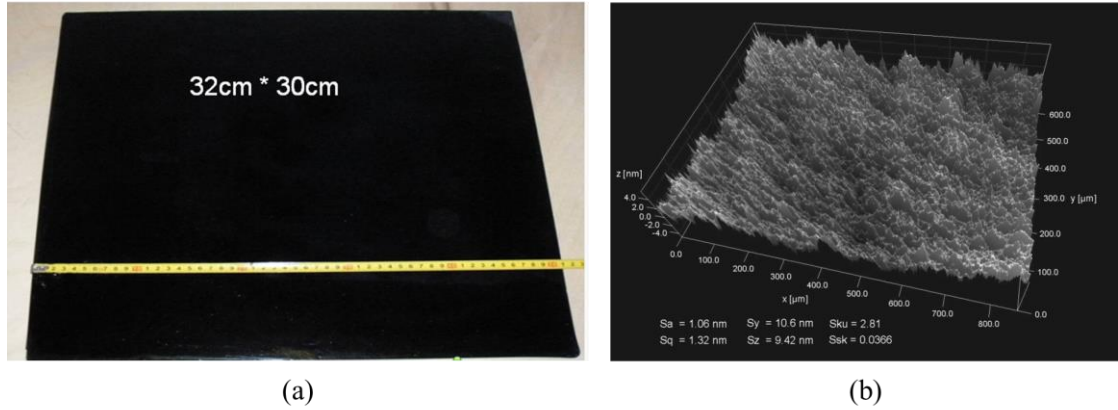


图 1.7 (a) 清华大学研发的硅酸盐半导体玻璃实物图，图中标尺寸 32 cm × 30 cm 为该玻璃所能制成的最大面积。(b) 电子显微镜下的玻璃表面微观 3D 扫描图像，表面粗糙度的平均值（图中的 Sa 参数）在 1 nm 左右。图片来自^[71]。

表 1.2 清华大学研发的硅酸盐半导体玻璃的参数

性能参数	值
最大尺寸 (cm ²)	32 × 30
体电阻率 (Ωcm)	~ 10 ¹⁰ - 10 ¹¹
标准厚度 (mm)	0.7 / 1.1
厚度均匀性 (μm)	20
表面粗糙度 (nm)	< 10
介电常数	7.5 – 9.5

1.5.2 高计数率引起工作气体污染

为保持 MRPC 能够工作在雪崩模式下，人们对探测器的“核心”——工作气体进行了漫长的研究和选择，最终发现由一种氟利昂 (C₂H₂F₄，也被称作 R134a)、异丁烷 (i-C₄H₁₀) 和六氟化硫 (SF₆) 组成的混合物是气体的最佳选择。C₂H₂F₄ 和 SF₆ 是强电负性气体，其功能在于吸收雪崩倍增过程中产生的部分电子，防止雪崩进一步放大为流光甚至打火现象，同时还限制了放电在横向上的发展，将放电限制在探测器的局部区域^{[74]-[75]}。i-C₄H₁₀ 是光子猝熄气体，能够吸收原子退激发射的紫外光子，防止光子引发二次雪崩的产生^[76]。

工作气体中各个组分吸附电子或吸收光子后变成了新的化学成分，失去了原有功能，这些新生成的产物非但不能支持 MRPC 继续工作在雪崩模式下，还可能对探测器自身的材料和结构产生损害^[77]。图 1.8 显示了 LHC 的研究人员借助色谱技术对 RPC 探测器经过束流照射后排出气体成分的分析结果，可以看到新生成的产物中包括碳氢化合物、HF、F₂、类氟利昂分子和其他化学物质。其中 HF 具有较高的化学活性，极易与探测器内部电极板发生反应，反应物会在表面堆积形成一层薄的导电层^[78]，增大了探测器的噪声率和暗电流，同时还会影响气隙内的电场分布^[79]。如果这些污染物不能及时被干净的工作气体交换走，长时间停留在探测器内部就会对探测器造成不可消除的影响。

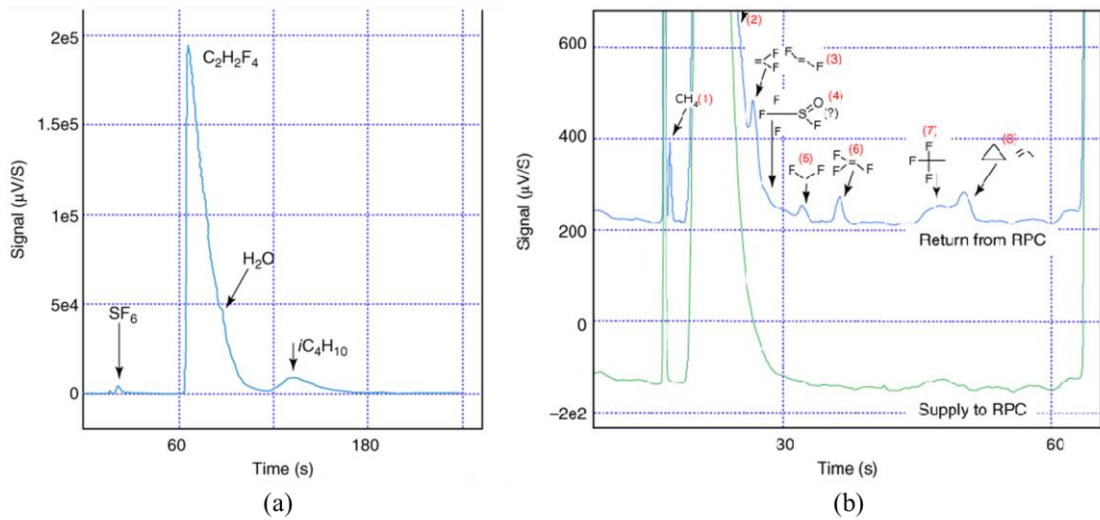


图 1.8 LHC 的研究人员通过色谱技术对 RPC 气体的污染进行了研究。(a) 进入 RPC 的“干净”工作气体组分，C₂H₂F₄、i-C₄H₁₀ 和 SF₆ 三种成分在图中均清晰可见。(b) 经束流照射后 RPC 输出气体的组分，可以看到污染物的产生，包括碳氢化合物、HF、F₂、类氟利昂分子和其他化学物质。图片来自^[80]。

计数率的增长对工作气体会造成两方面的影响：一是气体的消耗加快了，更高的计数率意味着会有更多入射粒子产生的雪崩电子和紫外光子，如果没有新鲜的工作气体及时补充，探测器更容易出现流光和打火现象，增大了高压间的暗电流，使得气隙间的场强降低，进而恶化了探测效率和计数率性能；二是 HF 等污染物的产生率增加了，需要加快气体的交换将污染物排出探测器内部。在 RHIC-STAR 实验中就曾经观测到气体污染对探测器的影响^[81]，如图 1.9(a)所示，当有束流照射时，MTD MRPC 的噪声持续增加，当束流停止后，噪声未能及时下降至基线，这导致束流再次开启时噪声在原来的基础上变得更大，然而具有较小流气空间的 TOF MRPC 的噪声（图中绿线）始终较小。研究人员据此将 MTD 中的多余流气空间用

挡块填充，减小了流气盒中的实际流气体积，之后的噪声水平如图 1.9(b)始终保持较低的水平，验证了新鲜工作气体与污染物之间的交换得到了有效改善。

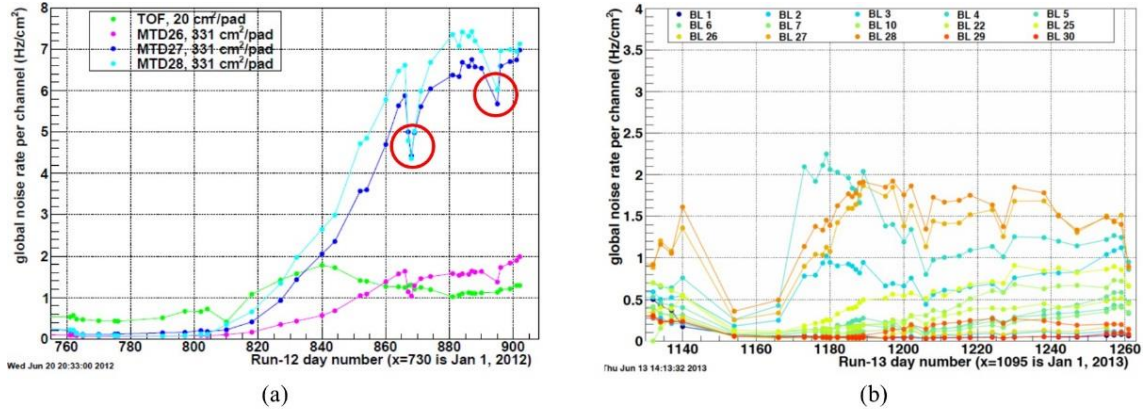


图 1.9 在 STAR 实验缪子望远镜探测器 (MTD) 中观测到的气体污染现象。(a) 束流照射时, MTD 噪声随时间持续增加, 当束流停止后, 噪声未能及时下降到基线水平导致束流再次开启时上升到很高的水平, 流气空间较小的 TOF MRPC (绿线) 噪声始终较小。(b) 将 MTD 多余的流气空间用挡块填充, 噪声降低且始终处于较低水平。图片来自^[81]。

目前运行的大部分物理实验粒子通量通常在几百 Hz/cm^2 以下, MRPC 气隙中的新鲜工作气体分子要远远多于消耗的气体分子数目, 因此气体问题并不显著。随着未来实验加速器亮度的升级, 气体污染将上升为制约探测器性能的重要因素。然而相对于人们在研究减小阻性板电阻率上投入的大量精力, 高计数率加重的气体污染问题还未能引起足够的关注, 但在诸如 CBM 实验中 $30 \text{ kHz}/\text{cm}^2$ 的极高计数率下, 已经不可再忽视其带来的影响。

1.6 课题意义与目标

重要物理成果的发现离不开高精尖探测设备的支持, 仪器所能达到的精度往往决定了人们探索的边界。作为极高精度的定时探测器 MRPC, 其小于 100 ps 的时间分辨率能够帮助物理学家分辨出速度极快的不同粒子, 通过这些信息, 我们得以掌握有关宇宙起源与新物质形态的更多认知。

不断升级的实验同时推动了探测器技术的发展, 更高亮度的加速器对传统 MRPC 的计数率能力提出了挑战。低电阻玻璃技术成功使 MRPC 在保持效率的前提下把计数率提高了两个数量级, 本课题将使用该技术首次为高计数率大型物理实验研制 MRPC 探测器, 并大规模应用于 STAR 和 CBM 的 TOF 系统中, 承担起粒子鉴别的重任, 为新物理结果的获得奠定基础。与此同时, 本课题致力于高计数率下气体污染发生过程和影响因素的详细研究, 提出了一种可用于气体探测器流

气研究的全新方法。为解决气体污染问题，本课题同时提出了新型结构的 MRPC 设计方案，对包括 CBM 在内的未来高粒子通量物理实验的气体探测器设计具有重要的参考价值。

本课题的主要目标在于：

- 基于 CBM 实验为实现物理目标对 TOF 系统的要求，研制符合要求的高计数率高时间分辨 MRPC 探测器。
- 为 CBM-MRPC 在物理实验中的实际应用进行刻度分析，最终使用飞行时间方法实现粒子鉴别。
- 对高计数率造成的第二方面影响——气体污染进行系统研究，借助数值计算模拟方法分析影响气体污染的各个因素，并为解决高亮度实验中的气体污染问题提供解决方案。

本论文的主要创新点包括：

- 在 MRPC 领域首次提出用于研究高计数率造成探测器内部气体污染的模拟方法，结合 X 射线实验研究了影响污染的各项因素，提出了采用极小流气体积降低探测器内部污染浓度的方法。基于该方法首次提出了自流气 MRPC 设计方案，该设计对包括 CBM 在内的高亮度物理实验探测谱仪中的气体探测器研制具有重要意义。
- 针对目前计数率最高 (25 kHz/cm^2) 的 CBM 实验，通过对气隙结构参数和读出方式进行优化，研制成功新型双室 8 气隙 MRPC 探测器。探测效率超过 97%，时间分辨达到 60 ps，满足 CBM 实验要求，并已在大规模应用中稳定运行。
- 所研制的 MRPC 成功应用于 STAR-eTOF 系统，通过离线刻度分析，实现了 STAR 端盖区域的粒子鉴别，对 π/K 分辨超过 1.1 GeV/c，对 $(\pi+K)/p$ 分辨超过 3.0 GeV/c，拓展了 STAR 实验的接收度，为在 CBM 和 STAR 上物理成果的获得奠定了基础。

第2章 重离子对撞实验装置

CBM 和 STAR 是两个重要的重离子实验, 分别对 QCD 物质相图的高密度和高能区域进行研究。两实验均采用飞行时间方法作为强子鉴别的手段, 因此近些年在 TOF 系统上展开了深入的合作, 本文针对 CBM 实验研制的 MRPC 探测器也得以在 STAR 实验中获得了实际应用。本章将对 FAIR-CBM 和 RHIC-STAR 及它们之间的合作项目作简要介绍。

2.1 FAIR-CBM实验

2.1.1 反质子和离子研究装置 (FAIR)

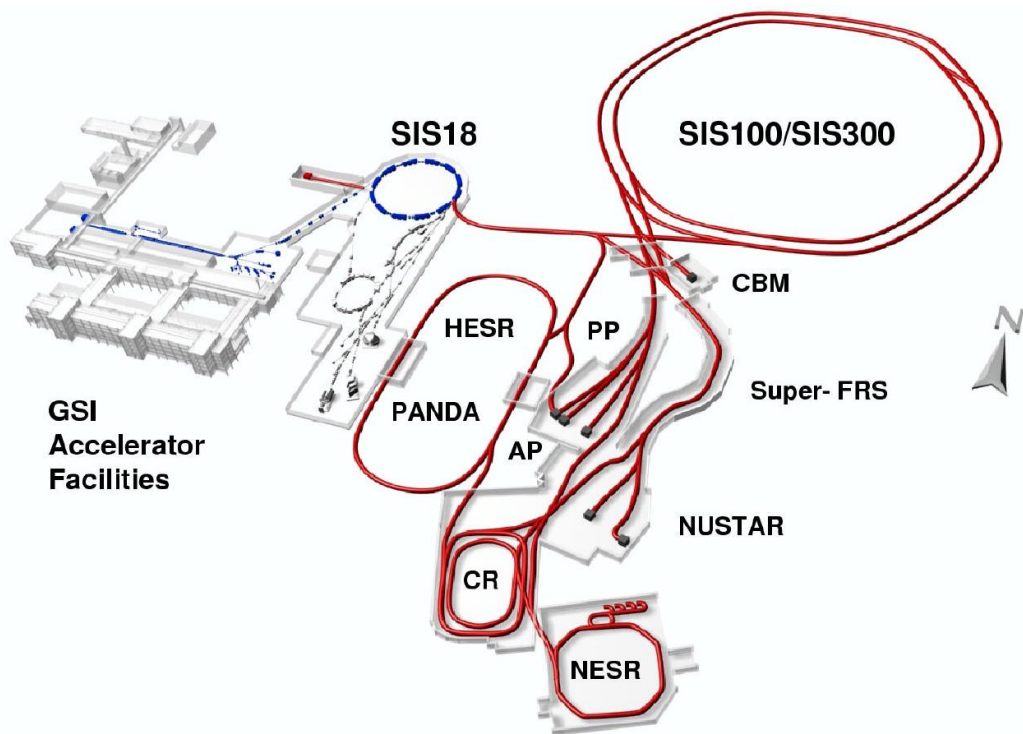


图 2.1 FAIR 设施示意图。图片来自^[82]。

FAIR 设施是位于德国达姆施塔特的最新高科技加速器群, 如图 2.1 所示, 它将在现有的 GSI 亥姆霍兹重离子研究中心设施的基础上, 新建两个磁刚度分别为 100 Tm 和 300 Tm 的同步加速器 SIS100/SIS300, 加速器管道周长为 1084 m, 将对来自 GSI 现有加速器 SIS18 注入的质子/重离子束流进行加速, 能量可表达为:

$$E / A = \sqrt{(0.3[\text{GeV} / \text{Tm}] \cdot B \cdot r \cdot Z / A)^2 + m^2} - m \quad (2-1)$$

其中 A 是原子质量数, Z 是原子序数, m 是核子质量, $B \cdot r$ 是磁刚度。由此可以得到质子经 SIS100 加速后所能达到的最大能量为 29 GeV, 对于金离子来说最大能量为 11 AGeV, 能够达到的最小粒子束能量则在 2 AGeV 左右^[12]。SIS100 计划在 2025 年出束并正式开始运行, SIS300 将在其后几年的第二阶段运行中提供更高的能量, 对质子和金离子分别达到 90 GeV 和 35 AGeV。相比于其他加速器, FAIR 能够在同等能量区间内实现更高的束流强度, 在 SIS100/SIS300 出口位置的金离子束强度可达 10^9 /s, 是目前所能达到的最高值。

FAIR 的建成将为一系列重要的物理实验提供基础平台, 研究范围涵盖强子物理、天体物理、核物理、等离子体物理等诸多领域。

2.1.2 压缩重子物质实验 (CBM)

作为位于 FAIR 上最重要的物理实验之一, 其实验目标在于借助极高的粒子相互作用率实现稀有粒子的精确测量, 从而完成对高密度中等温度下强相互作用相图的研究, 试图解决强子物质到夸克物质相变分界线与临界点的寻找、中子星核密度下的 QPG 物质的状态方程、在高密度重子物质中手征对称性的恢复以及核素图的扩展等人们所关心的问题。

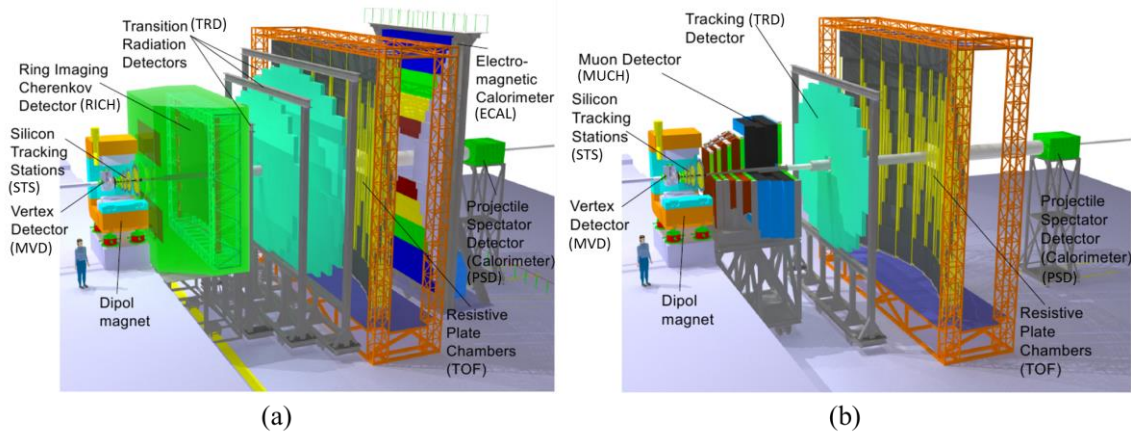


图 2.2 CBM 实验探测谱仪概念设计图。(a) 强子/电子谱仪。(b) 缪子谱仪。图片来自 [83]。

作为固定靶实验, CBM 实验的探测系统是由多种具有不同功能的探测子系统依次排列在对撞点后方所组成的大型谱仪, 如图 2.2 所示, 有两种互不兼容的设置方案。在图 2.2(a)所示的电子/强子谱仪设计方案中包括一个大接受度的二级磁铁、

微顶点探测器 (MVD)、硅微条径迹探测系统 (STS)、环形成像契伦科夫探测器 (RICH)、穿越辐射探测器 (TRD)、飞行时间探测器 (TOF)、电磁量能器 (ECAL) 和射弹核旁观者探测器 (PSD)。在图 2.2(b) 中的缪子谱仪方案中, 因为探测缪子设置的吸收体需要占用一定的空间, 所以撤下 RICH 和部分束流管周围的 TRD 探测器, 同时换上缪子探测系统 (MUCH)。

表 2.1 CBM 实验观测的粒子种类和所需的子探测系统。表格来自^[12]。

粒子种类	MVD	STS	RICH	MUCH	TRD	TOF	ECAL	PSD
π, K, p		√				√		√
超子		√				√		√
粲强子	√	√						√
电子		√	√		√	√		√
缪子		√		√				√
光子							√	√
电子转换光子	√	√	√		√	√		√

CBM 的各子探测系统中, MVD 是最内层紧靠束流管的一个, 其功能在于以 50~100 μm 的位置分辨率确定初级和次级对撞顶点沿束流方向的位置^[84]。紧随其后的 STS 将记录所有带电粒子的径迹, 并以 1% 的分辨率得到粒子动量^[85]。RICH 和 TRD 的功能均是鉴别电子^[86], TRD 还可以区分正负电子, 同时获得带电粒子的径迹^[87], 这两个探测系统还可以在 10 GeV/c 的动量范围内区分电子和 π 介子, 可以为强子鉴别排除相当一部分 π 介子本底。缪子谱仪设计方案中的 MUCH 主要探测双缪子衰变用于重建矢量介子^[88]。强子鉴别的任务主要由 TOF 完成, 具体的结构设计将在下节中详细介绍。采样型 ECAL 负责探测光子和衰变为光子的中性介子^[89]。PSD 实质上是强子量能器, 用于得到射弹核旁观者的能量, 和用于计算对撞中心度所需的关键信息。表 2.1 展示了观测不同粒子所需要的各子探测系统。

2.1.3 CBM 飞行时间系统 (TOF)

CBM 实验的强子鉴别由 TOF 系统达成。如图 2.3(a) 所示, CBM-TOF 为 120 m^2 的墙形结构, 为了实现如此大面积的探测区域, MRPC 成为了探测器选择上的唯一方案。TOF 墙位于对撞点后方 10m 的位置, 如 1.3 节中所述, 为了实现 4 GeV/c 动量下 π/K 的 3σ 分辨, 需要整个系统至少有 80 ps 的时间分辨率。另一方面, 因为 FAIR 的高束流强度, TOF 和 CBM 其他的探测系统一样, 都要承受极高的粒子通量。图 2.3(b) 展示了在 10 MHz 相互作用率下, 25 AGeV 金金对撞在 TOF 墙上产生

的粒子通量分布模拟结果^[90]，TOF 墙覆盖的极角范围为 $2.5^\circ \sim 25^\circ$ ，导致各个区域承受的通量有着很大的区别，正中心的通量密度将达到 30 kHz/cm^2 ，随着远离中心而指数下降最终在最外层达到 500 Hz/cm^2 。整个 TOF 墙也因此被分为若干区域，针对不同的计数率采用相应的探测器方案，本文所涉及的高计数率 MRPC 就是面向计数率在 1 kHz/cm^2 到 8 kHz/cm^2 之间的中间区域研制的，有关它的设计、测试、生产和应用将在第 3 章中具体描述。

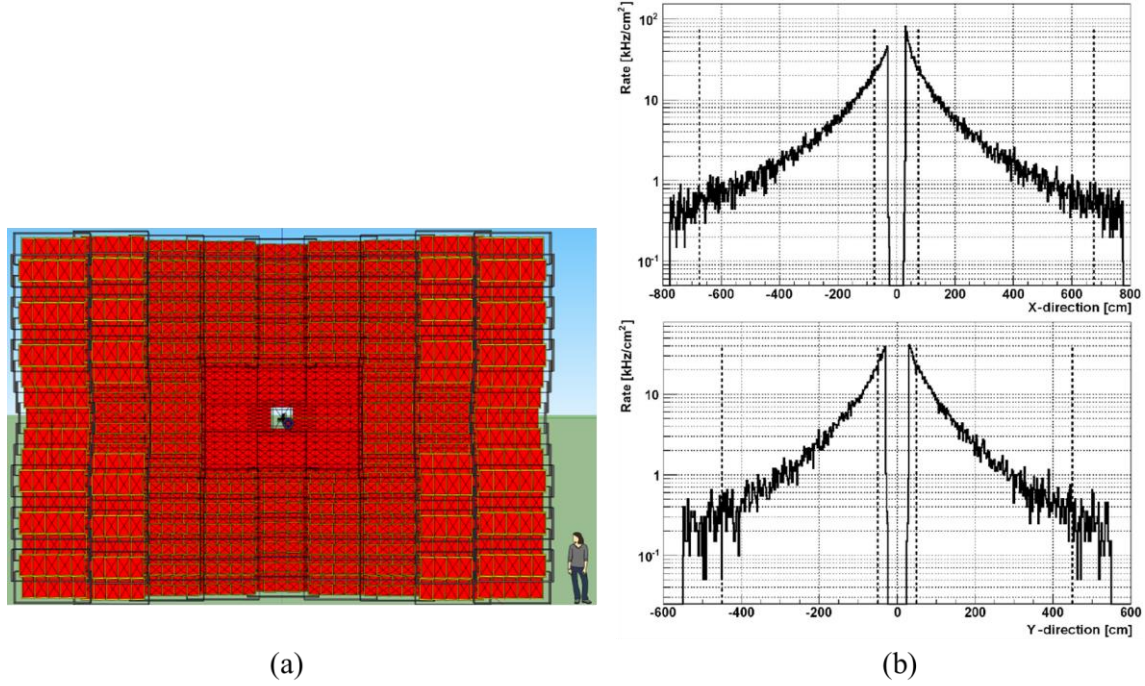


图 2.3 (a) CBM-TOF 墙结构示意图。(b) UrQMD 模拟的 10 MHz 相互作用率下， 25 AGeV 金金对撞事例中，TOF 墙在 x, y 方向承受的粒子通量，图中虚线标出了 TOF 的接受度范围。图片来自^{[60][90]}。

2.2 RHIC-STAR实验

2.2.1 相对论重离子对撞机 (RHIC)

RHIC 位于美国的布鲁克海文国家实验室，从 2000 年就开始运行，是世界上建成最早的相对论重离子对撞机^[91]。和 FAIR 一样，RHIC 也可以对质子和重离子束进行加速，如图 2.4 所示，其主体是两个半径为 1 km 的交叉储存环，分别被命名为黄环和蓝环。要被注入到储存环中的质子束产生自 200 MeV 的直线加速器（图中右下直线所示区域），重离子束产自电子束离子源（图中 LINAC），这些束流首先被送入同步回旋增强器（AGS Booster）加速至 100 MeV 左右，再进入交替梯度同步加速器（AGS）加速至 8.86 GeV ，最终输送到黄环（图中 Yellow）和蓝环（图

中 Blue) 中分别沿逆时针和顺时针方向运动, 做最后阶段的加速并在两储存环六点钟方向的交叉处进行碰撞, 质子束对撞的质心系能量可达 500 GeV/c , 金离子束为 200 GeV/c 。

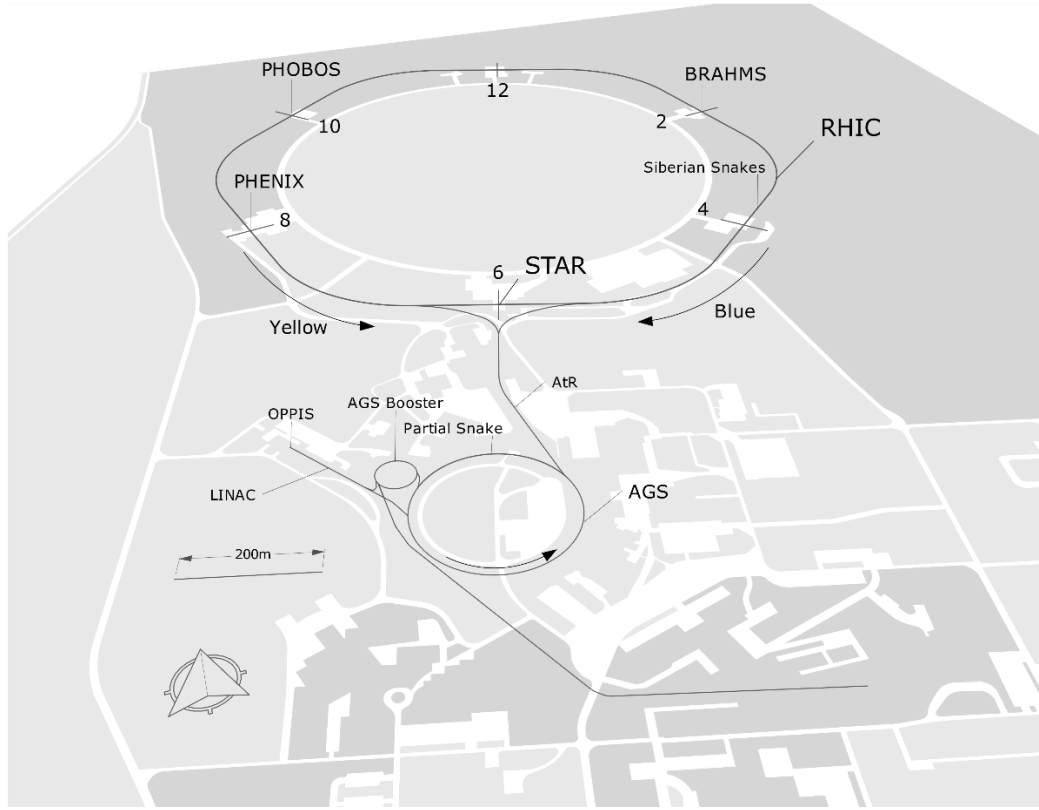


图 2.4 RHIC 设施示意图。图片来自^[92]。

2.2.2 螺线管径迹探测器 (STAR)

STAR 实验的物理目标主要在于研究 QGP 物质的形成和性质, 以帮助人们理解宇宙大爆炸瞬间发生的物质转换过程^[93]。除此之外, STAR 也获得了另外一些重要的物理结果, 比如在 10 亿次金金对撞中探测到 18 个反氦核的产生, 这是目前已知最重的反物质粒子^[94]。在将近 20 年的运行中, STAR 在核物理、天体物理、和等离子体物理等诸多领域取得了诸多重要的研究成果。

STAR 实验的探测系统同样由多种类型的探测器组成, 每个子探测系统负责专门探测某些类型的粒子并获得它们的参数, 对撞的表征在所有子探测器的协同配合下完成。和 CBM 作为打靶实验各子探测器系统依次平行排列不同, STAR 作为对撞实验, 子探测系统为保证全方位角的接受度被设计为包裹束流管的筒形。如图 2.5 所示, 按照从束流管向外的顺序, STAR 探测系统由顶点位置探测器 (VPD)、束流计数器 (BBC)、零度角量能器 (ZDC)、时间投影室 (TPC)、桶部飞行时间

探测器 (bTOF)、桶部电磁量能器 (BEMC)、端部电磁量能器 (EEMC)、缪子探测器 (MTD) 和重味径迹探测器 (HFT) 组成。

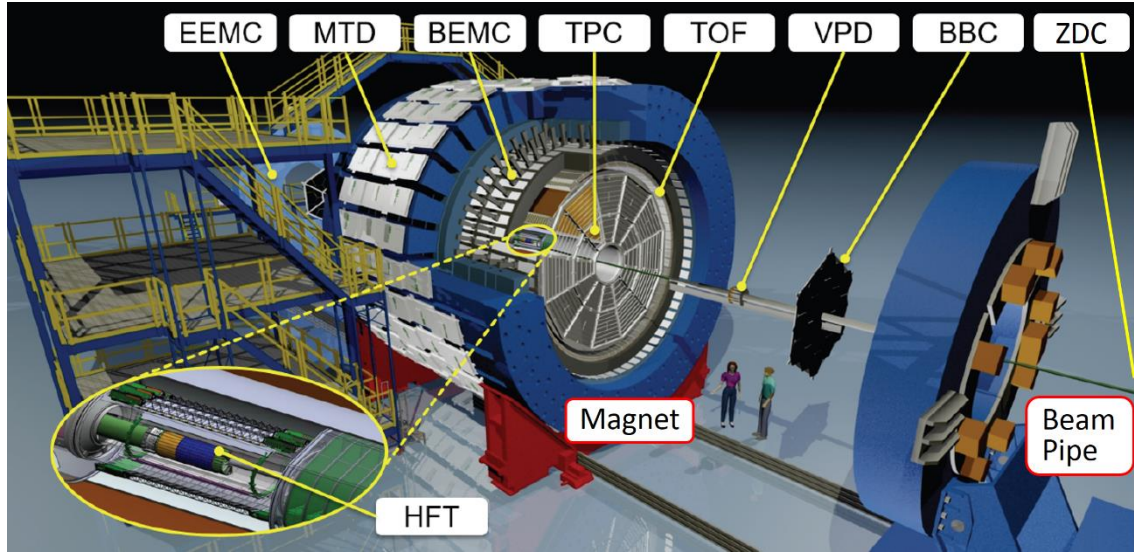


图 2.5 STAR 实验探测谱仪结构示意图。图片来自^[93]。

整个系统的触发由位于束流管上的 BBC 和 VPD 完成，其中 BBC 用于提供质子对撞的最小无偏触发和实验的亮度信息，VPD 负责给出重离子对撞的触发，同时确定对撞顶点在束流线方向上的位置，为其他子探测系统提供起始时间信息。在桶部区域最内层包裹束流管的是 HFT，以极高的位置分辨率确定粒子发生衰变的次级顶点。其外是呈圆筒形的 TPC，作为 STAR 的主径迹探测器，用于记录所有带电粒子的径迹、动量和电离能损，并由此可完成初步的粒子鉴别，可实现 0.7 GeV/c 动量下 π/K 的 3σ 分辨^[95]。紧靠其外侧的是 bTOF 系统，如 1.4.2 节所述，采用 MRPC 技术，以 100 ps 的时间分辨给出经过桶部区域粒子的飞行时间，可对动量在 1.6 GeV/c 以内的 π/K 进行鉴别^[96]。量能器系统包括 BEMC、EEMC 和 ZDC，均为采样型量能器，其中 BEMC 和 EEMC 分别包覆桶部和端盖区域，用于光子的测量；ZDC 位于束流线对撞点的两侧远端，用于中性粒子的测量，同时提供标定中心度所需的信息。MTD 位于筒形磁铁的外部，用以捕获对撞产生的缪子信息。

为了探索 QCD 相图，特别是寻找相边界和关键点的位置，STAR 实验启动了能量扫描实验（BES）。在 2010 到 2014 年的 BES-I 运行中，STAR 获得了金金对撞在 $\sqrt{s_{NN}} = 62.4, 39, 27, 19.6, 14.5, 11.5$ 和 7.7 GeV 下的物理数据^[97]。

2.3 STAR-eTOF 项目

STAR-eTOF 是 CBM 和 STAR 两个实验的合作项目。因为 FAIR 的加速器设施

到 2025 年才能正式出束, 各子探测系统的研发生产工作将会提前完成, 合作组因此制定了 FAIR 第 0 阶段运行计划, 通过将 CBM 探测系统安装在其他实验中调试运行, 完成对其的初步测试与检验, 届时就能在 FAIR 出束后立即产出物理数据^[21]。FAIR 第 0 阶段运行计划包括将 RICH 系统安装在 HADES 实验中进行调试并联合开发前端电子学、在俄罗斯 JINR/Dubna 的 BM@N 实验中安装 4 层硅微条径迹探测器、在 GSI 现有的 SIS18 加速器上搭建包括部分 MVD、STS、TRD 和 TOF 的 mini-CBM 实验、和将 10% 的 TOF 探测器安装在 STAR 实验东部端盖上的 STAR-eTOF 项目。

同时, STAR-eTOF 也是 STAR 实验在束流能量扫描阶段 2 (BES-II) 运行中必不可少的升级项目^[98]。BES-II 承接 BES-I 的运行结果, STAR 将降低对撞能量同时提高亮度, 继续进行 QCD 相边界的研究。BES-II 能量扫描范围为 3.0 到 19.6 GeV, 7.7 GeV 以上由对撞模式实现, 以下通过打靶模式完成。为在 BES-II 中获得更精细的测量结果, STAR 探测系统进行了升级改造, 在端盖区域加装 eTOF, 并安装 iTPC^[99], 拓展了赙快度范围并且实现了相应区域内的强子鉴别。在对撞模式下, 粒子鉴别的赙快度拓展到 $1.0 < |\eta| < 1.5$, 因为前向出射的粒子一般具有较大的轴向动量, 单靠 TPC 记录的能量损失很难对大部分粒子进行有效鉴别, eTOF 的安装将使得研究重要物理观测量与快度之间的关系成为可能。在打靶模式下, 对于 $\sqrt{s_{NN}}$ 在 3.0 到 4.5 GeV 之间的次级对撞粒子, 其快度大部分落在原有的桶部 bTOF 和 TPC 覆盖的区域内, 能量越高快度趋向于越大, 4.5 GeV 以上的粒子更趋向于落在端部区域, 为了实现从 3.0 到 7.7 GeV 的连续能量扫描, eTOF 带来的快度拓展是极为必要的。

图 2.6(a)展示了 eTOF 的结构设计图。因为将要安装在 STAR 探测器的东部端盖, eTOF 被设计为由 12 个扇区组成的环形。每一个扇区包括 3 个交替重叠放置的长方形铝制流气盒模块, 内部依次安装了 3 个 MRPC 探测器。整个 eTOF 包含了 108 个 MRPC, 接近 CBM-TOF 所需探测器数量的 10%, 其中有 48 个为本论文所研制的高计数率 MRPC, 其余的是来自中科大为 CBM-TOF 低计数率区设计的浮法玻璃 MRPC。图 2.6(b)拍摄于 2018 年年底, 彼时 eTOF 安装已接近完成。在从 2019 年开始的 BES-II 运行中, 完全安装的 eTOF 和 iTPC 将实现 STAR 端部的粒子鉴别, 直到 BES-II 结束的 2021 年, 所有 eTOF MRPC 探测器将从 STAR 上拆除并运回 FAIR 组装 CBM 的 TOF 系统。

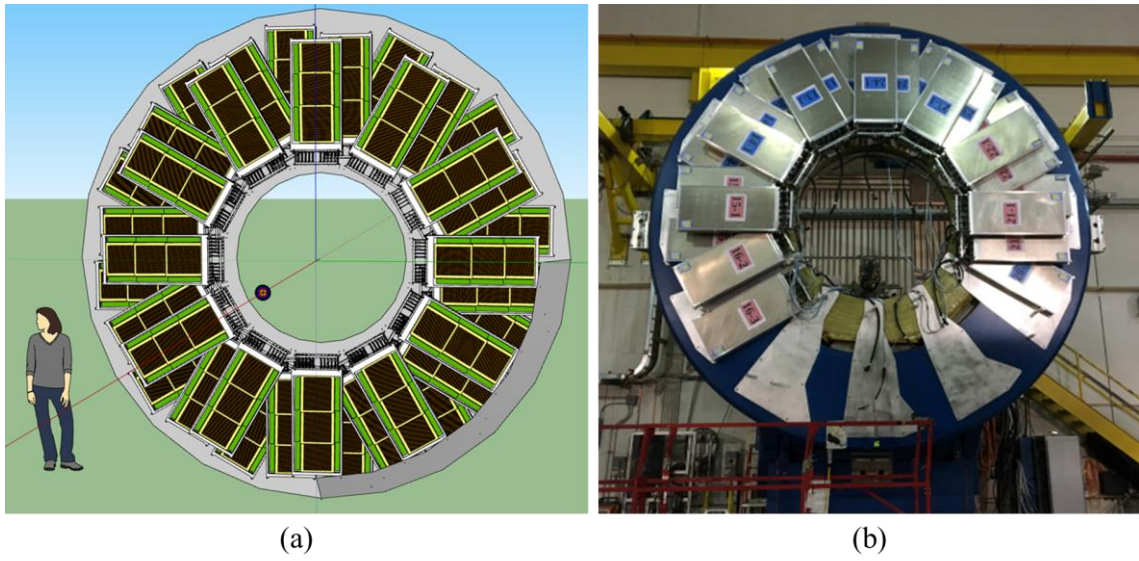


图 2.6 (a) STAR-eTOF 结构概念设计图。(b) 完成大部分模块安装的 eTOF 实物照片，其中有蓝色标签的探测模块来自中科大，红色标签模块中安装的探测器即为本论文所研制的清华大学高计数率 MRPC。图片来自^[100]。

STAR-eTOF 对两个实验都有着重要的意义。作为 BES-II 重要的探测系统升级项目之一，eTOF 拓展了粒子鉴别的快度范围，为在 STAR 上获取全新的物理成果提供了有力保障。另一方面 CBM TOF 探测器在 STAR 上的成功应用是高计数率 MRPC 首次在物理实验中大规模整体运行并实现粒子鉴别，这些宝贵的经验为届时 CBM-TOF 在 SIS100 上的运行打下了坚实基础。

第3章 应用于 CBM-TOF 的高计数率 MRPC 研制

MRPC 因其自身优秀的时间分辨能力以及低廉的制作成本,成为了目前能以合理的造价满足 CBM-TOF 系统要求的唯一解决方案^[60]。同时, CBM 实验具有高粒子相互作用率的特点, TOF 墙所需承受的计数率之高是前所未有的。本文基于低电阻玻璃技术,面向 TOF 墙上计数率较高的中间区域,针对 CBM 提出的要求,设计了 MRPC 探测器的结构参数并完成了原型机的制作。在多次束流测试中被证实具有 97% 的探测效率和 60 ps 的时间分辨。在性能指标得到合作组认可后,完成了第一阶段 76 块探测器的批量生产。本章将具体介绍 MRPC 的结构参数设计过程,束流测试结果分析,批量生产质检方法,以及宇宙线测试平台的搭建与结果。

3.1 CBM-TOF对MRPC的要求

CBM 实验为了实现其物理目标,对组成 TOF 系统的 MRPC 探测器提出了如下的指标要求^[60]:

- 探测器本征时间分辨小于 60 ps, 以实现整个系统 80 ps 的时间分辨能力。
- 探测效率超过 95%。
- 依据所在 TOF 墙的不同分区, 应满足 0.5 kHz/cm² 到 30 kHz/cm² 范围内相应的计数率要求。
- 占有率小于 5%。
- 与前端电子学阻抗匹配, 在数据获取系统无触发自由运行模式下尽量减少反射信号的数量。

如 2.1.3 节中提到的, 因为 TOF 墙上每一点与对撞点所成立体角不同的缘故, 计数率呈现从中心向外的指数衰减分布。整个 TOF 墙根据计数率被划分为若干区域, 如图 3.1 所示, 根据所在区域的计数率要求, 总共包括 5 种 MRPC 设计方案。处在 TOF 墙最外围的是 MRPC4 和 MRPC3b, 该区域计数率为 0.5~1.5 kHz/cm², 两种方案均采用传统浮法玻璃作为电极, 通过减小电极板厚度即可满足该区域的计数率要求, 它们之间的区别仅在于读出单元面积的不同, 因为 MRPC4 位置距离中心更远, 所承受的计数率也就最小, 在保证相同占有率的前提下可以增大粒度, 从而尽可能减少电子学道数, 达到节约成本的目的。位于 TOF 墙中间区域的 MRPC3a 是所需数量最多的探测器, 其所需承受的计数率范围在 1.5~8.0 kHz/cm² 之间, 经过 CBM 合作组多年的研究工作, 最终采纳清华大学的低电阻玻璃作为电

极的方案（见 1.5.1 节）。位于更内层的 MRPC2 需要承受更高的计数率，将采用相同的清华大学低电阻玻璃电极技术，同时，其整体尺寸和读出单元尺寸也将相较于 MRPC3a 更小。位于最内侧紧紧包裹束流管的是 MRPC1，因该区域内计数率将远超 20 kHz/cm^2 ，将采用电阻率更低同时更加昂贵的陶瓷材料作为电极。表 3.1 中总结了 CBM-TOF 墙各个区域 MRPC 设计方案的基本信息^[60]。

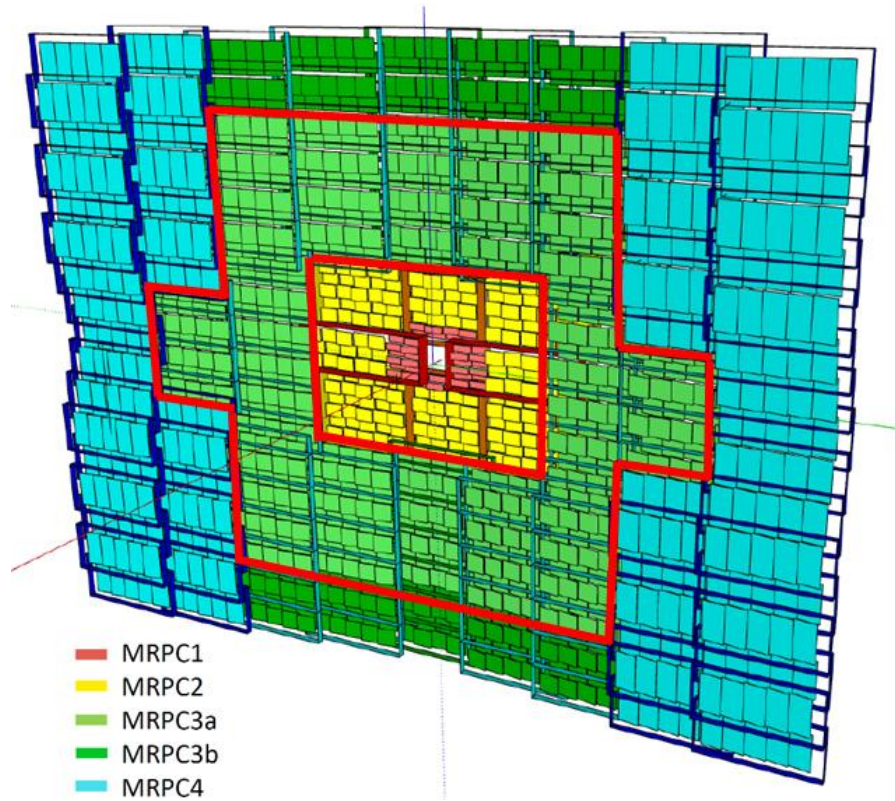


图 3.1 CBM-TOF 各个 MRPC 设计方案的位置分布情况，其中红框中圈出的 MRPC3a 探测器将由清华大学负责设计和生产。图片来自^[60]。

表 3.1 CBM-TOF 各区域 MRPC 基本信息。表格来自^[60]。

	MRPC1	MRPC2	MRPC3a	MRPC3b	MRPC4
计数率范围 (kHz/cm ²)	20 ~ 70	8.0 ~ 20	1.5 ~ 8.0	0.5 ~ 1.5	0.5 ~ 1.5
电极材料	陶瓷	低电阻玻璃	低电阻玻璃	浮法玻璃	浮法玻璃
读出颗粒度 (mm ²)	472.4	944.8	2700	2700	5300
通道数量	64	64	32	32	32
探测总面积 (m ²)	1.28	15.74	48.23	16.63	49.71
所需数量 (个)	40	246	580	200	310

3.2 CBM-TOF 高计数率 MRPC 的设计

TOF 墙上的 MRPC 设计方案分别交由 CBM 合作组的各成员单位完成, 清华大学将负责位于中部区域 580 个 MRPC3a 探测器的设计和生产任务。本节将陈述根据指标要求和 MRPC 探测原理, 进行 CBM-TOF MRPC3a 探测器的参数和结构设计的具体过程。

3.2.1 根据时间分辨要求制定 MRPC 参数

在文献^[101]所描述的探测器物理模型中, Riegler 等人给出了 RPC 单气隙的时间分辨率经典公式:

$$\sigma_t = \frac{1.28}{(\alpha - \eta)v} \quad (3-1)$$

其中 α 是汤森系数, η 是吸附系数, v 是电子在气隙中的漂移速度。由此可见, 单气隙 RPC 的本征时间分辨率仅与漂移速度与有效汤森系数有关。

电子的漂移速度与气隙两端所加电场强度有关。从微观层面来看, 漂移速度是连续变化的: 两次碰撞之间的漂移过程中, 电子受到电场的加速而获得动能 $T = e_0 E \delta z$, 其中 e_0 是单位电荷量, E 是电子所处位置的电场强度大小, δz 是两次碰撞间的漂移距离。当碰撞发生时, 电子因损失部分动量而被减速, 之后又在电场的作用下加速, 该过程重复进行直到电子抵达阳极。宏观上来看, 平均漂移速度决定于电场强度与气体压强, 前者影响加速程度, 后者关乎碰撞发生的频率。文献^[102]中, Lippmann 使用 MAGBOLTZ^[103]进行了蒙卡模拟, 图 3.2(a)展示了在标准大气压下几种常见混合气体中电子漂移速度与电场强度的关系。CBM-TOF 将使用 90% $C_2H_2F_4$, 5% $i-C_4H_{10}$ 和 5% SF_6 组成的混合物作为工作气体, 其结果应分布在图 3.2(a)中黑实线与黑虚线之间, 从图中可见所有由 $C_2H_2F_4$ 和 $i-C_4H_{10}$ 组成的混合气模拟结果相近, 下面的分析将根据 85% $C_2H_2F_4$, 5% $i-C_4H_{10}$ 和 10% SF_6 的模拟结果开展。

汤森系数 α 和吸附系数 η 分别描述了每个电子在漂移过程中发生雪崩倍增和被气体分子吸附的可能性, 它们也取决于电场强度和气体压强。文献^[102]给出了 IMONTE^[104]的模拟结果, 如图 3.2(b)所示, 在标准大气压下, 随着电场强度升高, α 增加同时 η 减小, 有效汤森系数近似线性增长。如果电场强度减小到 $\alpha = \eta$ 时, 雪崩将不再继续发展。

综上, 由电子漂移速度和有效汤森系数定义的本征时间分辨也将仅与电场强度、气体种类和压强有关。在 CBM 实验中, 所采用的工作气体为标准大气压下 $C_2H_2F_4$ - $i-C_4H_{10}$ / SF_6 的混合物, 可以结合图 3.2 中的模拟结果, 得到时间分辨率与电场强度

的关系。如图 3.3 所示，时间分辨率随着更高的场强趋向于更好。为了达到 CBM-TOF 探测器 60 ps 的本征时间分辨（由图中红色虚线标出），每个气隙中的场强需至少达到 100 kV/cm。

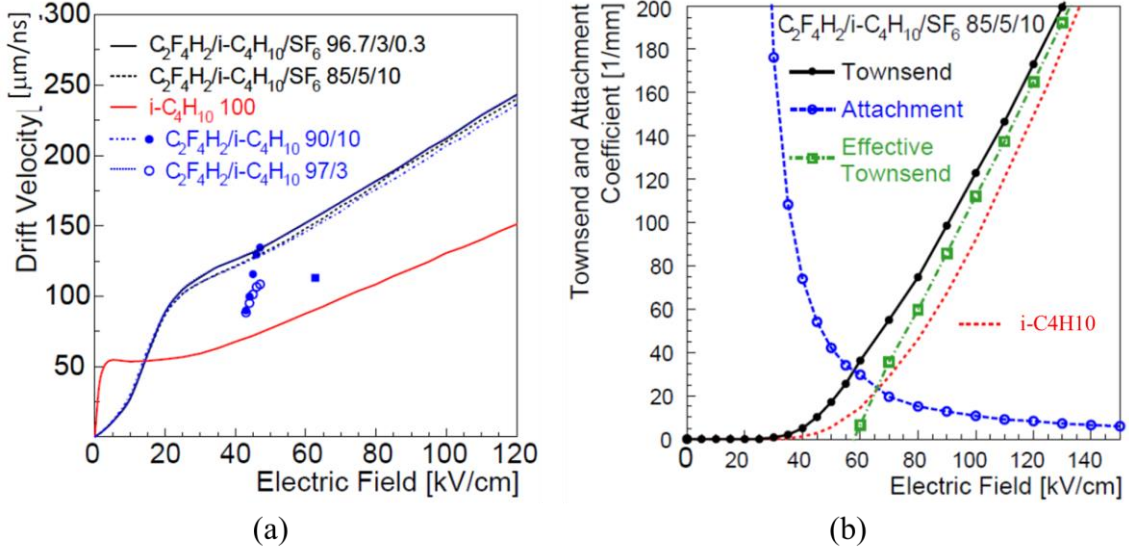


图 3.2 (a) 通过 MAGBOLTZ^[103]模拟得到的电子平均漂移速度与电场强度在不同气体混合物中的关系，蓝色圆圈为 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ 混合气体的测量结果，蓝色方块为 $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4/\text{i-C}_4\text{H}_{10}/\text{SF}_6$ (96.9%，3%，0.1%) 的测量结果。(b) 通过 IMONTE^[104]模拟得到的汤森/吸附系数与电场强度的关系。两个模拟结果中均设置气体温度为 296.15 K，压强为 1013 mbar。图片来自^[102]。

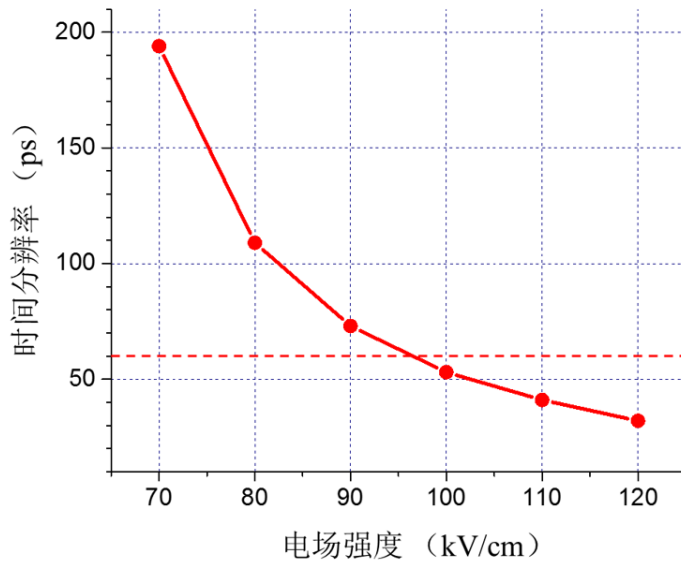


图 3.3 由模拟结果可计算出不同电场强度下单气隙的本征时间分辨率。为满足图中红色虚线标出 CBM-TOF 所需的 60 ps，MRPC 每个气隙必须工作在至少 100 kV/cm 场强下。

3.2.2 根据探测效率要求制定 MRPC 参数

同样在文献^[101]中，通过对探测器物理模型的计算推导给出了单气隙的探测效率公式：

$$\varepsilon = 1 - e^{-\left(1-\frac{\eta}{\alpha}\right)\frac{d}{\lambda}} \left(1 + \frac{V_w}{E_w} \frac{\alpha - \eta}{e_0} Q_t\right)^{\frac{1}{\alpha\lambda}} \quad (3-2)$$

其中， α 和 η 分别是汤森系数和吸附系数，根据上一节中已经确定的电场强度 100 kV/cm 和图 3.2 的模拟结果，可以得到 $\alpha \approx 120$ /mm， $\eta \approx 10$ /mm。 d 是气隙的宽度， λ 是平均自由程，代表带电粒子在气隙中引发两初级电离间的平均距离，与气体的性质及粒子在气体中的电离截面 $\sigma_p(\beta)$ 有关：

$$\lambda = \frac{A}{\rho N_A} \frac{1}{\sigma_p(\beta)} \quad (3-3)$$

其中 A 和 ρ 分别是气体的质量数和密度。文献^[102]中给出了利用 HEED^[105]进行蒙特卡洛模拟得到的常用三种气体混合物中入射粒子的平均自由程，如图 3.4 所示，当粒子速度趋近于光速时， λ 稳定在 0.1 mm。

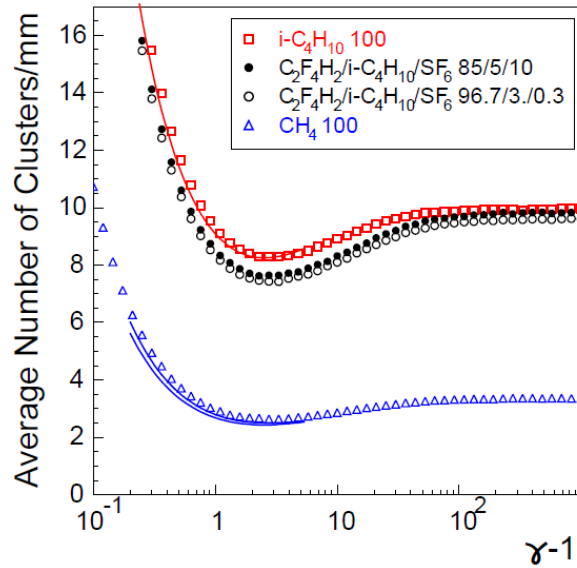


图 3.4 在不同气体组分中，由 HEED^[105]模拟得到的入射粒子在气隙中引起初级电离个数（平均自由程 λ 的倒数）与其速度的关系。模拟中设置气体温度为 296.15 K，压强为 1013 mbar。图中实线为实际测量结果。图片来自^[102]。

式(3-2)中的 E_w 被称作权重场，它并不是一个真实存在的场，表示当在一个读

出电极单元上置电势 V_w ，其他所有单元接地时，气隙中的电场强度。 E_w 影响电子漂移在读出电极单元 V_w 上所引起的感应信号，在匀强电场下，某一读出电极上感应出的电流信号表示为：

$$i(t) = \frac{E_w}{V_w} v e_0 N(t) \quad (3-4)$$

式中 v 是电子的漂移速度， $N(t)$ 是 t 时刻内漂移的总电子数目。一般把 V_w 设置为 1 V，上式中将只出现 E_w ，它将直接决定感应信号。当平行板的面积远远大于气隙宽度时，权重场与电势的关系可表示为：

$$\frac{E_w}{V_w} = \frac{\varepsilon_r}{2b + d\varepsilon_r} \quad (3-5)$$

其中， ε_r 是电极板的相对介电常数， b 为电极板的厚度，对于 CBM 将要使用的低电阻玻璃电极，标准值分别为 8.5 和 0.7 mm。

公式(3-2)中的最后一个参数项 Q_t 是电子学读入信号的阈值，对于 CBM 实验中将要使用的 PADI 前置放大器^[106]，电子学增益系数为 30 mV/fC，实验中通常设定的典型阈值为 300 mV，计算得到的 $Q_t = 10$ fC 与一般实验中设定的阈值能够很好的符合。

将上述所有已知的参数代入式(3-2)中后，单气隙效率 ε 仅和气隙宽度 d 有关。因为 MRPC 包含有多个气隙以提升总效率，总效率 ε_{MRPC} 与单气隙效率 ε 及气隙个数 n 存在如下关系：

$$\varepsilon_{MRPC} = 1 - (1 - \varepsilon)^n \quad (3-6)$$

MRPC 的探测效率在电场强度确定为 100 kV/cm 的前提下，仅与气隙的宽度和个数有关。图 3.5 展示了总探测效率在不同气隙宽度下，随气隙个数的变化情况。显然，更大的气隙宽度和更多的气隙数都相当于延长粒子与工作介质气体的作用距离，增大了其在气隙内沉积能量的可能性，直至效率提升至 100% 达到饱和。但是在选择气隙宽度和数目时并非越大越好：过多的气隙数意味着需要使用更多的玻璃电极，增加了实验建设的成本，探测器重量的增大也加重了 TOF 墙支撑结构的负担；电子在过宽气隙中发生流光的概率增加，使探测器的计数率能力下降，同时为了在宽气隙中保持相当的电场强度，需要在两端保持更高的高压，也会升高实验在高压方面的成本。综合考虑，需要在气隙个数和气隙宽度尽可能小的前提下，满足更高的效率，因此采用图 3.5 中 8 气隙 0.25 mm 间距的设计方案，该点的效率

理论计算值已经达到 100%，同时气隙宽度和个数保持在合理的范围内。

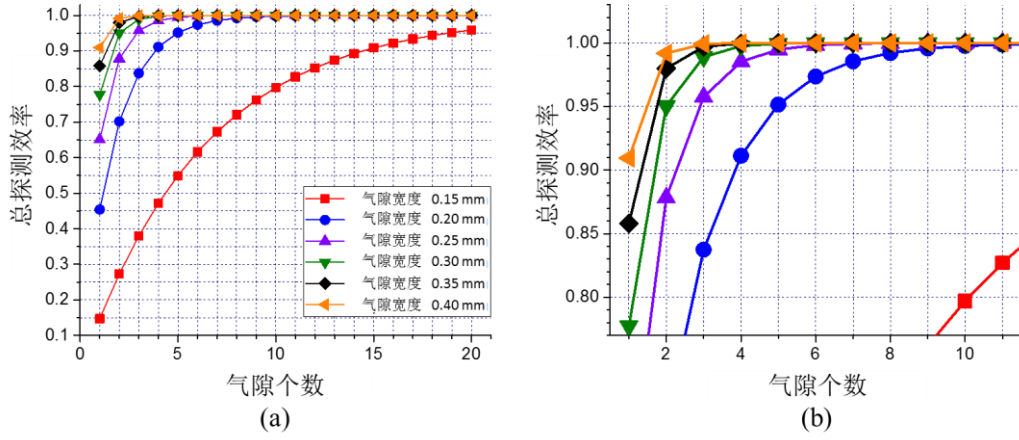


图 3.5 (a) 100 kV/cm 电场强度下, MRPC 总探测效率与气隙个数在不同气隙宽度下的关系。(b) 图(a)局部区域的放大。

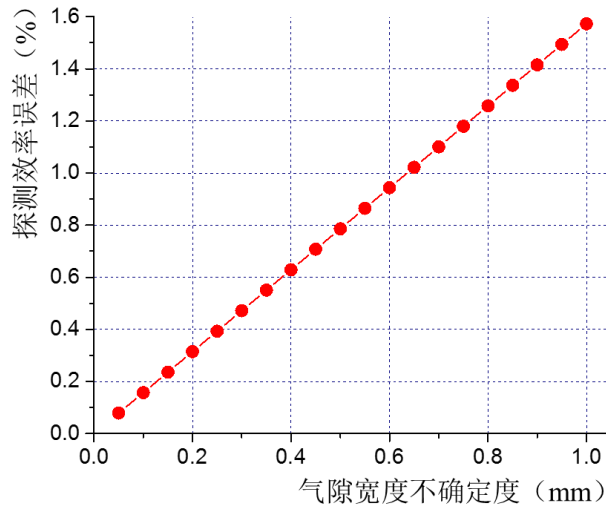


图 3.6 工作在 100 kV/cm 下的 8 气隙 0.25 mm 气隙宽度 MRPC 的探测效率误差与气隙宽度不确定度之间的关系。

在影响探测效率的所有参数中, 每个 MRPC 的气隙宽度往往具有不可消除的误差, 这是因为在探测器制作过程中气隙由两层玻璃间的尼龙鱼线隔出, 因鱼线受压会产生不同程度的形变, 造成气隙宽度的变化, 有必要对其造成探测效率的误差进行分析。根据误差传递公式, 可推导得出探测效率的误差 $\Delta\epsilon_{MRPC}$ 与气隙宽度不确定度 Δd 之间的关系:

$$\Delta \varepsilon_{MRPC} = -n \cdot e^{nwd} (u + vd)^{\frac{n}{\alpha\lambda}} \cdot \left(w + \frac{v}{\alpha\lambda(u + vd)} \right) \cdot \Delta d \quad (3-7)$$

为了简化表达的需要，式中的 u ， v 和 w 分别为：

$$u = 1 + \frac{2b}{\varepsilon_r} \frac{\alpha - \eta}{e_0} Q_t \quad (3-8)$$

$$v = \frac{\alpha - \eta}{e_0} Q_t \quad (3-9)$$

$$w = -\left(1 - \frac{\eta}{\alpha}\right) \frac{1}{\lambda} \quad (3-10)$$

将 100 kV/cm 电场强度下的各项参数值，以及气隙个数 8 和气隙宽度 0.25 mm 代入以上各式，可得探测效率误差与气隙宽度不确定度的关系如图 3.6 所示。可见由气隙宽度引入的总探测效率误差很有限，即使气隙宽度误差达到超过自身值的 0.25 mm，导致的总效率误差也只有 0.4%。MRPC 的探测效率由所有气隙共同决定，因此削弱了单气隙宽度浮动引入的不确定度。

3.2.3 根据占有率要求制定 MRPC 参数

CBM-TOF 要求占有率小于 5%，即对每一个对撞事例，响应的电子学道数应不超过整体的 5%。细化到探测器层面，可以通过限制读出电极单元的尺寸满足要求。MRPC3a 探测器的灵敏面积取决于其所采用的低电阻玻璃的大小，如表 1.2 中所示，约在 $30 \times 30 \text{ cm}^2$ 左右。如果简单认为漂移信号仅被在读出平面其投影位置的单元收集，那么读出单元的最大尺寸应不超过 45 cm^2 。因为 MRPC3a 的尺寸相对较大，为保证探测器具有一定的位置分辨能力，采用窄条作为读出单元的基础设计方案，这样在垂直于条的方向上就可以获取较高的位置精度，同时采用双端读出，通过同一条两端信号的时间差，在沿条方向也可计算得到击中位置。为尽可能全覆盖灵敏区，设定读出条长度等于玻璃宽度 30 cm，那么一组读出条的宽度（实际上是条宽与条间距之和）应不超过 1.5 cm。

实际情况下，漂移电子也可能会在相邻的读出条上感应出信号，定义簇团大小为原初电离引起的响应读出单元个数，单个读出单元占总体的比率再乘以簇团大小为占有率。电子在漂移过程中的横向扩散、权重场对信号收集的影响和读出条之

间的串扰都可能是引入簇团大小的因素。

电子在气隙中除了在电场作用下向阳极漂移，会因为热运动与气体原子发生无规则碰撞，在宏观上表现为横向扩散。文献^[102]给出了圆柱坐标系下电子在漂移距离 l 处的横向密度满足高斯分布：

$$\varphi_r(r, l) = \frac{1}{D_T^2 l} \exp\left(-\frac{(r - r_0)^2}{2D_T^2 l}\right) \quad (3-11)$$

其中 D_T 是为新定义的横向扩散系数，其与扩散系数 $\overline{D_T}$ 和横向密度分布的标准差 σ_T 关系为：

$$\sigma_T = \sqrt{2\overline{D_T}t} = \sqrt{2\overline{D_T}l / v_D} = D_T \sqrt{l} \quad (3-12)$$

图 3.7 展示了横向扩散系数在不同工作气体中与电场强度的关系，在这里扩散系数定义为横向展宽与漂移距离的比值。对于 CBM 将要使用的混合气体，在 100 kV/cm 的场强下，横向扩散系数约为 100 $\mu\text{m}/\text{cm}$ ，上一节中设计得到的气隙宽度为 0.25 mm，即使电子漂移过了整个气隙，横向扩散展宽也仅有 2.5 μm ，远远小于读出单元的几何尺寸，对簇团大小的影响可以忽略不计。

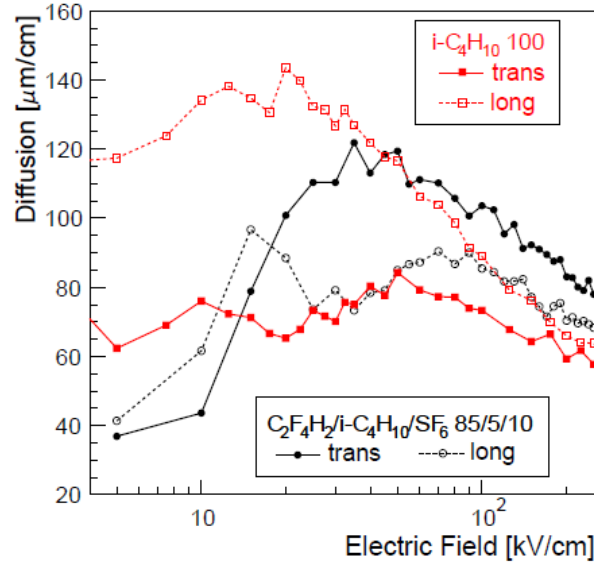


图 3.7 通过 MAGBOLTZ^[103]模拟得到的电子漂移横向扩散系数与电场强度在不同气体混合物中的关系。模拟中设置气体温度为 296.15 K，压强为 1013 mbar。图片来自^[102]。

簇团大小主要取决于信号感应的过程，公式(3-4)指出该过程与权重场密切相关。选取了气隙结构与 MRPC3a 相似的 FOPI 实验 MMRPC 作为参考进行研究。该探测器具有相近的气隙宽度 0.22 mm，其读出条宽度为 1.64 mm，间距为 0.9 mm^[107]。

在测试结果中,得到探测器各读出条的平均簇团大小分布如图 3.8(a)所示,平均值为 4.2,即单个原初电离会在 4 个读出条上产生信号,图 3.8(b)展示了这一关系。由此可以得出结论,信号的感应范围是一个直径 10~12 mm 的圆,为了减小簇团大小,同时也为了让探测器有尽可能好的位置分辨率,MRPC3a 的读出单元宽度设计为 10 mm,其占总灵敏面积的比率为 1/30,将占有率 5%除以该比率即可得簇团大小的理论值为 1.5。

不同读出条之间会出现串扰,过大的串扰会减小主条上的信号幅度,恶化探测器的信噪比,同时串扰会增加簇团大小,降低了探测器的实际粒度,串扰还会影响探测器的位置分辨率,在如 CBM 实验的高计数率环境下,还会增加数据获取系统的负担。在保证读出条具有一定收集效率的前提下,应减小串扰的影响,对于宽度为 10 mm 的读出单元,设置 3 mm 的条间距可以有效降低条与条之间的串扰^[24],读出条的宽度为 7 mm。

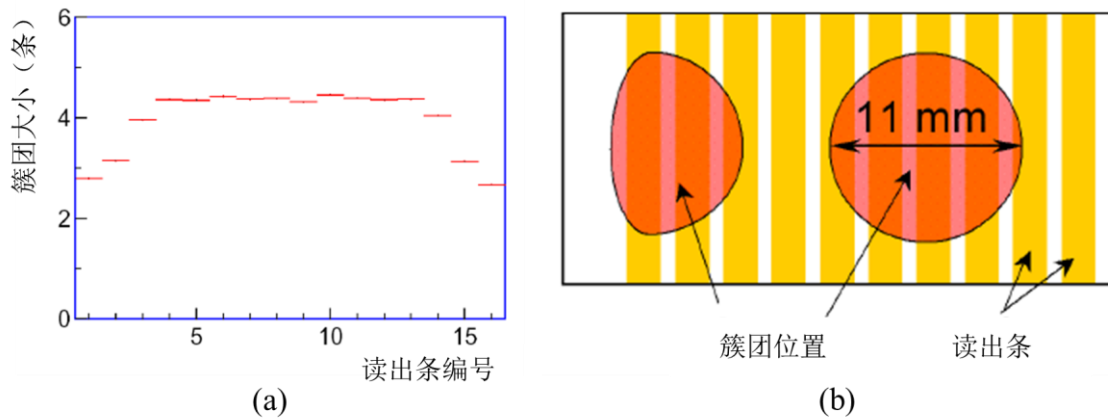


图 3.8 (a) FOPI MMRPC 各读出条上的平均簇团大小,中间坪区部分簇团大小平均值为 4.2。(b) 信号感应范围与读出条位置关系的几何示意图。图片来自^[24]。

3.2.4 MRPC 结构设计

至此,得到了 MRPC3a 的所有设计参数,如表 3.2 所示。除了前三节中所阐述的电场强度、气隙数、气隙宽度和读出条宽度,剩余的参数的确定相对直接:由于生产工艺的缘故,低电阻玻璃的批量生产尺寸最大为 $330 \times 276 \text{ mm}^2$,MRPC 的面积应在容纳电极玻璃的情况下尽量小,设计为 $360 \times 338 \text{ mm}^2$,因为读出条覆盖的区域即为探测器的灵敏体积,设置其长度 270 mm 为略小于电极玻璃的宽度,由玻璃长度(去除预留给高压连接的空间)和读出条宽度可确定其总数目为 32 条。表 3.2 中的探测器高度和重量由组成材料的总厚度和总重量决定。根据参数可进一步设计探测器的具体结构。

表 3.2 CBM-TOF MRPC3a 探测器各项参数

设计参数	值
长宽尺寸 (mm ²)	360 × 338
高度 (mm)	26
重量 (kg)	3.3
电极玻璃尺寸 (mm ²)	330 × 276
气隙数目	2 × 4
气隙宽度 (mm)	0.25
读出条宽度 (mm)	7 + 3
读出条长度 (mm)	270
读出条数目	32
工作场强 (kV/cm)	110

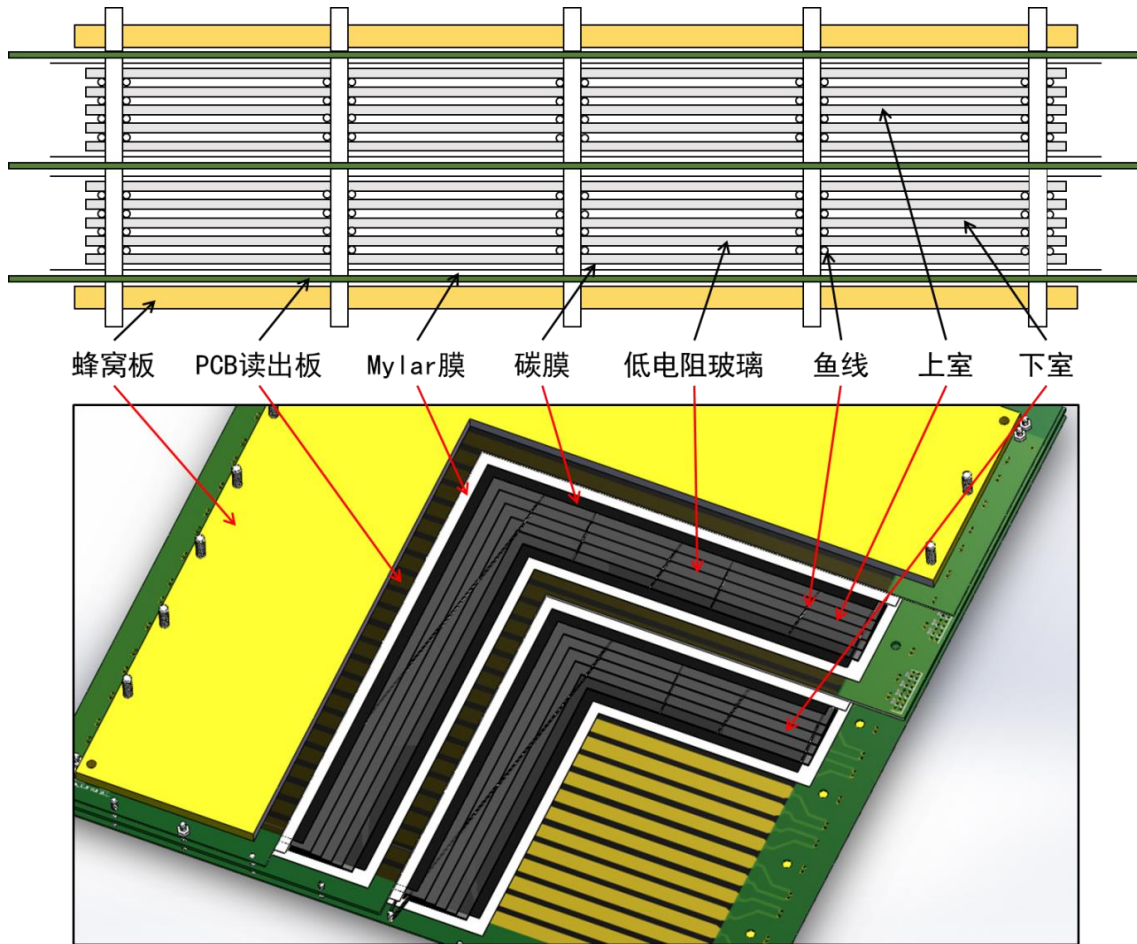


图 3.9 展示 MRPC3a 结构的二维断面图和三维剖视图。

如图 3.9 所示,MRPC3a 总体上设计为双室结构,即把 8 个气隙平均分成两组,等同两个 4 气隙探测器叠加在一起。每个室中包含 5 块尺寸相同的低电阻玻璃电极,其间使用直径为 0.25 mm 的鱼线隔开形成气隙,为防止相邻玻璃搭靠在一起并保持气隙的稳定,一般按照“Z”字形布置鱼线。每个室中 5 块电极玻璃中最外侧的两块外表面喷覆有石墨层,用以接通高压在气隙间形成电场。双室设计的优势就在于能够降低对高压的需求,MRPC3a 电极两端的高压为 ± 5500 V,单室为达到相同的场强则需要提高一倍,增加了实验的设备成本。在高压电极玻璃和 PCB 读出电路板之间铺设有两层薄 Mylar 膜^[108],利用它的高绝缘性隔开高压电极和信号读出条。PCB 板的主要功能是收集气隙中电子漂移的感应信号,因为电极两端加了正负高压,所以输出的是一对差分信号,能够有效抵抗外部干扰。处在最外层的蜂窝板对整个探测器起机械固定的作用,维持 PCB 板的平整结构和均匀的气隙分布,同时也预留了安装孔,便于将探测器固定在 CBM-TOF 的流气盒模块中。

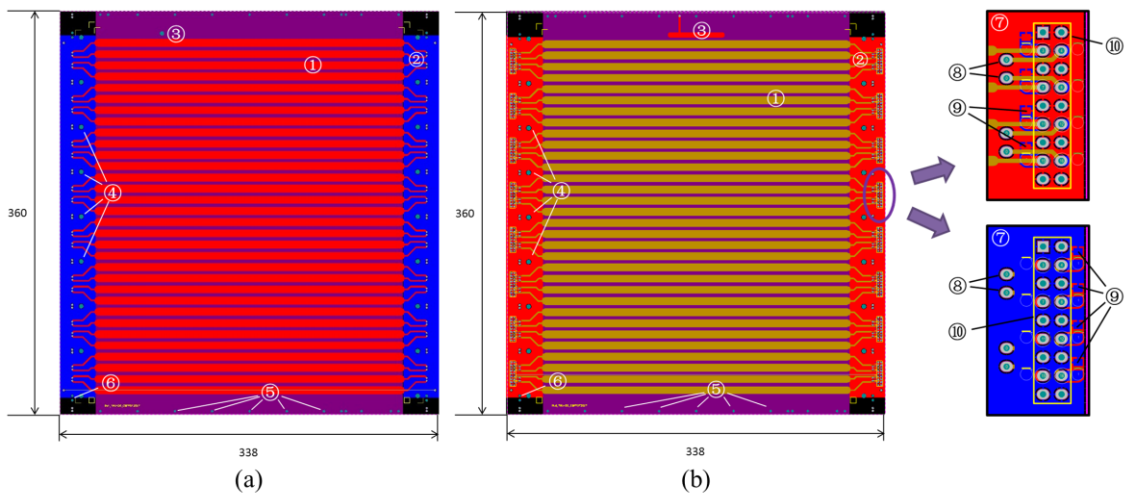


图 3.10 MRPC3a 的读出 PCB 电路板设计。(a) 顶部和底部 PCB 板。(b) 中间 PCB 板。图中数字所标出的结构为: (1) 32 组宽度 0.7 mm, 间距 0.3 mm 的读出条; (2) 传输线; (3) 高压安装孔/高压铜箔; (4) 机械固定孔; (5) 绕鱼线尼龙柱孔; (6) 固定销安装孔; (7) 覆铜(地); (8) 顶/底板信号传输插针孔; (9) 200 k Ω 保护电阻; (10) 2 \times 9 信号输出接口。

在结构设计中,重点对 PCB 信号读出板进行了细致的研究和优化。MRPC3a 的 3 个 PCB 电路板如图 3.10 所示,其中顶板与底板采用了相同的设计(图 3.10(a)),均为两层板,在靠近电极玻璃的一层上排布 32 组长 270 mm、宽 0.7 mm、间距 0.3 mm 的铜条作为读出单元,读出条所在的区域将与电极玻璃重合。读出条两端通过传输线将信号传递到引脚,借由连通三板的金属插针传递至中间板,信号板背部在该区域内设置了覆铜,构成探测器的地,所有电路板上的地互相连通,并最终通过

读出电路与实验室地相连。图 3.10(b)所示的中间板为三层结构，读出条埋在中间层，上下层则设置了覆铜。中间板将汇集来自顶底板的负信号，连同自身收集的正信号一同输出到与 PADI 电子学匹配的 2×9 信号端口中。在之前的信号读出设计方案中，差分信号分别从顶板和中间板读出，底板信号必须通过额外的插针传输到顶板，再与顶板信号一同输出。相比之下，顶底板到中间板的插针长度相同，全部汇聚在中间板输出的设计消除了插针额外引入的传输时间，进一步提升了探测器的时间分辨能力。为了保护电子学，根据 CBM 合作组要求在每路信号和地之间还设置了 $200 \text{ k}\Omega$ 的保护电阻。

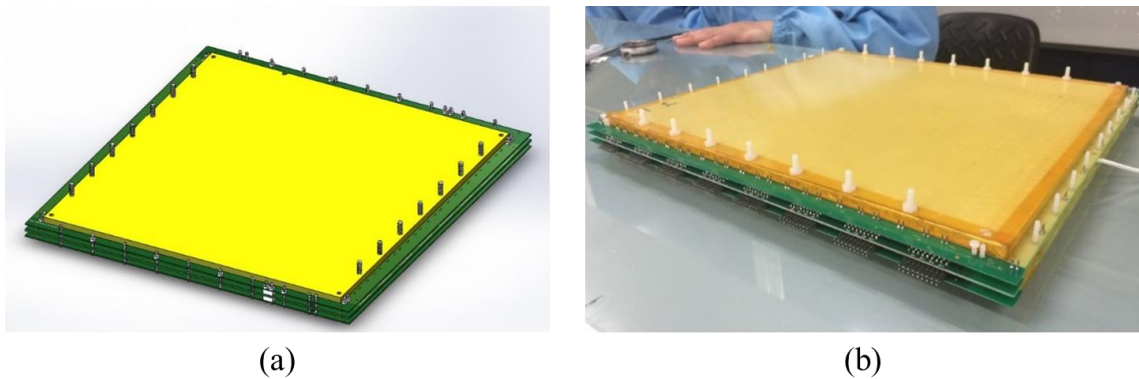


图 3.11 (a) 组装完成的 MRPC3a 探测器示意工程图。(b) 在同方威视密云生产基地完成的 MRPC3a 原型机实物照片。

根据所有参数和结构设计，在同方威视密云生产基地完成了第一个 MRPC3a 原型机的组装（图 3.11），其制作工艺与后文中 3.4.1 节中所具体介绍的批量生产工艺相同，在此不再赘述。

为满足 CBM 实验无触发运行的要求，需匹配探测器与电子学的特性阻抗，否则在阻抗不连续处将会产生反射信号。因为 CBM 实验将记录全部探测器产生的信号（无触发运行模式），反射信号将产生大量的无用数据，造成数据获取系统（DAQ）储存空间的浪费。调整 MRPC 的设计参数与结构可以设置探测器的输出阻抗，但显然更改前端电子学的输入阻抗达到匹配的目的是更易于实现的方式。为此我们使用了 Tektronix 的 DSA8300 数字串行分析采样示波器^[109]对原型机的阻抗进行测试，测量原理基于时域反射：示波器首先发出一个快信号到被测的线缆或仪器，信号在阻抗不连续的地方发生反射，可以根据返回的反射信号时间和幅度分别确定阻抗不连续处所在的位置和其阻抗的大小。图 3.12 显示了将探测器读出条通过 100Ω 的导线连接至示波器的测量结果，可以清晰看到导线部分的测量值与实际值符合的很好，而读出条的阻抗为 59Ω ，PADI 电子学的阻抗也需调整为相应值，可通

过在输入端并联调节电阻实现。

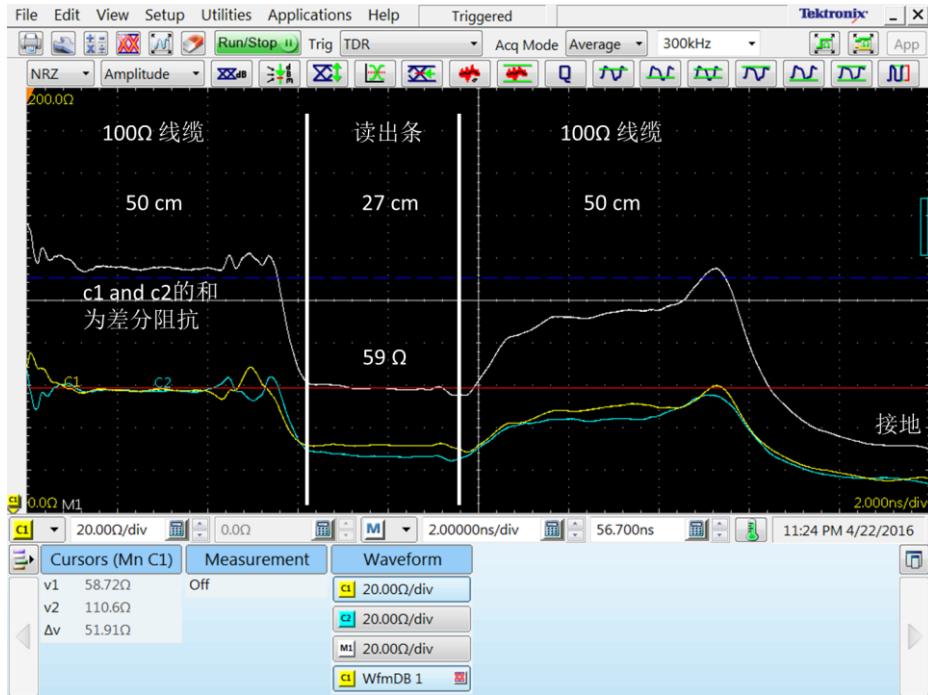


图 3.12 利用 Tektronix DSA8300 数字串行分析采样示波器^[109]测得的 MRPC3a 输出阻抗。图中两白线标出的区域为 MRPC3a 的读出条部分。

3.3 MRPC原型机束流测试研究

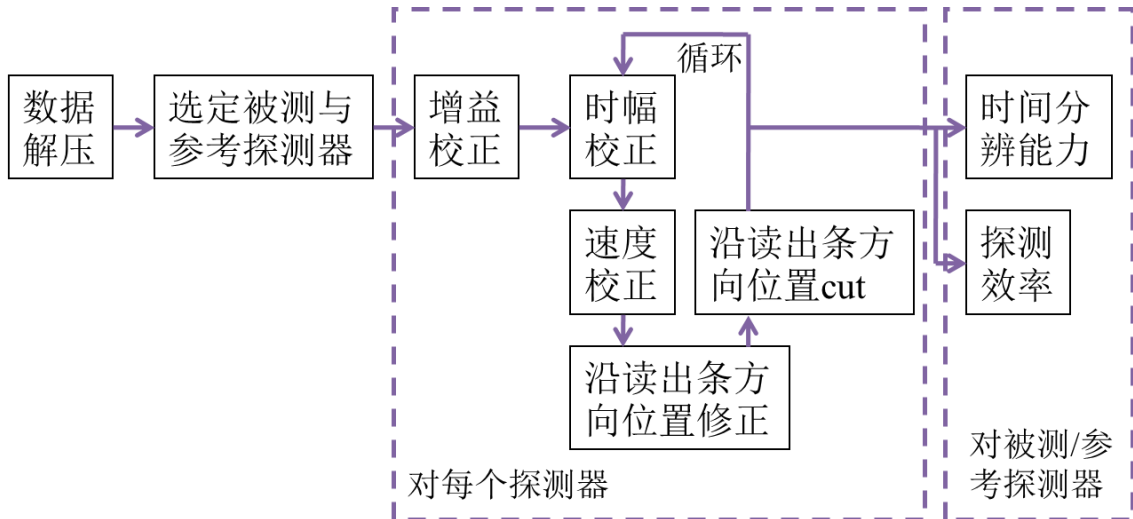


图 3.13 在 CBM ROOT 框架内束流实验数据刻度分析的流程图。

为研究 MRPC3a 原型机的性能表现，进行了一系列束流测试实验^[110]。实验数据的刻度和分析基于 CBM ROOT 框架，图 3.13 展示了具体过程。从 DAQ 获取的

原始数据不能用于处理，通过解压转换为可分析的格式。选定 MRPC3a 原型机为被测探测器（DUT），选择在束流线上的另一 MRPC 作为参考探测器（REF），记录起始时间（T0）的探测器（通常为金刚石探测器）为 BREF，DUT 记录的时间减去 REF 即为粒子的飞行时间（TOF）。对每个选定的探测器都需做校正以消除外部因素的影响，包括：

- **增益校正：**

电子学各通道的增益系数存在差异，致使幅度信息不准确。分析中使用过阈时间（TOT）代表信号幅度，将每一道所有信号的 TOT 平均值比上所有通道的平均值，得到该通道的增益校正系数。增益校正只作用于 TOT，与 TOF 无关，仅需执行一次。时幅校正需要使用正确的 TOT 信息，该校正需放在首位执行。

- **沿读出条方向位置修正：**

粒子击中探测器的位置由读出条两端时间差值计算得出，不同的导线长度和电子学延迟会导致击中位置发生偏移，严重时甚至会移出探测器实际的灵敏区。将每一读出条上得到的所有击中的平均位置作为修正量，校正后击中的分布绝大部分应部落在探测器内，之外的击中需通过设置沿读出条方向位置的截断除去。

- **时幅校正：**

实验中 TDC 记录的信号前沿并非原始信号抵达前放的时间，而是幅度通过甄别器阈值的时间，过阈时间与真实抵达时间存在时间游动，将导致 MRPC 的时间分辨变差。时间游动的大小与信号幅度相关，如图 3.14 所示，对于两实际抵达时间相同的信号，因不同幅度产生了不同时间游动，导致 TDC 记录的时间前沿存在本不应有的时间差 $\Delta\tau$ 。需要对每个时间信息进行时间幅度校正。

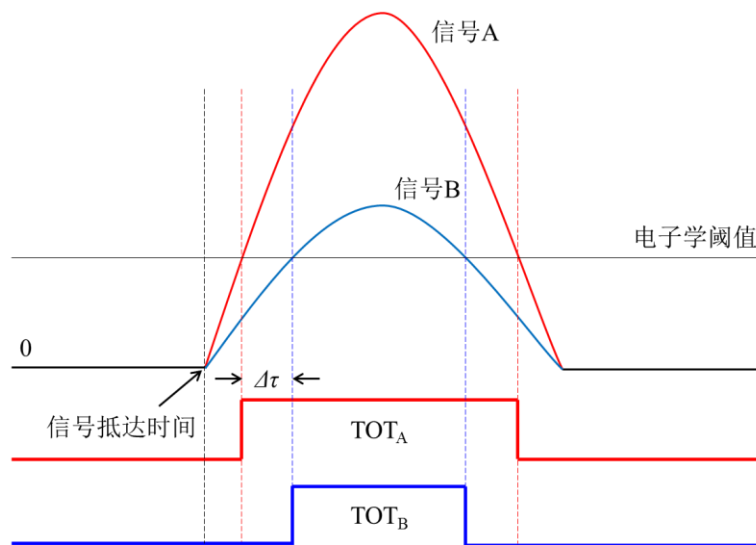


图 3.14 信号 A 与信号 B 具有相同的抵达时间，因为信号 A 具有更大的幅度，能够更早通过电子学的阈值，产生了更早的时间前沿。两信号之间的幅度差导致了 $\Delta\tau$ 时间晃动。

校正时作出 TOF 与 TOT 的二维分布图 (图 3.15(a)), 使用线性插值或多次多项式拟合 TOF 平均值与 TOT 的函数关系曲线, 拟合值作为修正量作用于 TOF, 直至其不再与 TOT 相关, 如图 3.15(b)所示。

- **速度校正:**

不同飞行速度的粒子将展宽时间分布, 如图 3.15(c)所示。因 REF 与 BREF 之间距离固定, 其时间差可代表粒子的飞行速度, 修正 TOF 令其不再与 $T_{\text{REF}} - T_0$ 相关, 如图 3.15(d)所示, 即可完成粒子飞行速度的归一化。

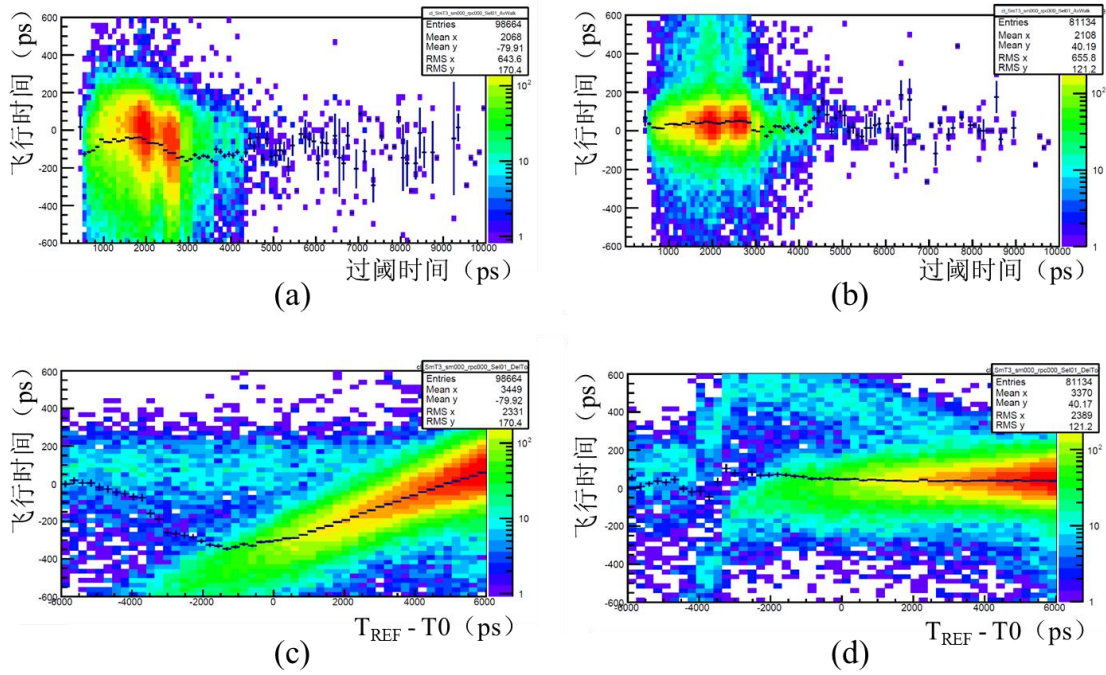


图 3.15 (a) 未进行时幅校正的飞行时间与过阈时间的关系分布。(b) 完成时幅校正后的飞行时间与过阈时间的关系分布; (c) 未进行速度校正的飞行时间与飞行速度的关系分布。(d) 完成速度校正后的飞行时间与飞行速度的关系分布。

位置修正、时幅校正和速度校正这三项校正均作用于 TOF 信息, 需循环迭代进行, 直至 TOF 分布不再有进一步改善。校正后的 TOF 分布应符合高斯分布, 标准差即为 DUT 和 REF 的系统时间分辨率, 因为各探测器的时间分辨设计值均为 60 ps, 可以假定两探测器时间分辨相同, 除以 $\sqrt{2}$ 可得 DUT 本征时间分辨。DUT、REF 和 BREF 同时响应的击中事例数比上仅有 REF 和 BREF 响应的事例数为 DUT 的探测效率。

3.3.1 2014/10 GSI 束流实验

MRPC3a 原型机参加了 2014 年 10 月在 GSI SIS18 加速器上的束流实验。实验使用 1.1 AGeV 的 ^{152}Sm 束打铅靶, 铅靶长宽厚分别为 5 mm/4 mm/0.3 mm, 次级对撞粒子在探测器位置的通量在几百 Hz/cm^2 左右。实验装置搭建的示意图如图 3.16 所示, 该几何关系由 CBM-ROOT 生成, 将为刻度程序提供各探测器间的相互位置关系。和 MRPC3a 一同参加本次实验的还包括来自其他机构的探测器: BUC-2013 和 BUC-Ref, 是罗马尼亚布加勒斯特国家物理与核工程研究所为中心高计数率区研发的 MRPC2 候选方案原型机^[111]; HD-P2 是德国海德堡大学针对外墙区研制的大面积低计数率 MRPC4 候选方案原型机^[112]。实验装置分为上、下两个部分, MRPC3a 和 HD-P2 位于下部, 前后两端的 PMT 仅做标定粒子通量之用。金刚石探测器置于靶前, 为探测系统提供起始时间 T0 信息和触发, 值得注意的是金刚石探测器提供的信息仅作为事例判选的依据。包括此次实验在内的所有束流实验中, 所有测试 MRPC 使用的前放均为 GSI 开发的 PADI 电子学^[106]。

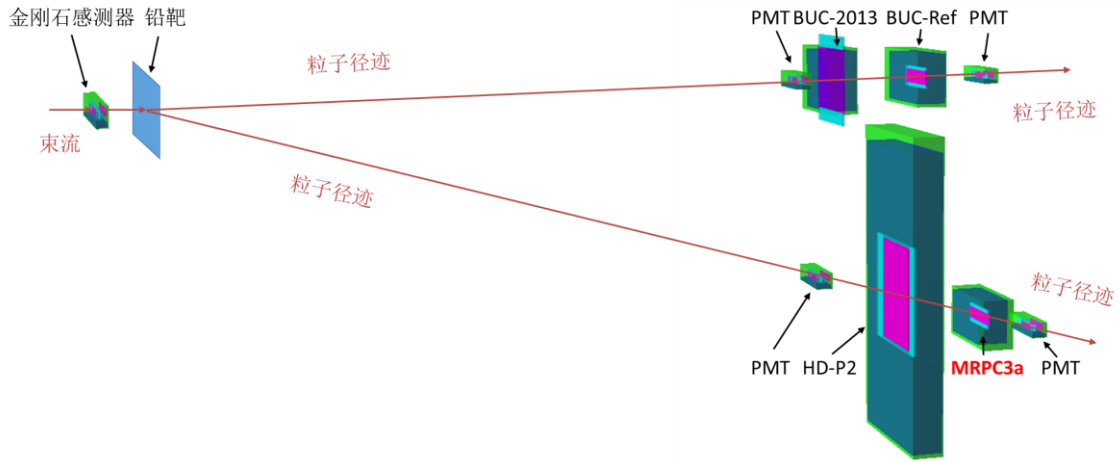


图 3.16 由 CBM-ROOT 生成的 2014/10 GSI 束流实验装置示意图。

在数据分析中, 确定 MRPC3a 为 DUT, 选择同在一条粒子径迹的 HD-P2 作为 REF, BREF 为金刚石探测器, 执行刻度程序, 得到如图 3.17 所示的飞行时间分布, 高斯拟合后标准差 68.86 ps 即为 DUT 和 REF 的系统时间分辨率。假定 MRPC3a 和 HD-P2 的时间分辨相同, 将系统时间分辨除以 $\sqrt{2}$ 得到本征值 48.7 ps。

本次束流实验对 PADI 前放从 170 mV 到 200 mV 间的四个阈值进行了扫描测试。图 3.18(a)显示了时间分辨率随阈值的变化情况, 设置高阈值可以有效去除噪声, 消除其引入的时间不确定性, 图中显示的时间分辨率有减小的趋势, 总体维持

在 50 ps 左右。阈值的升高另一方面会丢失小幅度信号，表现为图 3.18(b)所示的效率降低，效率值始终保持在 96%以上。图 3.18(c)中的簇团大小在高阈值时为 1.6，与 3.2.3 节中介绍的理论设计值 1.5 相近。

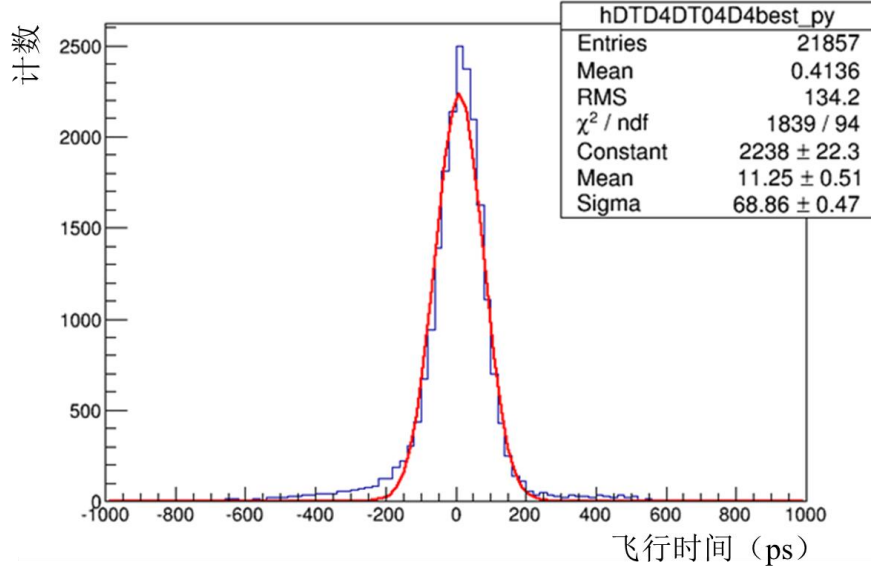


图 3.17 对编号 Sun1205 运行数据进行刻度分析后得到 MRPC3a 原型机和 HD-P2 的系统时间分辨率为 68.86 ps。

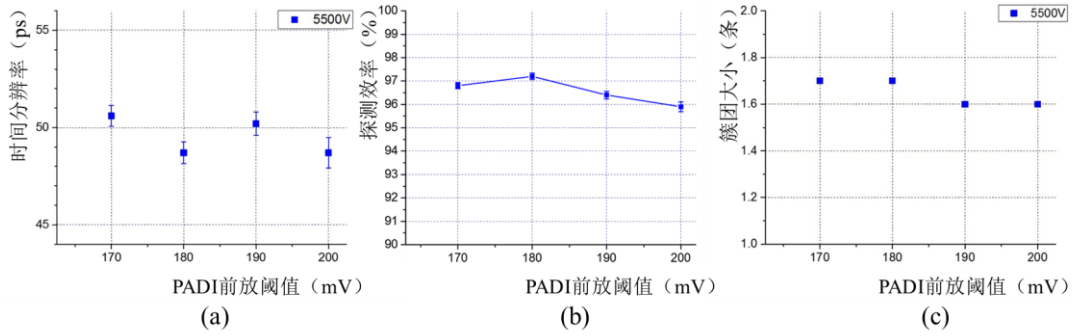


图 3.18 MRPC3a 原型机在 PADI 前放阈值扫描测试中的性能表现汇总。(a) 时间分辨率；(b) 探测效率；(c) 簇团大小。

3.3.2 2015/02 SPS 束流实验

在 CERN SPS 加速器上的束流实验中，使用 13 AGeV 的 Au 束打铅靶，靶尺寸变为 3 mm/2 mm/1 mm，获得的粒子通量有了相对提高，达到了 1 kHz/cm^2 左右。更多的探测器原型机参加了本次实验，如图 3.19 所示，除 MRPC3a 和海德堡、布加勒斯特两单位的 MRPC 外，还有来自中科大的薄玻璃探测器，是针对外墙区 MRPC3b 的候选方案原型机^[113]，和清华大学针对内墙区的备选方案探测器，块状

读出设计的 THU-Pad。实验装置同样分为上下两部分，将位于 CBM-TOF 墙区外侧和中部的 MRPC 探测器全部安排在上部，针对内墙区的安装在下部。

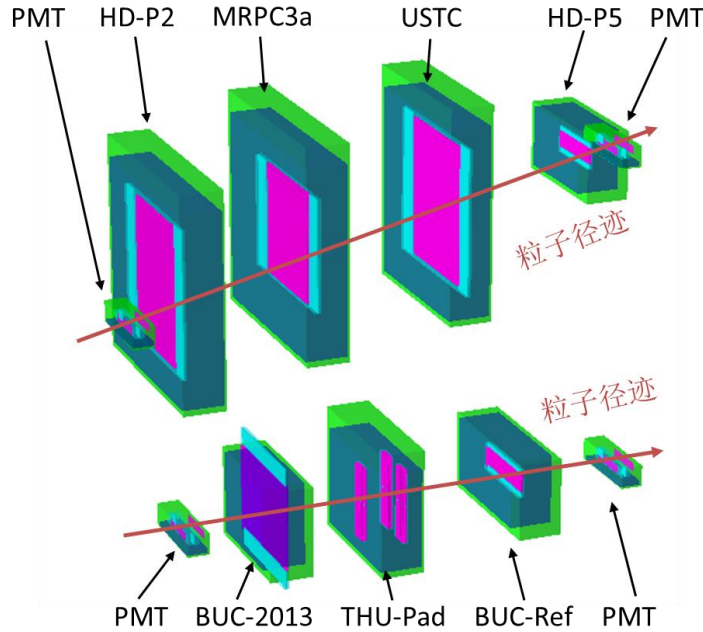


图 3.19 由 CBM-ROOT 生成的 2015/02 SPS 束流实验装置示意图。

在本次实验中，因为金刚石探测器临时损坏，在进行数据刻度时必须选择 MRPC3a 同一束流线上的两个探测器，HD-P2 和 USTC，分别作为 REF 和 BREF。因为金刚石探测器与各个 MRPC 的距离比它们相互之间要远得多，使用 USTC 代替金刚石探测器后 $T_{\text{REF}} - T_0$ 的值被大大压缩，导致相关的速度校正失去作用，分析到得到的 MRPC3a/HD-P2 系统时间分辨率也恶化为 100 ps。为优化数据刻度过程，应用寻迹算法，在上部 4 个探测器中，根据所有击中的时间位置关系重建粒子径迹，协助修正 DUT 中的击中信息，时间分辨率普遍上升了 10 到 20 ps。同时，通过检查是否存在对应径迹投影的 DUT 击中，可以得到其探测效率。

图 3.20 展示了在粒子通量扫描中，MRPC3a 原型机在不同计数率下的效率值和时间分辨率变化情况。效率在计数率上升至 1 kHz/cm^2 的过程中没有出现下降，始终稳定在 97% 以上。 300 Hz/cm^2 和 600 Hz/cm^2 下的效率值偏低，因为数据点对应的运行时间较短，未能取得足够的数据量致使误差过大。时间分辨率也未存在与粒子通量的明显变化关系，图 3.20(b) 中可见寻迹算法的引入较大改善了分析得到的时间分辨率。同样假定 DUT 具有和 REF 相同的时间分辨，由图中的系统时间分辨可得 MRPC3a 的本征时间分辨率在 60 ps 以下。

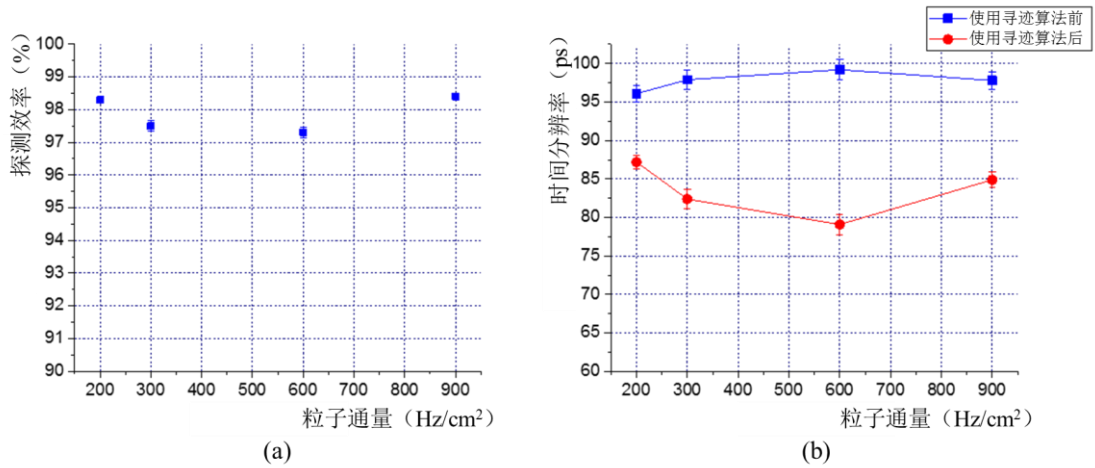


图 3.20 MRPC3a 原型机在不同粒子通量下的性能表现汇总。(a) 探测效率，中间两点误差较大是因为其数据量较少；(b) 时间分辨率，使用寻迹算法后得到明显改善。

3.3.3 2015/11 SPS 束流实验

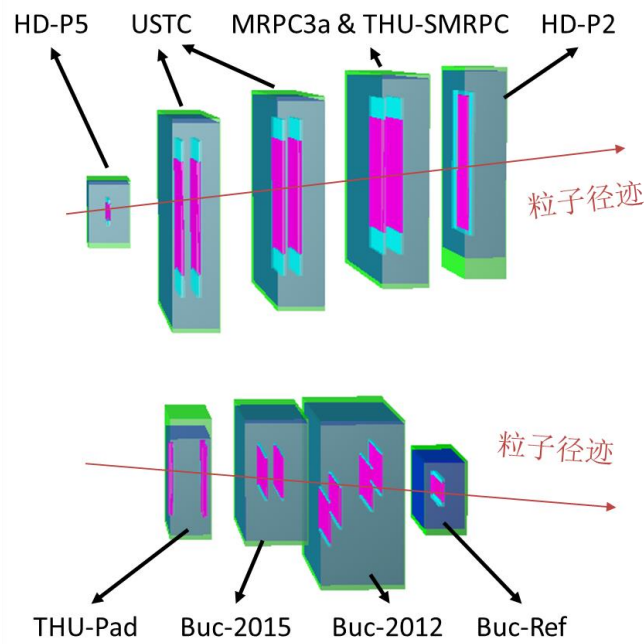


图 3.21 由 CBM-ROOT 生成的 2015/11 SPS 束流实验装置示意图。

2015 年 11 月在 SPS 加速器上又进行了一次打靶束流实验，束流为 30 AGeV 的 Pb 束，铅靶尺寸未变。本此实验中的粒子通量为历次最高，达到 10 kHz/cm²，当试图提升束流强度进一步增加计数率时，实验大厅剂量超出了 CERN 的辐射防护安全标准，此计数率为在 SPS 所能取得的极大值。探测器装置如图 3.21 所示，相对于 2 月份实验，探测器的种类及布局基本没有变化，新加入的 THU-SMRPC 为

本论文提出的新结构自密封 MRPC 探测器, 关于它的设计与测试结果将在 5.6.2 节中作详细的介绍。

本次实验中金刚石探测器恢复了使用, 作为数据分析的 BREF, REF 仍为海德堡的 HD-P2。图 3.22 中画出了实验中采集的全部数据点设置的探测器高压以及 PADI 电子学阈值, 及其对应的探测器性能分析结果, 探测效率和时间分辨率曲线很好地对应了高压和阈值的变化情况。探测效率在标准工作点表现稳定, 始终维持在 97% 以上, 系统时间分辨率在随天数呈现出改善的趋势, 在实验末期达到了 85 ps 的时间分辨, 新探测器因为气隙中不可避免存在灰尘, 导致噪声率较高, 工作一段时间后灰尘会因为持续放电的发生而消失殆尽, 这一过程被称作探测器的老练, 性能会随时间而趋于稳定。

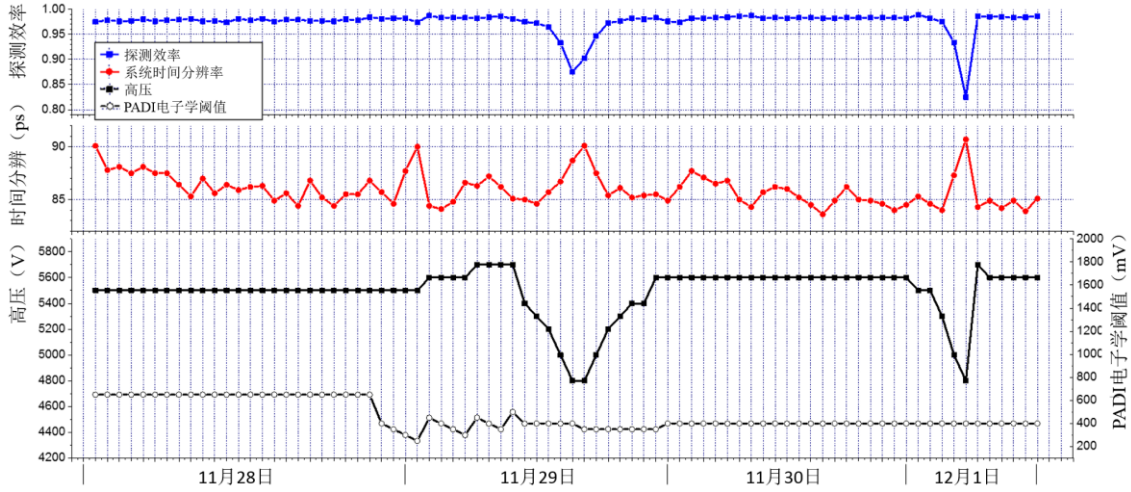


图 3.22 束流实验中所有数据点的高压/阈值设置及对应的 MRPC3a 效率/时间分辨。

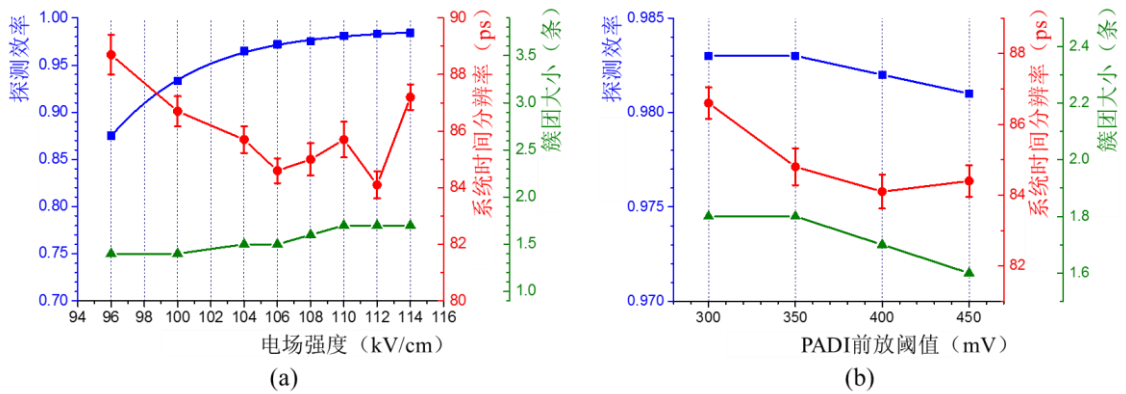


图 3.23 MRPC3a 原型机的探测效率、系统时间分辨率及簇团大小。(a) 高压扫描; (b) PADI 前放阈值扫描。

从图 3.22 中数据点可选取出图 3.23 所示的高压扫描及阈值扫描曲线。高压决定了气隙间的电场强度, 110 kV/cm 下的效率已经进入坪区, 达到 97%。随着场强增大, 电子雪崩的有效汤森系数和其漂移速度增大, 探测器时间特性变好, 在工作点附近与 HD-P2 的系统时间分辨率为 85 ps, 在除以 $\sqrt{2}$ 后可得 MRPC3a 的本征时间分辨为 60 ps。增加的场强另一方面也增大了原本权重场较小读出条上的信号幅度, 体现为簇团大小的增加。阈值扫描的测试结果与 GSI 束流测试一致, 采用更高的阈值可以获得更好的时间分辨和较小的簇团大小, 作为代价会损失一部分探测效率。由此可确定探测器的标准工作参数为 ± 5500 V 高压和 400 mV 的 PADI 电子学阈值。

MRPC3a 原型机在三次束流实验中表现稳定, 从数据分析结果中验证其始终保持了 97% 的探测效率和低于 60 ps 的本征时间分辨。该效率值均在 110 kV/cm 下取得, 有异于 3.2.2 节中在 100 kV/cm 下的 100% 理论设计值, 这与实际测量中的各因素有关: 实验中测量到的效率是相对值, 必然会与计算得到的绝对值有所差异, 由参考探测器噪声造成的偶然符合会降低被测探测器的效率测量值, 同时因为探测器间的几何关系, 经过两参考探测器的粒子存在很小的几率不经过被测探测器, 导致效率降低, 由电子学和数据读出链失效导致的事例遗漏也会表现为探测效率的降低。97% 的探测效率仍然在 CBM 的要求之上, 其各方面的优秀性能表现得到了 CBM 合作组的认可, 使其在众多探测器候选方案中成为第一个符合要求并被确定为最终采用方案的一型 MRPC 探测器。

3.4 MRPC 批量生产与质量检验

MRPC3a 原型机的稳定表现使得 FAIR 第 0 阶段运行计划得以按期进行, CBM 计划在 2018 年完成第一批 76 块 MRPC3a 的大规模生产, 2.3 节中已经提到过 48 块探测器将被安装在 RHIC-STAR 实验中作为端盖飞行时间测量系统, 其余 25 块则将组成 mini-CBM 实验中的微型 TOF 墙, 剩余 3 块为备用。作为首次大规模批量生产应用低电阻玻璃电极的高计数率 MRPC 探测器, 有必要对探测器的生产工艺和质检过程做细致的研究, 以保证所有探测器在实验运行过程中始终保持稳定的性能。

3.4.1 MRPC3a 批量生产工艺

MRPC3a 的批量生产全部在同方威视密云生产基地的洁净间内 (100k) 完成。为保证规范的生产流程, 制定了详细的标准生产工艺, 流程图见于图 3.24。

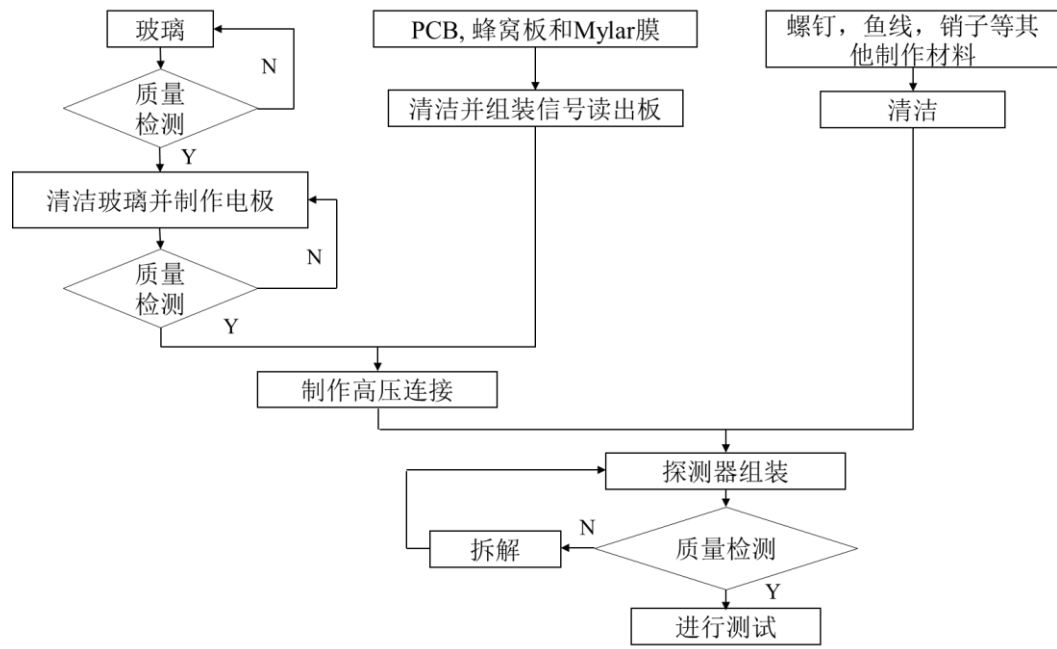


图 3.24 MRPC3a 探测器生产工艺流程简图。

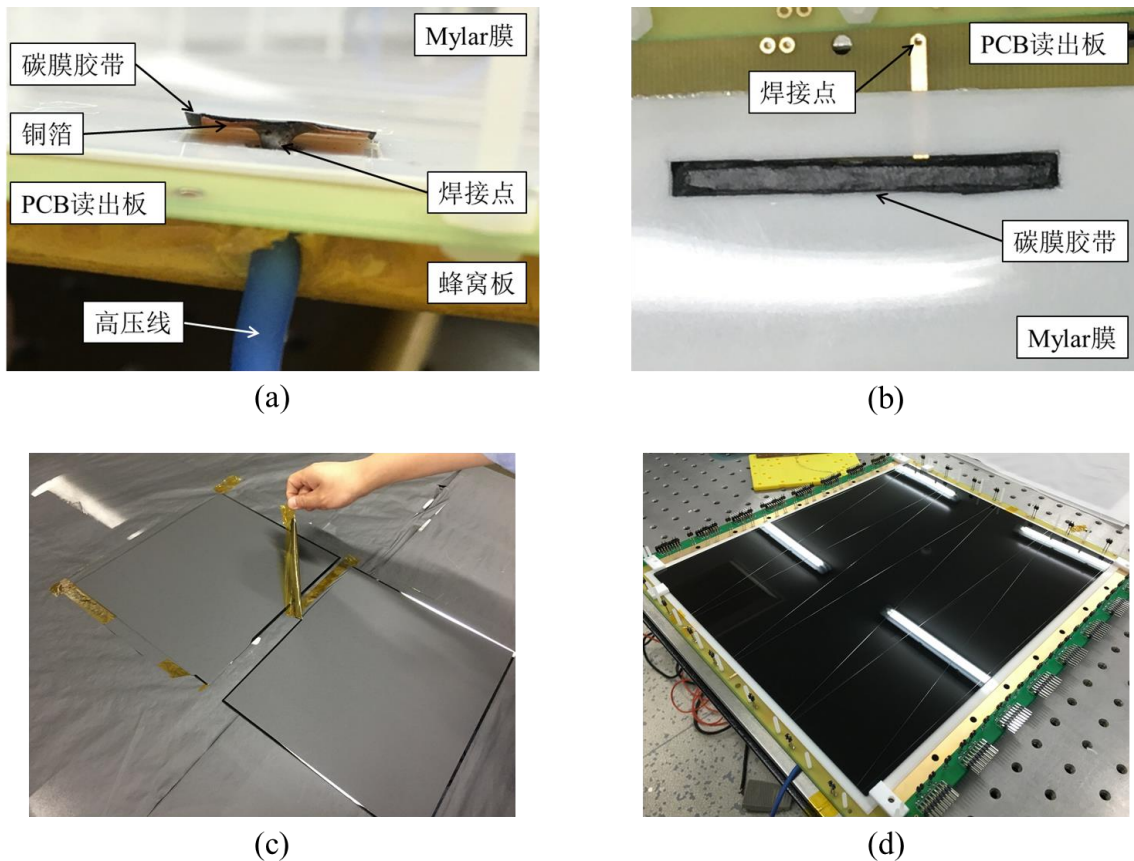


图 3.25 生产工艺中的关键步骤：(a) PCB 顶底板上高压线与电极玻璃碳膜薄层的连接。(b) PCB 中间板上高压线与电极玻璃碳膜薄层的连接。(c) 完成石墨层喷涂后的高压电极玻璃。(d) 进行上室组装过程中的 MRPC 探测器，可清晰看到玻璃上布置的鱼线。

表 3.3 MRPC3a 制作材料清单

材料	长度/mm	宽度/mm	高度/mm	数量	附注
低电阻玻璃	330 ± 0.2	276 ± 0.2	0.7 ± 0.02	10	$\sim 2 \times 10^{10} \Omega \text{cm}$
高压石墨层	324 ± 0.5	270 ± 0.5	0.005	4	$< 10 \text{ M}\Omega/\text{sq}$
顶部 PCB 板	360 ± 0.2	338 ± 0.2	0.8 ± 0.05	1	
底部 PCB 板	360 ± 0.2	338 ± 0.2	0.8 ± 0.05	1	
中间 PCB 板	360 ± 0.2	338 ± 0.2	1.6 ± 0.05	1	
蜂窝板	333 ± 1	310 ± 1	6 ± 0.2	2	
Mylar 膜	340 ± 0.2	286 ± 0.2	0.25 ± 0.02	8	
碳膜胶带	50	50	0.13 ± 0.02	/	$\sim 100 \text{ k}\Omega/\text{sq}$
A 型销子	23 ± 0.2	10 ± 0.2	4 ± 0.05	4	PTFE 材料
B 型销子	14 ± 0.2	10 ± 0.2	4 ± 0.05	4	PTFE 材料
鱼线	26000	$0.25 + 0.005$	/	/	Nylon 材料
高压连接线	1000	3	/	3	
M2.5 螺柱/螺帽	40	2.5	/	32	
M4 螺柱/螺帽	40	4	/	16	
2×9 双排弯插针	/	/	/	16	
单根插针	19	0.6	/	100	
保护电阻	/	/	/	128	200 k Ω 0603

表 3.3 给出了制作 MRPC3a 探测器所需原材料, 在开始组装之前首先对每种材料进行质量检测和清洁准备工作。每个探测器的 10 块低电阻玻璃中的 4 块制备为高压电极, 将石墨溶解在 4-甲基-2-戊酮溶剂中后均匀喷涂在玻璃表面, 待有机溶剂挥发, 即可在表面形成碳膜薄层 (图 3.25(c))。使用铝制定位框, 组装蜂窝板和 PCB 信号读出板。为了隔开 PCB 板上的金属读出条与电极玻璃上的碳膜薄层, 其间铺设两层 Mylar 膜, 以防止单层上的瑕疵或漏洞将高压与读出条导通造成打火现象。Mylar 膜上在对应 PCB 高压安装孔或高压铜箔的位置开出安装槽。高压连接方式顶底板和中间板不同: 对于顶部和底部 PCB 板, 高压线将穿过 PCB 和 Mylar 膜, 焊接至固定在电极玻璃碳膜薄层表面的铜箔胶带上, 如图 3.25(a)所示; 对于中间 PCB 板, 其表面设计有铜箔, 只需在 Mylar 膜的高压安装槽内填充碳膜胶带, 连通 PCB 高压铜箔和电极玻璃碳膜薄层, 高压线焊接至中间 PCB 板上预留的铜箔引脚处, 如图 3.25(b)所示。从组装好的底板开始, 安装用以缠绕鱼线的螺柱和固

定玻璃位置的销子，在高压电极玻璃上依次布置四层鱼线和三层玻璃，覆盖中间板并焊接插针，完成第一个室的组装。重复该过程完成第二个室的组装。

3.4.2 MRPC3a 质量检测标准

为了保证量产型 MRPC3a 的质量，对生产过程进行了实时的控制和检测。在组装前，对关键原材料进行细致测试工作，如表 3.4 所示，以确保各材料的尺寸在误差范围内，且表面不存在可见的缺陷，包括刮痕、折痕、裂缝、穿孔和凸起等。对最为关键的低电阻玻璃，组装了双气隙的高压测试工装，要求每一批次抽测的玻璃在 ± 6000 V 高压下满足低于 80 nA 的暗电流，否则该批次的玻璃将全部不参加 MRPC 的组装生产。

表 3.4 MRPC3a 原材料质量检验标准及检验方法

材料	质量检验标准	检验方法
低电阻玻璃	长宽误差 $<\pm 0.2$ mm，高度误差 $<\pm 0.02$ mm	螺旋测微器
	没有刮痕、裂缝和穿孔	目检
	暗电流在 ± 6000 V 下 < 80 nA	高压检测
PCB 信号读出板	长宽误差 $<\pm 0.2$ mm，高度误差 $<\pm 0.05$ mm	游标卡尺
	没有刮痕和折痕	目检
	没有断路和短路，保护电阻数值正确	万用表检测
蜂窝板	长宽误差 $<\pm 1$ mm，高度误差 $<\pm 0.2$ mm	游标卡尺
	表面平整无刮痕	目检
Mylar 膜	长宽误差 $<\pm 0.2$ mm，高度误差 $<\pm 0.02$ mm	螺旋测微器
	没有刮痕、折痕和穿孔	目检
碳膜胶带	高度误差 $<\pm 0.02$ mm	螺旋测微器
	面电阻率 ~ 100 k Ω /sq	高阻仪
电极玻璃碳膜薄层	喷涂均匀，没有刮痕和凸起	目检
	面电阻率 < 10 M Ω /sq	高阻仪
鱼线	直径误差 $<\pm 0.005$ mm	螺旋测微器

组装过程中，除了严格控制配件安装精度及电路电极的通断关系外，最重要的指标是气隙宽度的均匀性。过宽的气隙会降低 MRPC 的时间分辨率和计数率，过窄会引发放电现象致使高压失效。造成气隙不均匀的因素有很多，包括最边缘鱼线

滑出、鱼线张力不足、未在压紧状态下焊接 PCB 板等。测量 PCB 板之间的距离是传统的气隙均匀性检测方式，在探测器周遭选取若干测量点，要求相邻 PCB 板之间的距离误差在 $\pm 0.2\text{ mm}$ 以内。该法简单易行，缺点也显而易见：即使总宽度满足要求 1 mm ，也不能保证 4 个气隙是均匀分布的 0.25 mm ，再者距离只能在 PCB 边缘处测得，不能准确代表内部玻璃间的气隙宽度。为解决距离测量的局限性，在对气隙宽度的质检过程中采用了数字显微镜直接观测气隙的新方法，如图 3.26 所示，可以清晰看到 5 层灰色的低电阻玻璃及 4 个黑色的气隙，利用边界识别功能更直观准确的测量气隙宽度，并判断其均匀性。

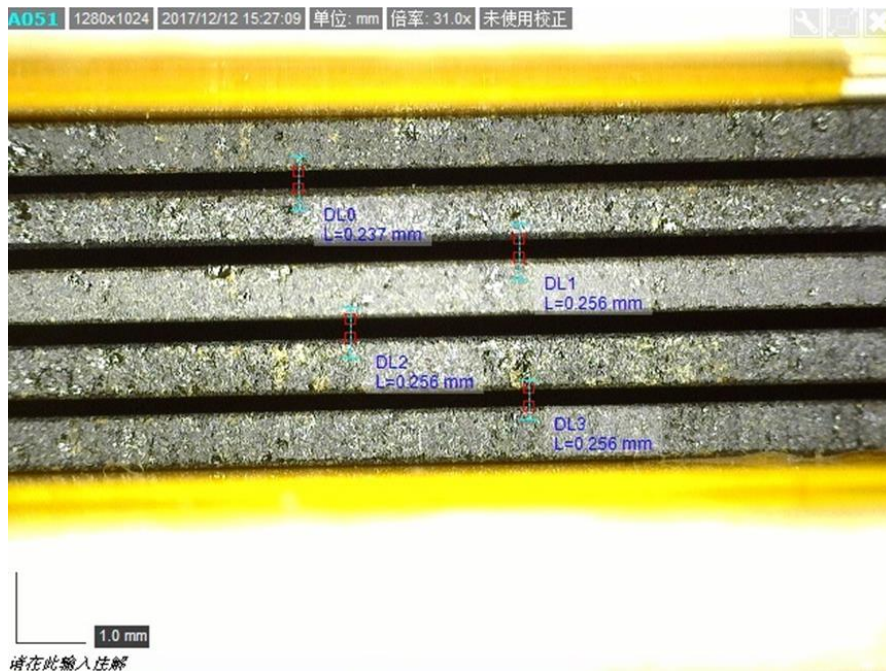


图 3.26 数字显微镜检测到的 MRPC 气隙图像，可直接对气隙宽度进行测量。

每块 MRPC3a 的质量检测数据都被严格记录下来，整理在图 3.27 所示的表格中。通过扫描探测器机身上的二维码标签，或者登陆清华大学-CBM 合作探测器研发网站 http://hepd.ep.tsinghua.edu.cn/CBM_TOF/，就可获得全部质量检测数据。

第3章 应用于 CBM-TOF 的高计数率 MRPC 研制

MRPC生产记录表 / MRPC3a Quality Assurance Table								
MRPC ID	MRPC3a - 36							
玻璃 / Glass	来自箱号与批次 / Glass Batch No.		12# 151219		用料数量/Amount		6	
	来自箱号与批次 / Glass Batch No.		24# 151219		用料数量/Amount		4 (electrode)	
	来自箱号与批次 / Glass Batch No.				用料数量/Amount			
电极玻璃 / Electrode	面电阻 / Surface Resistance (M Ω /sq)		Point 1	Point 2	Point 3	Point 4	Point 5	
	电极玻璃1 / Electrode 1		3	2	3	1.5	2	
	电极玻璃2 / Electrode 2		2	2	1.5	2	3	
	电极玻璃3 / Electrode 3		1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	
	电极玻璃4 / Electrode 4		1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	
蜂窝板 / Honeycomb	✓							
PCB上下板 / Top & Bottom PCB	✓							
PCB中间板 / Middle PCB	焊接保护电阻 / Protection Resistor		外侧64路信号与地之间电阻是否均为100k Ω / Resistance Measured on Outside Resistor		✓	问题数量 / Unqualified		0
			内侧64路信号与地之间电阻是否均为200k Ω / Resistance Measured on Inside Resistor		✓	问题数量 / Unqualified		0
	焊接双排插针 / Connector		16个插座与电路板的厚度是否均<6.7mm / Thickness of the connectors		✓	问题数量 / Unqualified		0
Mylar膜 / Mylar	✓							
PCB上下板高压 / Top & Bottom HV	✓							
PCB中间板高压 / Middle HV	✓							
鱼线 / Spacer	✓							
厚度 / Thickness	测试点 1	测试点 2	测试点 3	测试点 4	测试点 5	测试点 6	测试点 7	测试点 8
上下PCB / Between Top & Bottom PCB	11.86	11.68	11.86	11.96	11.78	12.09	11.81	11.72
上中PCB / Between Top & Middle PCB	5.14	4.96	5.21	5.07	4.93	5.19	4.87	4.87
下中PCB // Between Bottom & Middle PCB	5.19	5.01	5.03	5.24	5.13	5.13	5	5.08
总厚度 / Total Thickness	26.37	25.93	26.31	26.24	26.06	26.5	26.04	25.74
气隙宽度 / Gas Gap Thickness	下室 / Bottom Stack				上室 / Top Stack			
	气隙 1	气隙 2	气隙 3	气隙 4	气隙 5	气隙 6	气隙 7	气隙 8
	0.276	0.276	0.256	0.276	0.276	0.256	0.256	0.276
	0.276	0.276	0.257	0.276	0.256	0.276	0.256	0.276
	0.276	0.276	0.276	0.256	0.276	0.276	0.256	0.256
	0.256	0.256	0.256	0.256	0.276	0.256	0.276	0.256
组装人员签字 / Signature	王永亮							
日期 / Date	2017-12-6							
备注 / Note								

图 3.27 MRPC3a-36 号探测器生产过程质量检验结果记录表。

3.5 量产型MRPC宇宙线测试

3.5.1 测试平台搭建

为确保批量产出的 MRPC3a 探测器在投入物理实验应用中后就能产出物理数据，有必要对其基础性能进行测试。在清华大学实验室，利用 GSI 开发的电子学——PADI 前放^[106]、TRB 触发采集板^[114]和 FPGA 时间多道（TDC）^[115]，搭建了高压/宇宙线测试平台，对 MRPC3a 量产探测器进行测试，验证其工作性能符合基础设计要求。

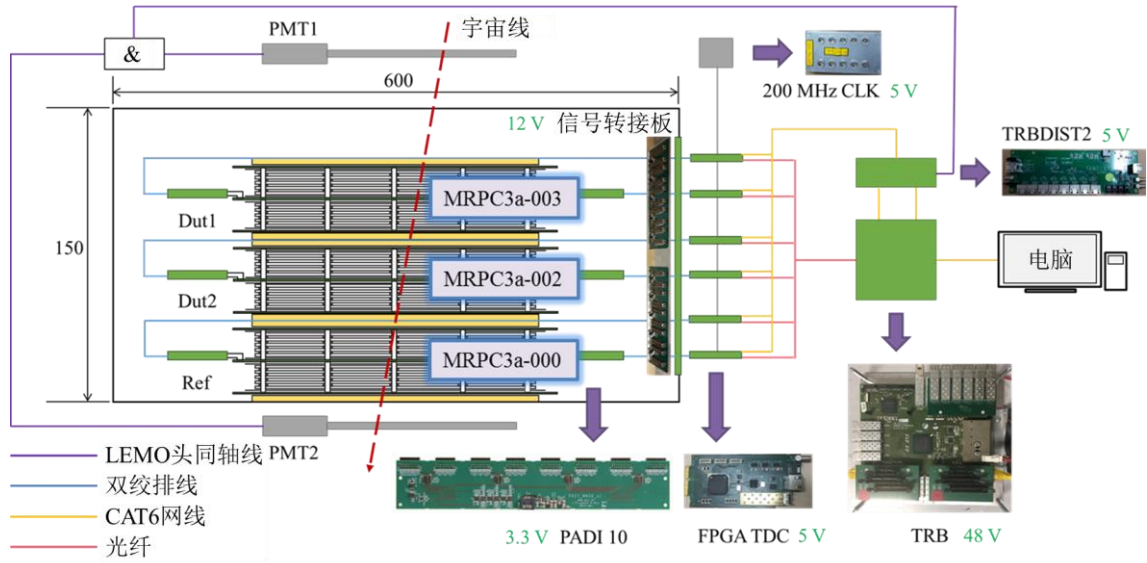


图 3.28 在清华实验室使用 GSI 电子学搭建的高压/宇宙线测试平台示意图。

图 3.28 展示了高压/宇宙线测试平台及数据获取系统的构架。一次能够同时测量 3 个 MRPC3a 探测器，叠放于铝制流气盒中，采用的工作气体为 90% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ ，5% $\text{i-C}_4\text{H}_{10}$ 和 5% SF_6 组成的气体混合物。为避免在信号传输过程中因导线阻抗不匹配产生反射，PADI 电子学直接安装在探测器预先设计好的对应接口上。PADI 先对来自 MRPC 的原始信号进行放大，再做甄别，输出的数字信号经流气盒上的信号转接板传入 FPGA TDC 中。TDC 记录数字信号的前沿和后沿时间，时间差 TOT 等效于信号幅度，每个 TDC 内部时钟由 200 MHz 信号源同步。整个系统的触发由位于流气盒上方和下方的两 PMT 提供，所用闪烁体尺寸为 $20 \times 5 \text{ cm}^2$ ，长边沿读出条垂直方向摆放，确保其投影处于探测器的灵敏面积之内。两 PMT 信号经甄别器后做与计算，符合信号输入 TRB 的 TRBDIST2 部分，由它把该宇宙线触发分配给各个 TDC。TDC 会把在触发时间点前后 300 ns 时间窗内的探测器击中信号传输给 TRB，后者将记录收集的所有信号并打包写入电脑中的 DAQ 文件内。PADI 和 TDC 引入的电子学时间晃动为 27 ps^[60]，因为 CBM 实验中也使用相同的电子学，对探测器 60 ps 时间分辨的要求包含了电子学时间晃动带来的影响，所以对宇宙线实验中获得的结果做和文中其他所有实验一样的处理，即不把电子学的时间分辨从探测器的时间分辨率中除去。宇宙线测试的数据分析流程和方法与 3.3 节中所述一致，同样基于 CBM-ROOT 框架，需根据宇宙线系统的几何构架和电子学映射修改相应的参数设置。

3.5.2 高压测试

对所有量产型 MRPC3a 探测器均进行了高压测试，目的在于确保所有探测器

无高压失效和打火放电现象，能够以合理的暗电流和噪声运行。根据流气盒的 72 L 容积和 60 mL/min 的进气速率，为了交换 3~5 倍流气体积以排尽空气，需要 3 天的通气时间。在探测器电极间接 ± 5600 V 高压，新制作出来的 MRPC 需要一定的老练时间，如果在 10 小时后暗电流仍未能下降到 50 nA 以下，则判定该探测器高压失效，必须送返生产基地拆解检视并重新组装。

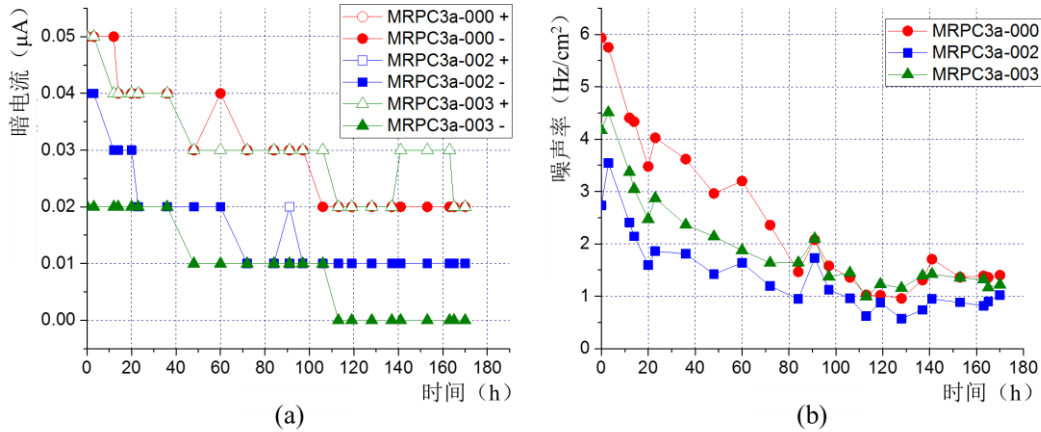


图 3.29 从工作高压加至 ± 5600 V 开始的 170 个小时内，监测得到的：(a) 3 个 MRPC3a 探测器的暗电流变化情况。(b) 3 个 MRPC3a 探测器的噪声率变化情况。

图 3.29 中展示了最早生产出来的 3 块 MRPC3a 探测器(编号 000,002 和 003)在高压测试中暗电流和噪声率的变化情况。新探测器气隙内存在制作过程中留下的灰尘颗粒，导致高压刚接通时电流和噪声较大，颗粒会因其引发的持续轻微放电最终消失，在宏观上表现为暗电流和噪声率的持续降低。10 小时后，图中 3 块探测器的暗电流均下降至 50 nA 以下，如果有更长的老练时间，暗电流会进一步降低，最后稳定在 10 nA 左右，噪声率最终稳定在 1 Hz/cm² 水平。

在对所有批量生产的 MRPC3a 探测器的高压测试中，有 3 块未能通过暗电流的要求，因电流超过了 1 μ A 而不能加至工作高压。返厂检修中发现，造成高压失效的原因是支撑气隙最边缘的鱼线滑出了玻璃的范围，导致相邻两玻璃在局部范围贴近放电。经修复后，所生产的 76 块 MRPC3a 探测器全部通过高压测试。

3.5.3 宇宙线测试

为了进一步研究批量生产 MRPC3a 的性能，抽取了部分探测器进行了宇宙线测试。实验测试周期为 1 周，除了流气的 3 天和高压老练的 1 天外，为了获取 10000 个宇宙线事例，还需 3 天时间进行数据采集。

数据分析的基本流程与刻度方法已经在 3.3 节中做了具体介绍，同时测量的 3

个探测器将轮流作为 DUT、REF 和 BREF。这样的探测器设置与 3.3.2 节中描述的 2015/02 SPS 束流实验类似，均没有距离 DUT 和 REF 较远的探测器作为 BREF 提供起始时间信息，时间分辨率因速度校正的失效变差。参考 MRPC3a 原型机在 SPS 实验中恶化为 100 ps 的系统时间分辨率，由此制定宇宙线测试中系统分辨率应小于 125 ps，本征时间分辨的达标值为 90 ps。在有效 PMT 触发下，效率值由 DUT/REF/BREF 同时有击中响应的事例数比 REF/BREF 同时有击中响应的事例数获得，测试中要求探测器效率超过 95% 方能达标。同高压测试一样，不达标的探测器将做返厂检修处理。

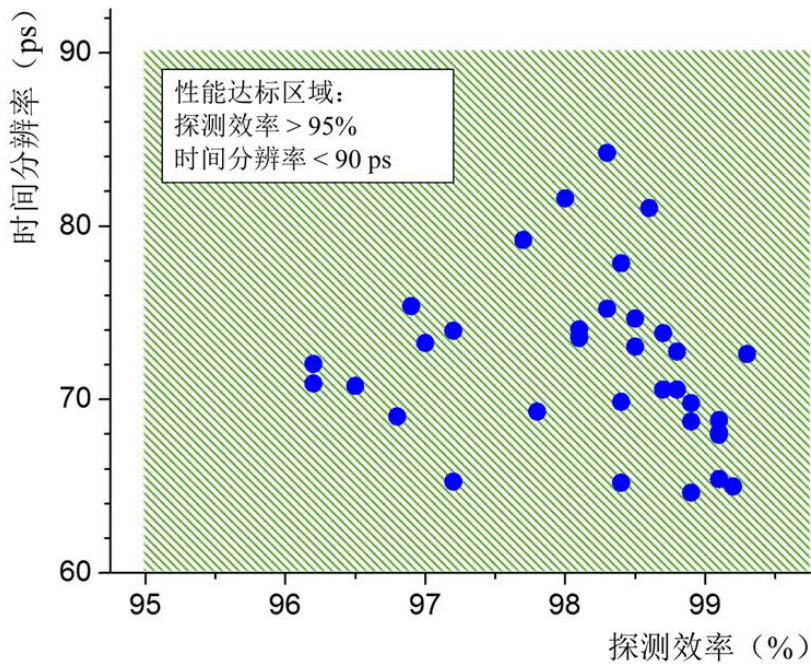


图 3.30 宇宙线测试中所有抽测 MRPC3a 的探测效率和时间分辨率分布。图中绿色区域标出了测试中对被测探测器提出的性能要求。

至所有探测器寄送到 CBM 的截止日期前，共在所生产的 76 块 MRPC3a 探测器中抽测了 33 块完成了宇宙线测试工作。图 3.30 展示了它们的探测效率和时间分辨率分布。图中绿色斜线标出的即为性能达标区域，可见所有被抽测到的 MRPC3a 均满足宇宙线测试的指标要求，而且大多数探测器的时间分辨率在 80 ps 以下，效率在 97% 以上，与 2015/02 SPS 束流实验的结果一致，证明了批量生产的 MRPC 探测器具有稳定的性能表现。

第一批生产的 76 块 MRPC3a 探测器目前已经参与到 FAIR 第 0 阶段运行计划中，被安装在 GSI 的 mini-CBM 和 BNL 的 RHIC-STAR 实验中作为 TOF 系统，在实验运行过程中已经产出了关键的物理数据。

3.6 小结

本章针对 CBM 实验要求 TOF 探测器在 30 kHz/cm^2 高计数率下仍保持高时间分辨和高探测效率, 结合低电阻玻璃技术, 设计了 MRPC3a 探测器的结构参数, 在多次束流测试中经数据刻度分析证实具有 97% 的探测效率和 60 ps 的时间分辨, 稳定表现得到了合作组的认可, 成为首个被 CBM 合作组确定为最终方案的一型 MRPC。论文首次成功研制出计数率能力、时间分辨率和探测效率等指标达到国际领先水平的、将大规模应用于实际物理实验的高计数率 MRPC 探测器, 同时以严格的工艺流程和检测标准确保了批量生产的顺利进行。

第4章 CBM-TOF MRPC 在 STAR-eTOF 的刻度分析

STAR-eTOF 是 STAR 实验在 BESII 运行的重要探测器升级项目，所实现的端部粒子鉴别功能将同时在对撞和打靶实验中提高探测谱仪的接受度，填补了能量扫描的空白区域。STAR-eTOF 将由本论文研制的 MRPC3a 探测器和来自中科大的 MRPC3b 探测器共同组成，其性能均满足 STAR 实验对 TOF 探测器的要求。论文作者参与了 eTOF 软件平台搭建的工作，以 STAR 实验的分析软件 STAR-ROOT 为框架，对在 2018 年运行 (Run18) 中的 eTOF 数据进行了刻度分析，以 TPC 和 VPD 两系统作为参考，获得了 eTOF 的时间分辨率，并实现了 STAR 端盖区域的粒子鉴别。本章将具体介绍 Run18 中的 eTOF 安装情况，刻度流程和 eTOF 的性能研究。

4.1 STAR Run18运行中的eTOF系统

4.1.1 Run18 中的 eTOF 系统概述

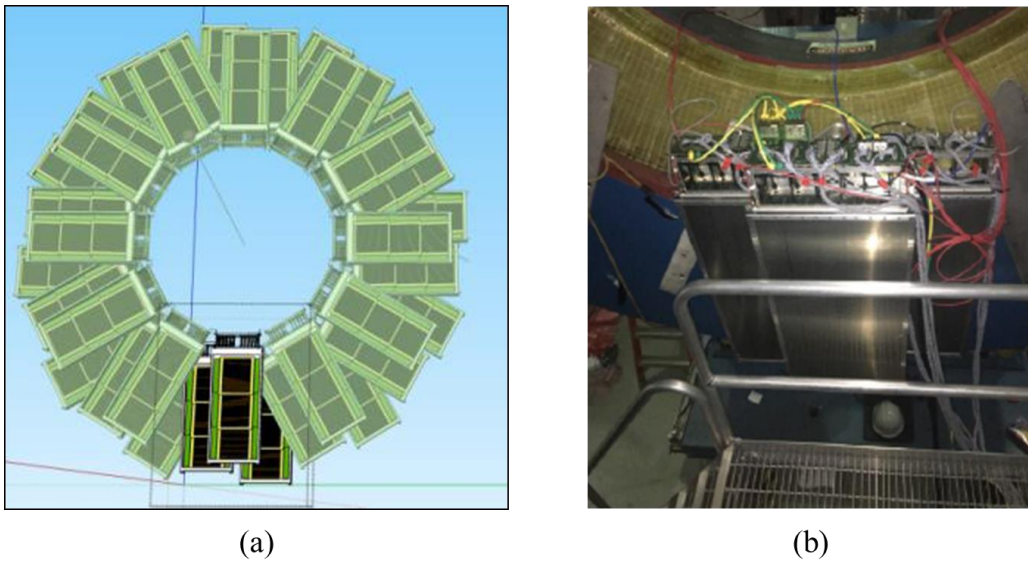


图 4.1 (a) Run18 中三个 MRPC 模块作为一个扇区被安装在 STAR-eTOF 环的最底端位置。(b) Run18 运行前 eTOF 模块安装完成后的照片。图片来自^[100]。

Run18 是 STAR 实验在 2018 年 2~6 月间进行的长期运行。在 Run18 开始之前，如图 4.1 所示，三个 MRPC 模块被安装在了 STAR 谱仪东部端盖的最底端位置，它们将组成 Run18 中的 eTOF 系统，在运行前进行了调试。为防止损害 TPC 探测器的性能，STAR 的气体不能含有 SF_6 ，eTOF 采用的工作气体为 95% 的

$C_2H_2F_4$ 和 5% 的 $i-C_4H_{10}$ 。因为失去了 SF_6 具备的强电负性，MRPC3a 若继续工作在标准气体的电场强度下，雪崩过程极有可能会进一步发展为流光。在实验室条件下利用 3.5.1 节中的平台对 MRPC3a 探测器进行了 STAR 气体下的测试，效率坪曲线相对于 CBM 标准气体（95% $C_2H_2F_4$ ，5% $i-C_4H_{10}$ ，5% SF_6 ）向左平移了 400 V，说明在 STAR-eTOF 中的 MRPC3a 的工作点需相应降低 ± 400 V。在 Run18 运行期间，eTOF 系统的计数率不超过 45 Hz/cm^2 ，这一数值远低于 CBM 实验的水平。

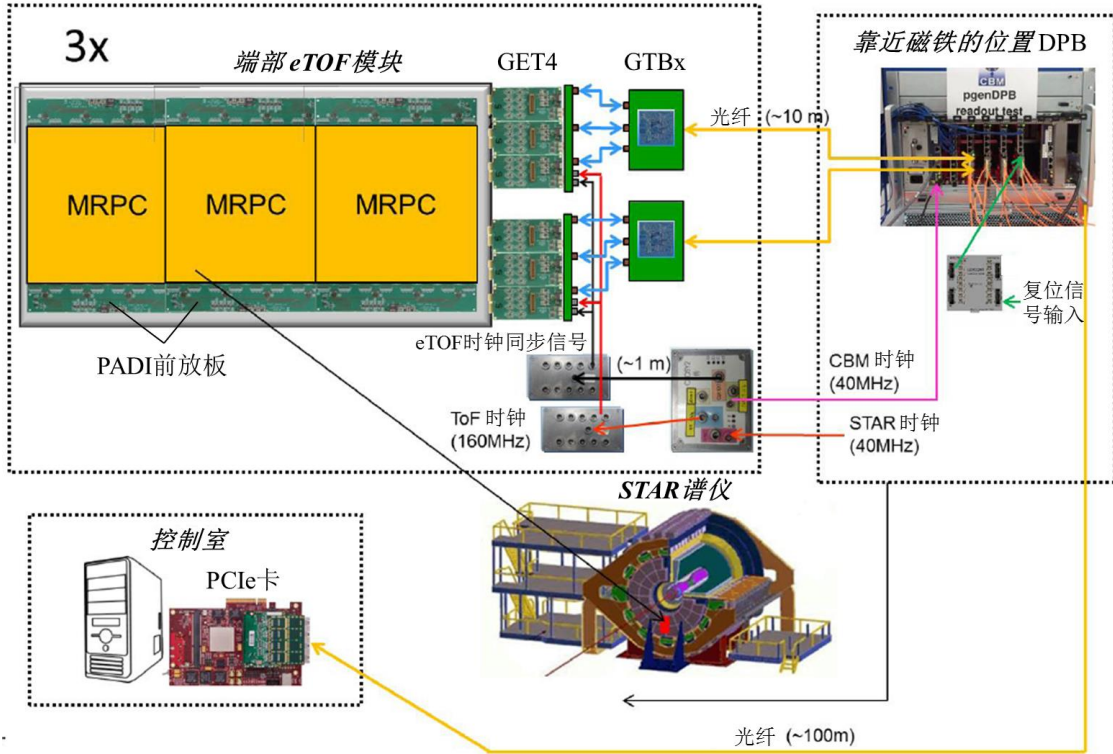


图 4.2 Run18 中 eTOF 系统的在线数据读出链组成示意图。图片来自^[100]。

图 4.2 展示了 Run18 中 eTOF 系统每个探测模块以及后端在线数据读出链的结构。对于每个模块，在铝制流气盒内均并排安装三块 MRPC 探测器，为使探测器平面法线方向指向对撞点，与气盒的底面呈 10° 倾角，相邻两探测器的灵敏面积设有重叠区域以消除探测死区。两个模块中安装的是本论文研制的 MRPC3a 探测器，剩余一个模块中的探测器为中科大设计的 MRPC3b，探测器的信号输出接口均与 PADI 前放板的输入在几何上匹配，可以直接插接 PADI 至探测器的两端。每个模块的探测灵敏面积为 $92 \times 27 \text{ cm}^2$ ，共有 192 路信号输出。通过位于气盒上的转接板，信号被 GET4 TDC 收集，该 32 路 TDC 专门为 CBM 实验设计，具有无触发采数的功能^[115]。GTBx 是 CERN 设计的数据集中器^[116]，负责汇总每个模块输出的时间信息，并用光纤传输到位于 STAR 桶部磁铁旁辐照相对较弱的机柜区，此处的数

据处理板 (DPB) 会根据复位信号和 STAR 提供的触发信号控制数据的写入。最终 eTOF 的原始数据会被储存到控制室内安装有 PCIe 卡的计算机上。

尽管在 Run18 中只有一个扇区三个模块安装, 但其后端配备了完整的数据读出链, 所实现功能与完整的 eTOF 系统仅有覆盖面积的区别。在第 156 天解决了复位信号无效的问题之后, eTOF 成功在 27 GeV Au+Au 对撞数据采集中获取了 600 k 个有效事例。eTOF 此次成功联调和对运行数据的刻度分析将为系统在 STAR 实验 2019 年的运行 (Run19) 中的整体 36 个模块的安装、调试和运行打下基础。

4.1.2 参照系与探测器编号设定

为进行 eTOF 系统的刻度分析, 分别在每个探测器层面建立了局部参照系, 同时使用了 eTOF 平面局部参照系和 STAR 谱仪全局参照系。

eTOF 三个探测器模块中, 正中的被命名为 M1, 其内安装的探测器为三块 MRPC3b, 两侧的分别命名为 M2 和 M3, 安装有论文研制的 MRPC3a。各探测器的编号如图 4.3 所示, 为三位数字, 从左到右分别代表扇区编号、模块编号和探测器编号, 其中探测器编号按照从中心束流管向外的方向依次命名为 0/1/2。每个探测器的局部参照系如图 4.3 中的黑色坐标所示, 零点为探测器灵敏面积的几何中心点, X 轴为垂直读出条方向, Y 轴为平行读出条方向。在 eTOF 层面对探测器进行刻度需要使用探测器局部参照系。

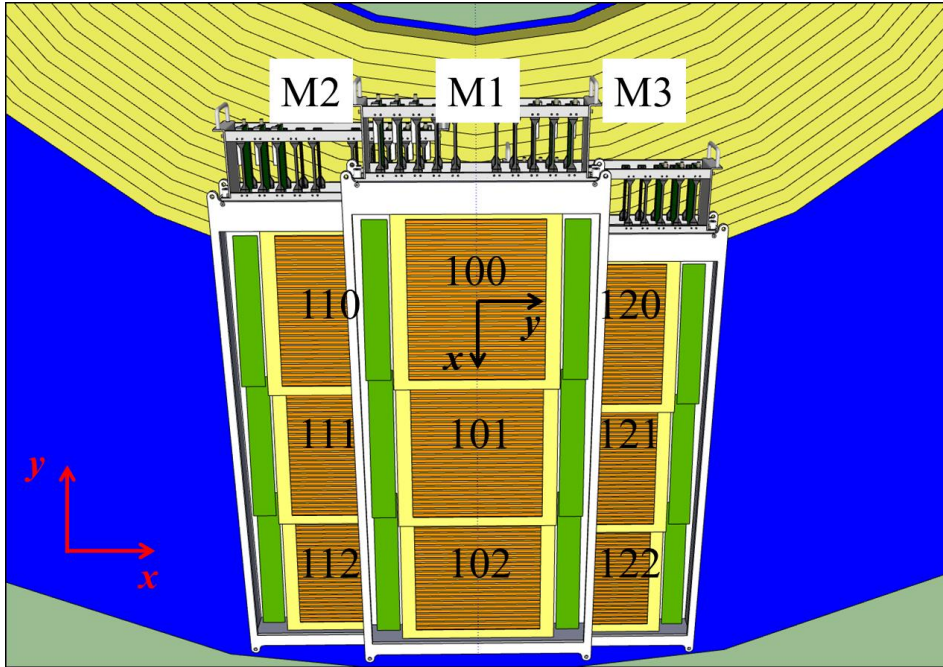


图 4.3 eTOF 探测器编号与局部参照系 (黑色), 和 eTOF 平面局部参照系 (红色)。

eTOF 平面局部参照系如图 4.3 中的红色坐标所示, 零点为整个 eTOF 环的圆

心，也即束流管位置，X 轴为水平方向，Y 轴为竖直方向。在 eTOF 系统和其他探测系统间做分析需要使用 eTOF 平面局部参照系。

STAR 谱仪中，束流管为东西向，定义 Z 轴即为束流管的轴线，方向为由东指向西，定义 Z 轴上的东西中点为参照系零点，X 轴设为水平方向，Y 轴为竖直方向，与 eTOF 平面一致。

4.2 离线数据刻度流程

作为全新的探测器子系统，需要开发 eTOF 的离线数据刻度程序。本文作者参与了 eTOF 软件团队，共同完成了将 CBM 实验校正方法移植到 STAR-ROOT 框架中的工作，并结合 STAR 实验的具体情况作了相应调整。该离线程序的流程图如图 4.4 所示：首先对原始数据进行初步处理，获得可处理的探测器信息；在对 eTOF MRPC 探测器进行刻度时，采用的校正方法和执行流程与 CBM 实验基本一致；比对 eTOF 中重建的击中信息与 TPC/VPD 提供的径迹信息，匹配得到同时经过上述探测系统的粒子，最终实现 eTOF 时间分辨能力的研究和粒子鉴别功能。

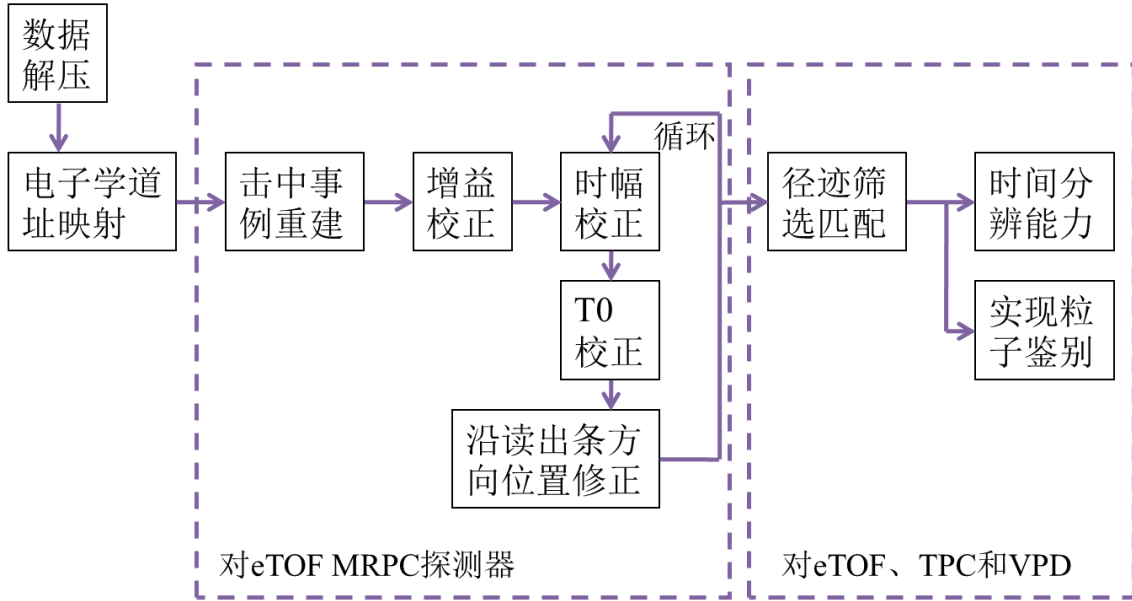


图 4.4 STAR-ROOT 框架内的 eTOF 离线数据刻度分析程序的流程图。

4.2.1 数据初步处理

DAQ 数据的解压由 STAR 的一个标准类完成，它负责从原始对撞数据中重建 eTOF 信号，包括其电子学道址，到达电子学的时间和 TOT，我们定义这样的一个信号为一个 digi。根据电子学道址和探测器读出条间的映射关系，可用 digi 所处的

扇区、模块、探测器、读出条编号和读出条左右端这些几何信息代替电子学道址，以便在刻度中更直观的将其参数与校正量联系在一起。

4.2.2 击中重建

不是所有电子学获得的 **digi** 都是我们期望的由对撞次级粒子引发的真实信号，对每个事例，一个读出条上的所有 **digi** 中有部分是来自于探测器和电子学产生的噪声（MRPC3a 的噪声率是 1 Hz/cm^2 ，见 3.5.2 节）。我们定义由粒子电离引起的探测器响应信号为击中（hit）。击中会造成读出条的两端同时输出 **digi**（时间差取决于击中位置），由此利用图 4.5(a)所示的算法筛选 **digi**，并重建为击中。

在每个事例中，把同一读出条上所有的 **digi** 按照时间顺序排列在一个向量（vector）中，图 4.5(b)展示了一些可能的排列情况，如果向量中的前两个 **digi** 来自读出条的同一端，如图中 A 和 B 所示的顺序，则移除向量中的第一个 **digi**，剩余所有 **digi** 都向左移动一格。向量 B 中此时的前两个 **digi** 仍来自读出条一端，继续执行该循环并判断下一对；向量 A 中此时的前两个 **digi** 分别来自读出条的左右两端，则进一步判断其时间差是否小于 1.35 ns ，此时间为同一击中到达读出条两端最大时间差。若满足，重建这一对 **digi** 为一个有效击中，同时在向量中移除掉它们，继续判选后面的 **digi**；若否，仅移除掉第一个 **digi**，之后继续循环该过程。

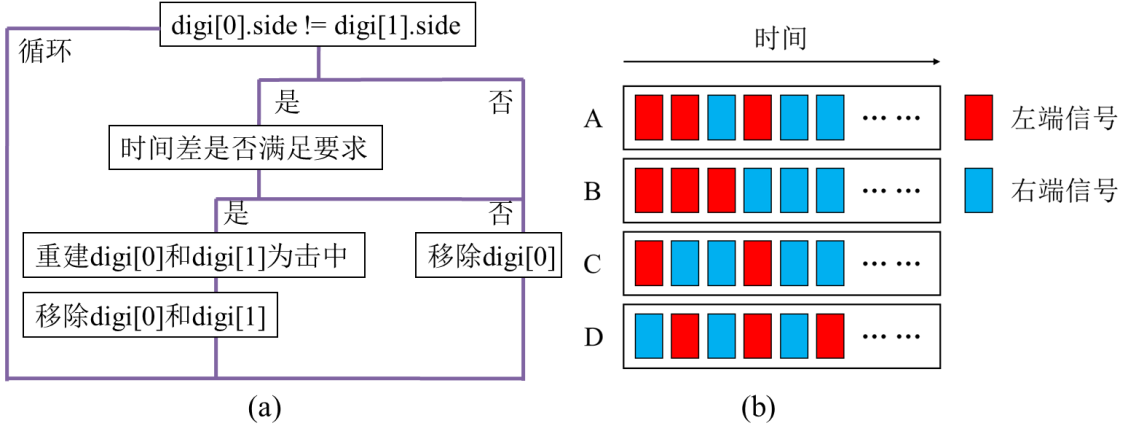


图 4.5 (a) 筛选 **digi** 重建为击中的算法流程图。(b) 同一读出条所有 **digi** 按时间顺序排列在向量中的可能情况。

击中的扇区、模块、探测器和读出条编号与 **digi** 相同，但不再具有读出条左右端信息，其到达时间 t_{hit} 表示为：

$$t_{hit} = \frac{t_{digi}[0] + t_{digi}[1]}{2} \quad (4-1)$$

其中 $t_{digi}[0]$ 和 $t_{digi}[1]$ 分别是重建出该击中的两 digi 的时间。根据时间差就能得出击中在读出条沿条方向上的位置 y_{hit} ：

$$y_{hit} = \frac{t_{digi}[0] - t_{digi}[1]}{2} \cdot v_{signal} \quad (4-2)$$

v_{signal} 为信号在读出条上的传播速度，通常认为其值为 2×10^8 m/s。击中在探测器局部参照系中的 x 方向位置由所在的读出条决定， z 方向位置为探测器模块所在的平面位置：

$$x_{hit} = x(\text{strip}) \quad (4-3)$$

$$z_{hit} = z(\text{module}) \quad (4-4)$$

所有的 eTOF 探测器自身刻度均基于 digi 进行，但当需要分析 eTOF 探测器性能或提供飞行时间信息时，我们要选择具有实际意义的击中信息而非 digi。

4.2.3 Y 方向击中位置校正

Y 方向击中位置校正即为 CBM-ROOT 中的沿读出条方向位置修正。击中在 Y 方向位置在式(4-2)中可由两端时间得出，若读出条两端所接导线长度或电子学延迟不同，导致两端 digi 的时间前沿出现了不同程度的延时，相减得到的击中位置就会偏移。

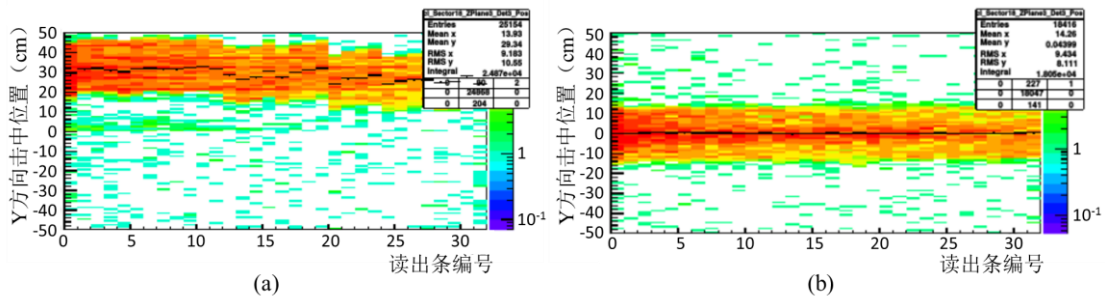


图 4.6 由 digi 时间前沿重建得到的 Y 方向击中位置在 122 号 MRPC 全部 32 个读出条上的分布情况。(a) 在进行 Y 方向击中位置校正之前。(b) 进行 Y 方向击中位置校正之后。图片来自^[117]。

图 4.6(a)展示了在 122 号 MRPC（图 4.3 右下角 MRPC）中，根据读出条两端 digi 的原始时间重建得到的 Y 方向击中位置在所有读出条上的分布情况。读出条

长度为 27 cm, 图中探测器的灵敏区范围在 Y 方向上应为 $[-13.5, 13.5]$, 重建的击中位置明显偏出。在与 TPC 径迹做筛选匹配时, 需要准确的击中位置信息。为修正该位置偏移至正确的范围, 计算图 4.6(a)中每个读出条上的所有击中的 Y 方向位置平均值作为修正量。所有 eTOF MRPC 的刻度类型均作用于 digi 层面, 根据式(4-2), 转换击中位置修正量 Y_{COR} 为两端 digi 时间前沿的修正值 $t_{digiCOR}^{[0]}$ 、 $t_{digiCOR}^{[1]}$:

$$t_{digiCOR}^{[0]} = -t_{digiCOR}^{[1]} = Y_{COR} / v_{signal} \quad (4-5)$$

在保证击中位置 y_{hit} 减去修正值 Y_{COR} 平移至读出条中点的同时, 由式(4-1)重建出的击中时间 t_{hit} 不会受到校正的影响。图 4.6(b)展示了经过多次迭代修正的结果, 绝大部分击中已经处于合理的探测器灵敏区之内。

4.2.4 电子学增益校正

电子学增益校正与 CBM-ROOT 中的增益校正具有相同的意义: 为了消除电子学不同通道间增益系数差异对 TOT 的影响, 准确的 TOT 对后续时间幅度校正是必要的。增益校正方法也等同于 CBM 采用的方法: 将每一道电子学输出 digi 的 TOT 平均值比上所有电子学通道 TOT 的平均值, 即为该道的增益修正系数, 所有 digi 的 TOT 值应除以该修正系数。

图 4.7 展示了电子学增益校正正在 122 号 MRPC 中作用于所有 digi TOT 的效果。探测器感应的原始信号幅度不会因所在不同的读出条而异, 图中均匀分布的 TOT 谱未呈现出与电子学道址的相关性, 验证了这一点。图 4.7(b)相较于(a)中 TOT 整体被压缩, 是因为该 MRPC 所接 PADI 前放具有相对较大的增益系数, 经校正后与其他探测器的幅度水平相当。

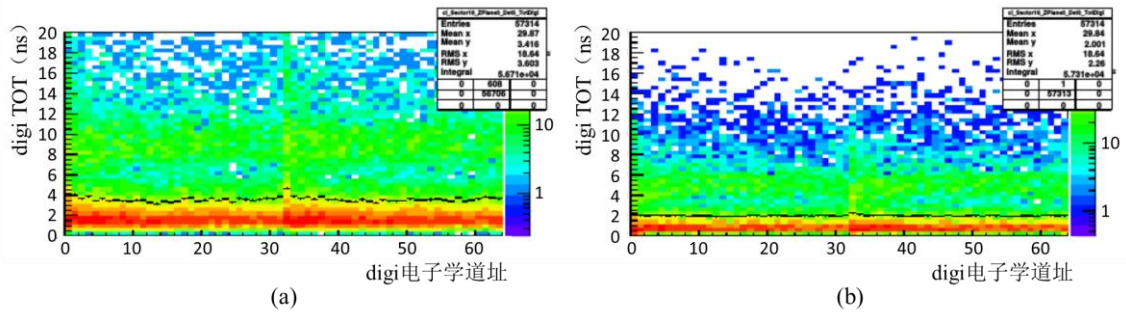


图 4.7 122 号 MRPC 全部 64 路电子学输出 digi 的 TOT 分布情况。(a) 在进行电子学增益校正之前。(b) 进行电子学增益校正之后。图片来自^[117]。

4.2.5 时间幅度校正

CBM 进行的束流实验中，粒子径迹上前后布置的两探测器给出的粒子飞行时间中包含了时幅关系引入的游动信息。STAR-eTOF 中，所有 MRPC 均为单层布置，为得到该游动信息，且在不牵涉其他探测系统的刻度前提下，以每个读出条上重建出的击中时间作为参考，所有 digi 与其的时间差用以表征时间游动。图 4.8(a)中展示了该时间差与 TOT 的关系，可见存在有 300 ps 的时间游动。计算每一 TOT 对应的时间差平均值，将连接所有平均值的折线段作为时间修正曲线，即时间差平均值间的线性插值作为各点的修正值，校正后时间游动已基本消除，如图 4.8(b)所示。

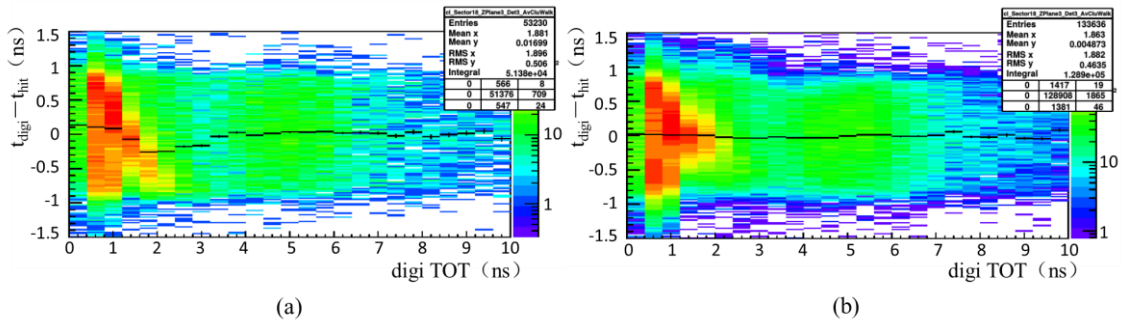


图 4.8 122 号 MRPC 得到的所有 digi 和相应读出条上击中的时间差，与 digi TOT 的关系图。(a) 在进行时间幅度校正之前。(b) 进行时间幅度校正之后。图片来自^[117]。

4.2.6 时间零点校正

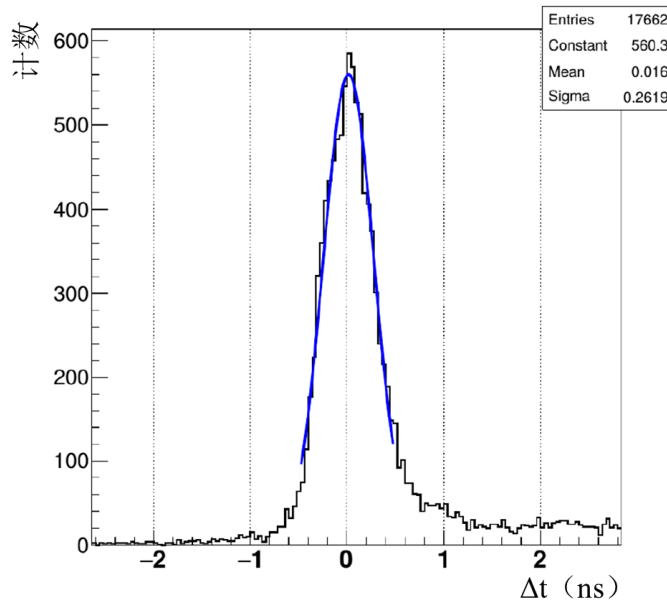


图 4.9 粒子从对撞顶点到 eTOF 的飞行时间测量值与理论值之差的分布，峰值即为 T_0 校正的修正量，应从所有 eTOF digi 的时间信息中减去。图片来自^[117]。

eTOF 系统每个事例的起始时间 T_0 将由 VPD 给出, 通过数据读出链, 该时间信息同时被写入到 eTOF 的时钟系统中并被记录。eTOF 提供的击中时间与 VPD 给出的 T_0 之差即为粒子从对撞顶点到 eTOF 的飞行时间, 因为两探测系统中由导线和电子学引入的延迟不同, 不能在时间相减时完全相抵, 导致时间差与真实的飞行时间存在常数值的差异。对 T_0 信息进行校正就是寻找延迟导致的差异, 如图 4.9 所示, 做出 eTOF digi 时间前沿与来自 VPD 的 T_0 时间差 (飞行时间的测量值), 与粒子以光速经过对撞顶点到 eTOF 中心直线距离的时间 (飞行时间的理论值) 的差值分布, 峰值即为时间零点的修正值, 应从每一 digi 的时间前沿信息中减去。

同 CBM-ROOT 的刻度流程类似, 在执行所有作用于 digi 时间信息的校正方法时, 应采用迭代循环的方式, 增益校正是唯一作用于 digi 幅度 (TOT) 的刻度方法, 仅需运行一次, 但需在时幅校正之前完成。

4.3 eTOF 系统性能研究

为了获取 eTOF 系统探测器和数据读出链在 Run18 中的性能表现, 论文基于完成了 4.2 节中所述 MRPC 自身时间幅度信息刻度的 600 k 个有效击中事例 (全部来自于 27 GeV Au+Au 对撞), 编写了相关程序, 通过将 eTOF 击中和 TPC 径迹做筛选匹配, 以两种方法研究了 eTOF MRPC 最为关键的时间分辨性能, 并最终验证了 eTOF 的粒子鉴别能力。

4.3.1 径迹筛选和匹配

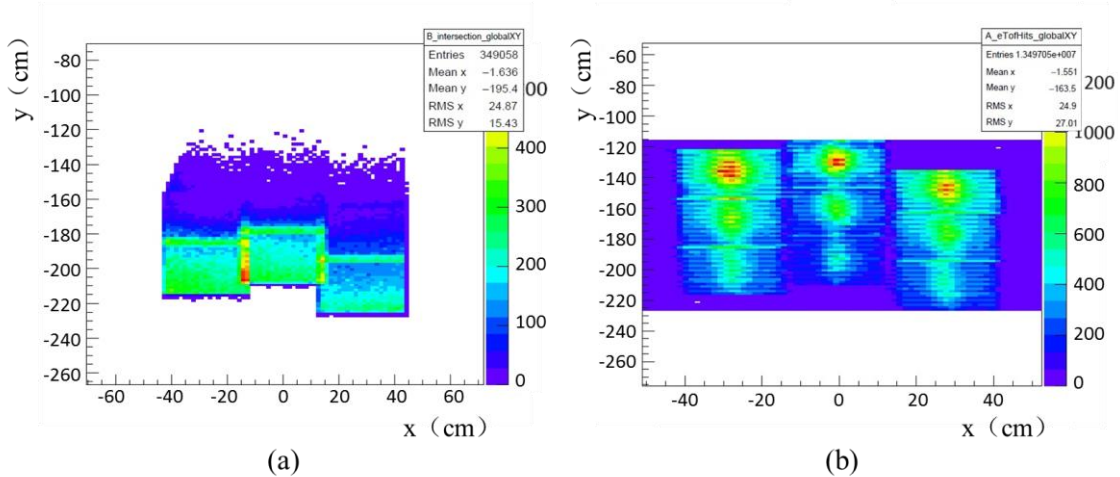


图 4.10 在 eTOF 平面局部参照系下: (a) 外推 TPC 记录的带电粒子径迹在 eTOF 全部 9 个 MRPC 区域内的投影位置。(b) eTOF 获得所有击中的位置分布。

作为 STAR 谱仪中的核心探测器之一, TPC 将记录带电粒子穿过的径迹, 其中

包含径迹长度、顶点位置、动量等重要信息，由 VPD 获取的 T0 也被写入作为径迹的成员信息。eTOF 位于 TPC 端部以外，通过 STAR 标准类 `StETofMatchMaker`^[118] 外推 TPC 重建出的螺旋线径迹至 eTOF 所在平面，就能得到每个带电粒子应该击中 eTOF 的位置。Run18 中，eTOF 系统仅包含 3 个模块 9 个 MRPC 探测器，在 eTOF 平面局部参照系下，筛选外推点落在探测器灵敏面积及其外部 2 cm 内的松弛区域内的径迹，位置分布如图 4.10(a)所示。在刻度完成的 eTOF digi 上重建出 eTOF 探测到的击中信息，经过探测器局部参照系到 eTOF 平面局部参照系的转换，得到其位置分布如图 4.10(b)所示。

在相同参照系中，eTOF 击中更多的分布于每个模块最上部的 MRPC 内，也更靠近束流管的内侧。因为在粒子对撞中，高横向动量使得次级粒子更倾向于以小立体角发射，所以 eTOF 在高快度区域会探测到更多的粒子击中。TPC 径迹在 eTOF 平面的外推点则集中分布于每个模块最下部的 MRPC 内，这是因为 TPC 对高快度区域粒子的探测受限，落在 eTOF 相当一部分范围内的粒子是 Run18 中的 TPC 不能探测到的。升级 TPC 内部单元为 iTPC 是 STAR-BESII 探测升级的重要项目之一^[99]，将极大拓展 TPC 系统的快度范围，作为在 eTOF 相应立体角范围内的径迹探测器，将使得在以后的分析中得出 eTOF 的探测效率成为可能。

对比图 4.10 中两探测系统给出的击中位置关系，如果同一事例的 TPC 外推点和 eTOF 击中位于同一个 MRPC 上，同时它们的间距满足 $\Delta x < 3 \text{ cm}$ ， $\Delta y < 5 \text{ cm}$ ，就将该 eTOF 击中与 TPC 径迹匹配起来，认为它们探测到的是同一个带电粒子。

4.3.2 利用重叠条方法进行时间分辨率研究

在 eTOF 的每个探测模块中，为防止探测器间留有空隙造成死区，在布置探测器时会保证相邻 MRPC 的灵敏面积有宽度 2 cm 的重叠区域。在对 eTOF MRPC 进行时间分辨能力研究时，可利用同时穿过该重叠区域的粒子，得出其经过两 MRPC 的飞行时间分布。因为靠近束流管的 eTOF MRPC 获得击中较多，分析中选取每个模块上部两 MRPC 间的重叠区域作为研究对象。在重叠区域的相对位置关系上，101/111/121 号 MRPC 位于 100/110/120 号 MRPC 的后部（对于对撞次级粒子飞行方向），前者选做分析的 REF，后者作为 DUT。eTOF MRPC 读出条宽度均为 1 cm，重叠区域正好包含了两个读出条，选取位于 REF 中最顶端两读出条上的所有击中，同时选取在同一事例中，DUT 中最底端六读出条上的所有击中。图 4.11 显示了在 M1 模块中 101/100 号 MRPC 中选取出来的位于上述重叠读出条区域内的击中位置分布。

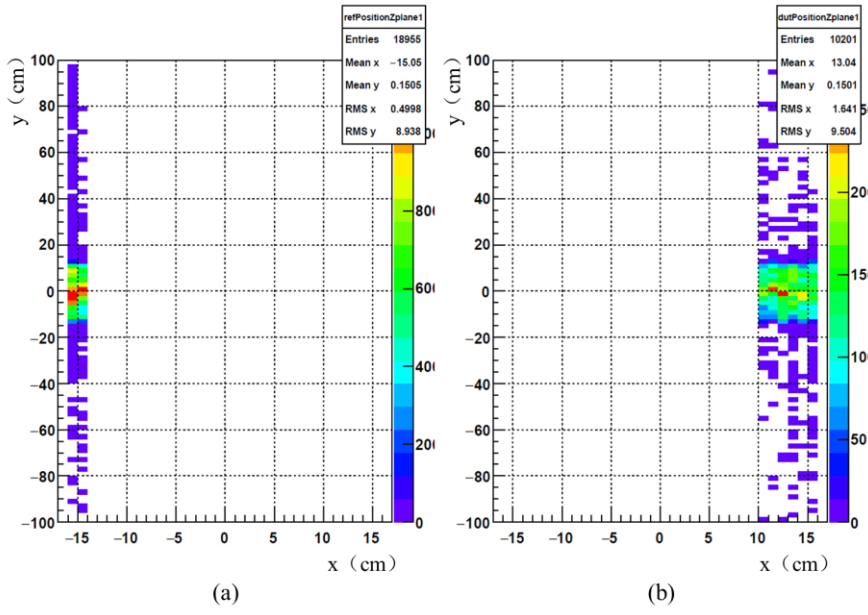


图 4.11 (a) 101 号 MRPC 最顶端两读出条上击中在探测器局部参照系 X、Y 方向上的位置分布。(b) 当 101 号 MRPC 最顶端两读出条上有击中时，100 号 MRPC 最底端六读出条上得到的击中在探测器局部参照系 X、Y 方向上的位置分布。

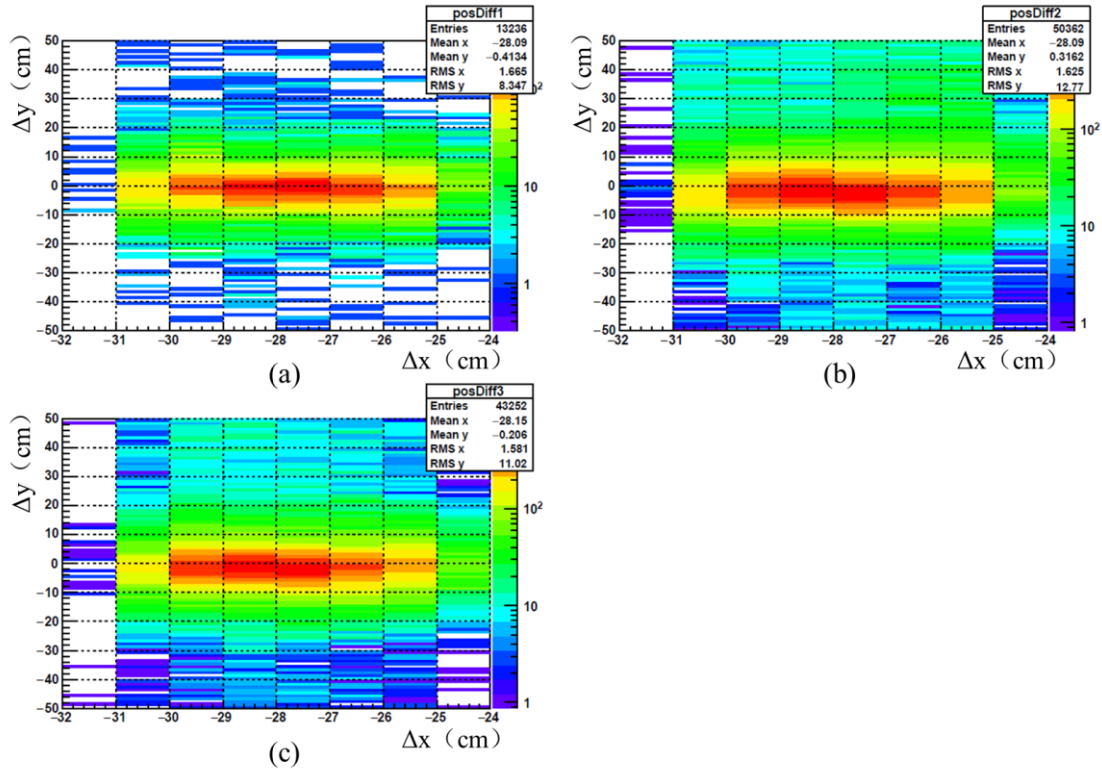


图 4.12 同一模块内两相邻 MRPC 重叠条区域内的击中在 X、Y 方向上的位置间距：(a) 100 号和 101 号 MRPC；(b) 110 号和 111 号 MRPC；(c) 120 号和 121 号 MRPC。

为排除噪声及其他偶然符合因素造成的影响，需要确定各个击中配对之间存在

空间与时间上的相关性，使用卡方检验量 χ^2 来表征：

$$\chi^2 = \frac{1}{3} \left(\left(\frac{x_1 - x_2 - \overline{dx}}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{y_1 - y_2 - \overline{dy}}{\sigma_y} \right)^2 + \left(\frac{t_1 - t_2 - \overline{dt}}{\sigma_t} \right)^2 \right) \quad (4-6)$$

其中， x_1/x_2 分别为同时出现在 DUT 和 REF 重叠区域内的击中在 X 方向的位置， y_1/y_2 为 Y 方向位置，图 4.12 中展示了所有击中配对在 X、Y 方向上的位置间距分布，即 $x_1 - x_2$ 与 $y_1 - y_2$ 的分布：在 X 方向上因人为的选取了重叠区域特定的读出条，间距固定在 $[-32, 24]$ 的范围内；Y 方向间距击中在零点附近，对于大部分击中均合理的小于读出条的长度 27 cm。同理可以由击中配对的时间信息得到时间差 $t_1 - t_2$ 的分布，如图 4.13 所示。 \overline{dx} 、 \overline{dy} 、 \overline{dt} 分别为击中配对位置间距和时间差的期望值，对位置间距分布和时间差分布做高斯拟合，所得峰位即为期望值。 σ_x 、 σ_y 、 σ_t 分别为位置分布和时间差分布的标准差，若两击中相关，要求至少满足 $\sigma_x = \sigma_y = 1 \text{ cm}$ ， $\sigma_t = 0.2 \text{ ns}$ 。综上，可以得到三个重叠区域中所有击中配对的卡方检验量分布，如图 4.14 所示。

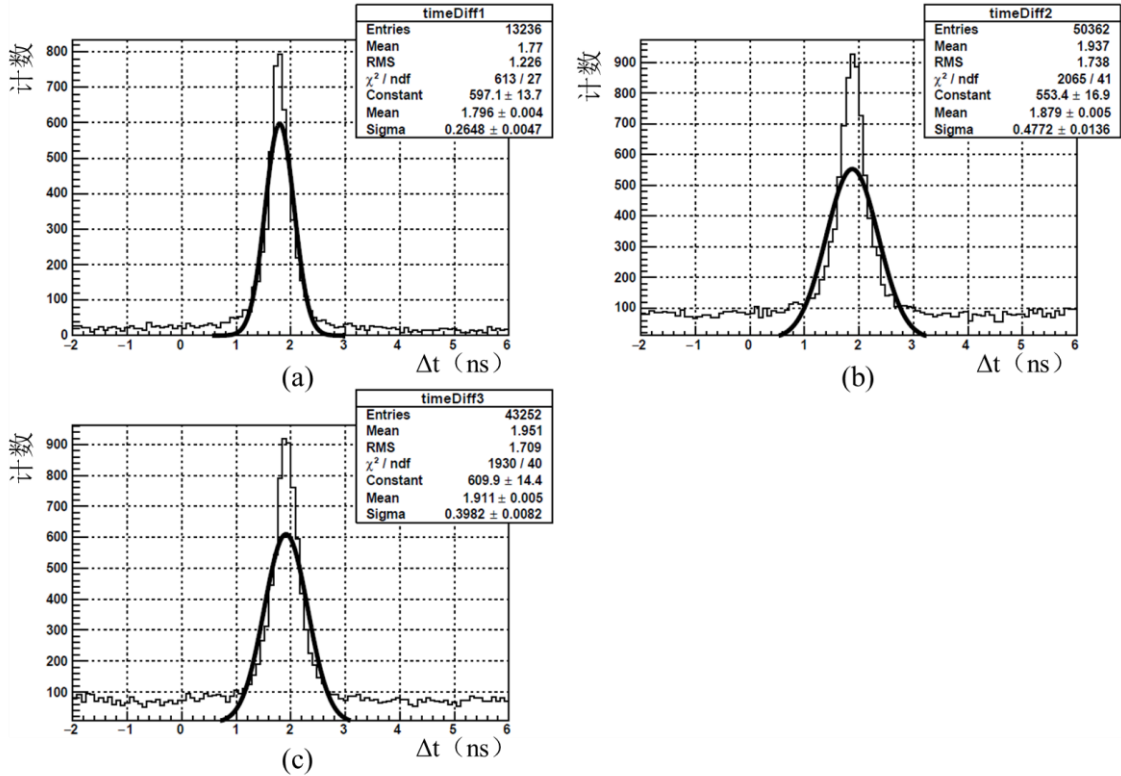


图 4.13 同一模块内两相邻 MRPC 重叠条区域内的击中的时间差分布：(a) 100 号和 101 号 MRPC；(b) 110 号和 111 号 MRPC；(c) 120 号和 121 号 MRPC。

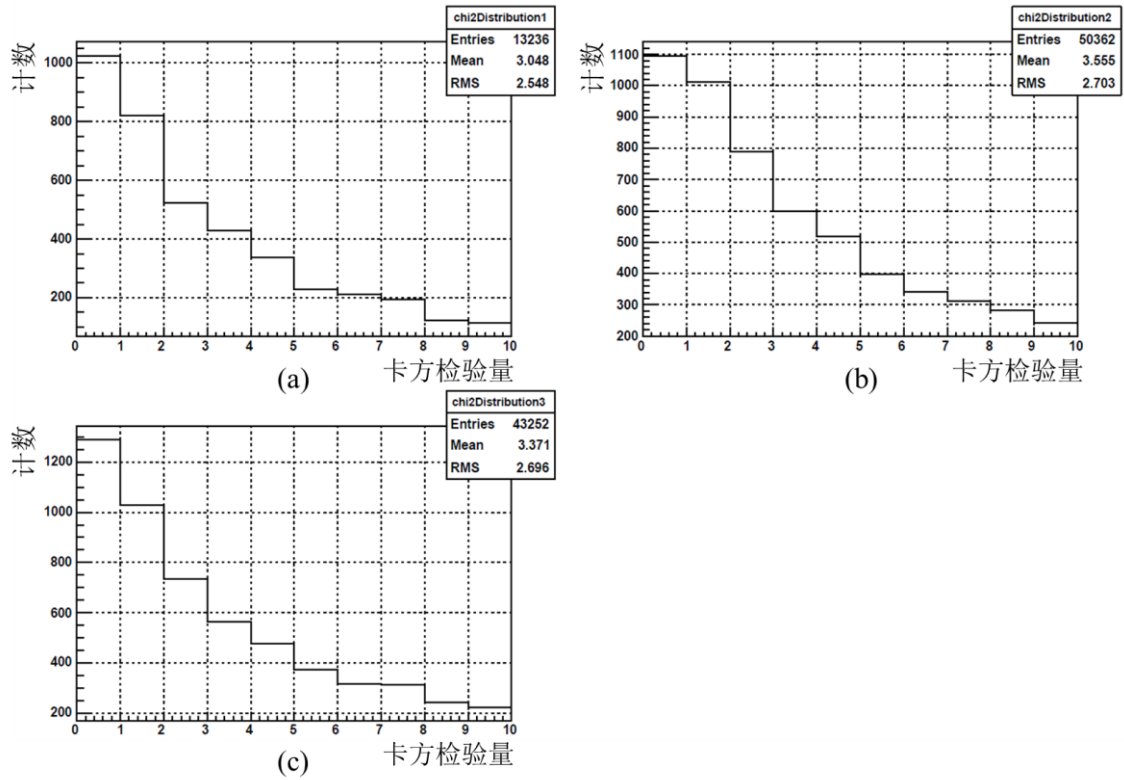


图 4.14 位于相邻 MRPC 重叠条区域两击中的卡方检验量分布。(a) 100 号和 101 号 MRPC; (b) 110 号和 111 号 MRPC; (c) 120 号和 121 号 MRPC。

认为 $\chi^2 < 2$ 的击中配对确定存在空间和时间上的相关性，即为同一带电粒子在穿过相邻 MRPC 重叠区域时产生的信号。在对所有击中配对进行筛选后，可得相邻 MRPC 的粒子飞行时间分布，如图 4.15 所示。经高斯拟合，标准差即为两探测器的系统时间分辨率，除以 $\sqrt{2}$ 后的各 MRPC 本征时间分辨在 100 ps 左右。

利用重叠条方法进行时间分辨分析具有一系列局限性：首先，因边缘读出条接近高压连接点的缘故具有更高的噪声水平，基于有限个数读出条的分析不应代表探测器的整体性能；其次，读出条重叠部分被用作分析的两 MRPC 间距很近，不存在进行速度校正的条件，与 3.3.2 节中介绍过的 SPS 束流实验情形一致，粒子不同速度引入的飞行时间晃动将恶化分析得到的时间分辨结果；重叠条方法的最大问题在于使用高斯分布的卡方检验量对数据进行筛选，在参数设置上具有主观性，影响了分析结果的客观性。

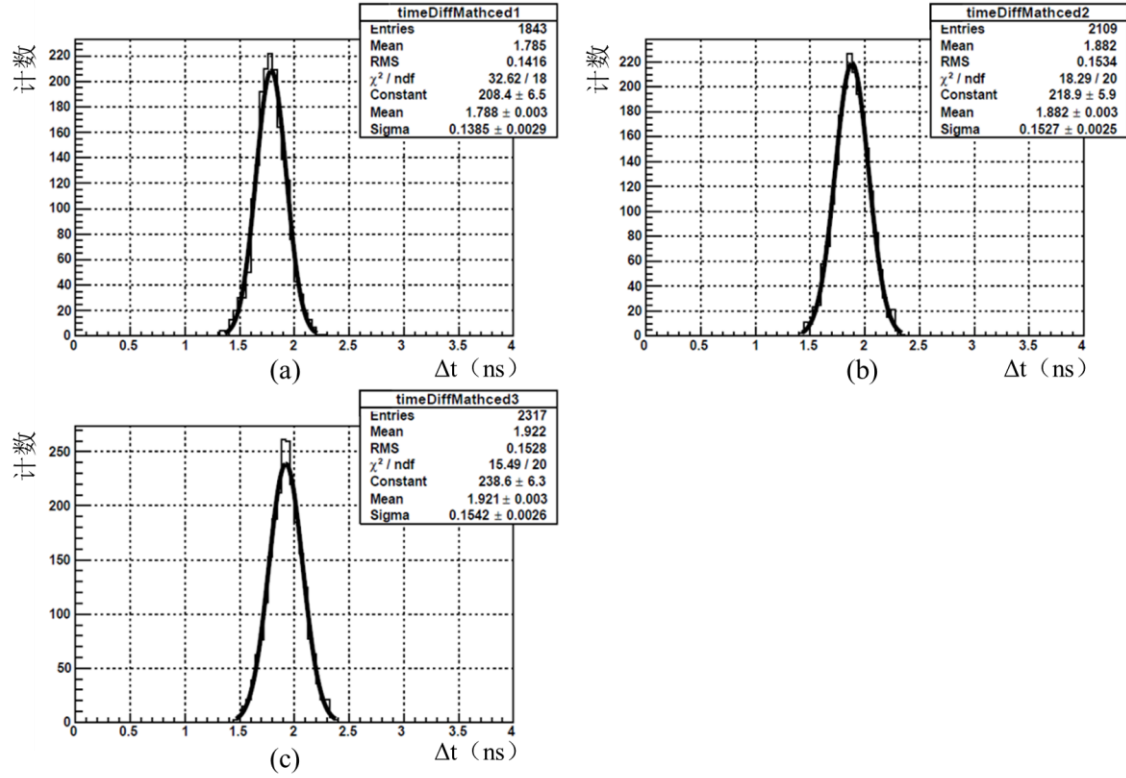


图 4.15 由重叠条方法得到的各个模块中相邻两 MRPC 的系统时间分辨率: (a) 100 号和 101 号 MRPC; (b) 110 号和 111 号 MRPC; (c) 120 号和 121 号 MRPC。

4.3.3 利用 VPD 系统进行时间分辨率研究

为解决重叠条方法的局限性,更为客观准确的验证 eTOF MRPC 探测器的时间分辨能力,提出了结合 VPD 系统的时间分辨率研究方法。

正如 2.2.2 节中所述, STAR 谱仪中的 VPD 系统能够确定对撞顶点在束流线方向上的具体位置,并提供对撞事例的起始时间 T_0 信息。VPD 系统包括位于 STAR 谱仪东西两侧对称安装的两个模块,每个模块由紧紧围绕束流管环形排布的 19 个探测单元组成,每个探测单元均为塑料闪烁体加 PMT 的组合,通过探测对撞产生的次级光子,即可重建对撞顶点的位置和时间。VPD 小组提供了 Run18 运行中 VPD 各探测单元在 27 GeV Au+Au 对撞中经刻度后的时间分辨率,如图 4.16(a)所示,所有 38 个探测单元的时间分辨稳定分布在 180 ps 左右,平均值 $\overline{\sigma_{Det}}$ 约为 183 ps。在每个事例中,均有多个探测单元同时响应,图 4.16(b)展示了东部模块和西部模块的探测单元响应个数分布,平均每个事例的 T_0 信息均由来自两端的各 $\overline{n_{Det}} \approx 4.46$ 个探测单元响应给出,VPD 的 T_0 时间分辨率将会提升为:

$$\sigma_{VPD} = \frac{\sigma_{Det}}{\sqrt{2n_{Det}}} \quad (4-7)$$

将探测单元时间分辨率和响应单元个数的平均值代入上式可得 VPD 系统的时间分辨率约为 61.3 ps。因此，VPD 给出的 T0 时间适合作为进行 eTOF 时间分辨所需的参考对象。

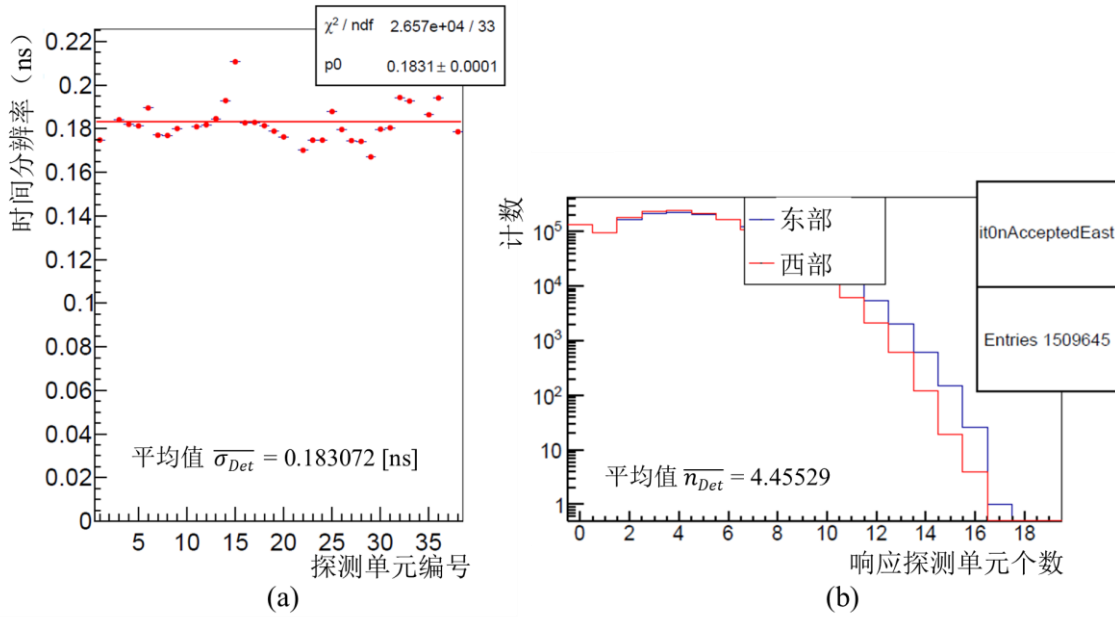


图 4.16 (a) VPD 各探测单元在 Run18 运行 27 GeV Au+Au 对撞中的时间分辨率。(b) 在每个事例中响应的 VPD 探测单元个数分布。

VPD 给出的 T0 时间被记录于 TPC 得到的径迹信息中，在进行 4.3.1 节 eTOF 击中与 TPC 径迹的筛选匹配后，可以得到匹配的 eTOF 探测器击中时间与 VPD T0 的时间差，也即次级粒子从对撞顶点到 eTOF MRPC 的飞行时间。如前所述，因桶部 TPC 的快度范围较低，选取 eTOF 各个模块中匹配最多 TPC 径迹的最底部 102/112/122 号 MRPC 作为分析对象。图 4.17 画出了各 MRPC 的飞行时间分布，均方根 (RMS) 与高斯拟合的标准差均在 ns 量级，远远大于了 MRPC3a 的时间分辨率水平。飞行时间测量值的不确定性除了包含有探测器自身的时间晃动外，还受到粒子飞行距离和速度的影响：从对撞顶点到 eTOF MRPC，各粒子飞行距离不同，显然更长的距离对应着更长的飞行时间；对撞产生了不同种类、不同动量的粒子，使其具有不同的飞行速度，展宽了时间分布。4.2 节中所述的刻度方法均基于 eTOF 系统自身进行，未考虑上述在多个系统之间产生的因素对 eTOF MRPC 所获得飞行

时间分布的作用，需要在分析中进行相应的归一化处理 and 判选。

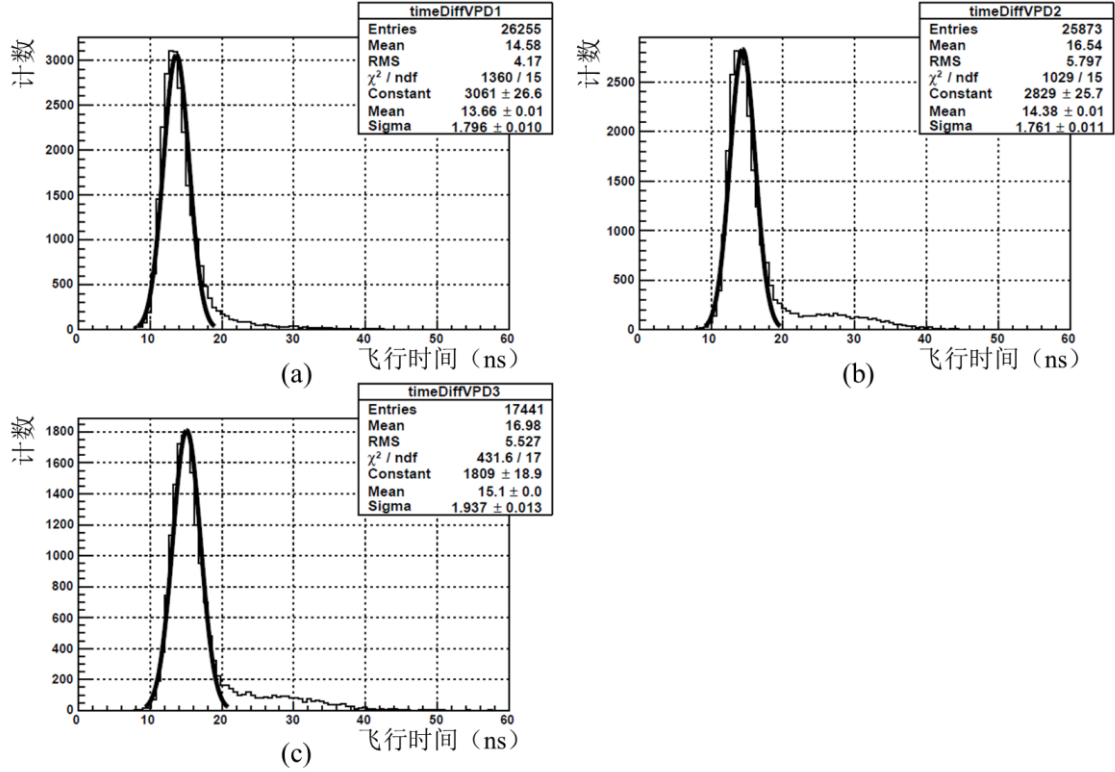


图 4.17 粒子从对撞顶点到 eTOF 指定 MRPC 的飞行时间分布：(a) 102 号 MRPC；(b) 112 号 MRPC；(c) 122 号 MRPC。

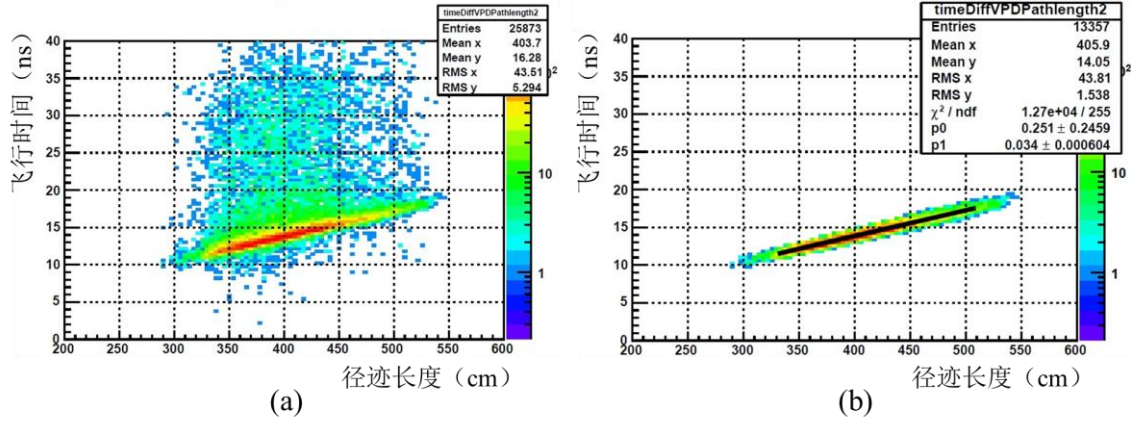


图 4.18 (a) 径迹筛选匹配后的 eTOF 112 号 MRPC 探测到的粒子飞行时间与径迹长度的关系。(b) 使用线性拟合结果对飞行时间进行刻度。

首先，应消除不同飞行距离对飞行时间的影响。图 4.18(a)中作出了 112 号 MRPC 得到的粒子飞行时间与 TPC 给出的飞行径迹长度的关系，可以清晰看到在 10 ns 到 20 ns 的范围内，飞行时间的热点集中于与径迹长度呈正比关系的分布上，表明大

多数粒子具有相近的飞行速度。图 4.18(b)中展示了对此关系所进行线性拟合的结果，拟合值将作为修正量，从每个飞行时间值中减去。图 4.18(a)中正比关系上方仍存在相当数量的事例，它们造成了图 4.17 中分布的长拖尾，该部分的粒子具有和大多数粒子不同的飞行速度，从另一方面展宽了飞行时间分布。

粒子的飞行速度可由径迹长度和飞行时间相比得出。图 4.19 作出了飞行速度与 TPC 给出的粒子动量间的关系，大部分粒子均落在三个条带上。由公式(1-2)可知，不同的条带代表了不同的粒子质量，图中三个条带种的粒子自上至下依次为 π 介子、K 介子和质子。

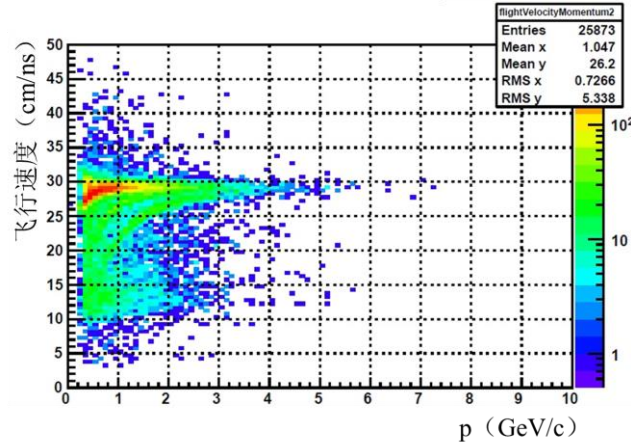


图 4.19 径迹筛选匹配后的 eTOF 112 号 MRPC 探测到的粒子飞行速度与动量的关系。

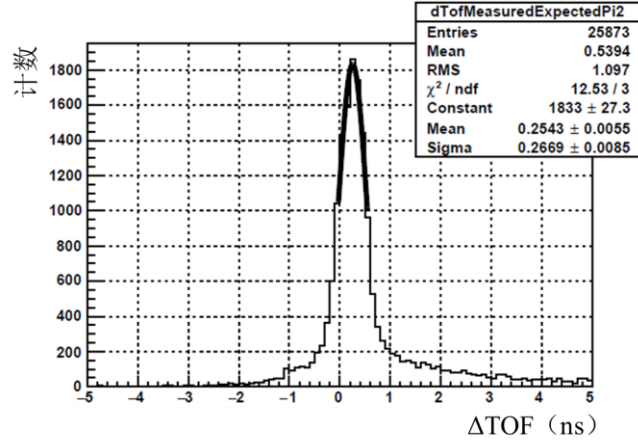


图 4.20 所有粒子飞行时间与 π 介子在相应动量和距离下飞行时间理论值之差的分布。

为了消除不同飞行速度对飞行时间的影响，可以挑选出动量接近的、对撞产额最高的 π 介子作为研究对象。根据其理论质量 139 MeV、TPC 给出的飞行距离和动量大小，由公式(1-3)可计算得到 π 介子的理论飞行时间。图 4.20 展示了 112 号 MRPC 测得的所有粒子的飞行时间与 π 介子在相应动量和距离下的飞行时间理论

值之差的分布，符合高斯分布，分布的中心没有在零点位置，说明 eTOF 给出的飞行时间仍然存在系统偏差，在 4.2.6 节中对 MRPC 时间信息进行零点校正时，所使用的飞行时间理论值简单的考虑为对撞顶点到 eTOF 中心的距离比光速，是导致该分布中心偏移的主要原因。分布的标准差代表该粒子与 π 介子的符合程度，为了尽可能准确选取 π 介子事例，同时保持一定的数据量，这里选取 0.5σ 以内的事例。经过筛选后的飞行速度与动量关系见于图 4.21(a)，与图 4.19 对比，可以验证筛选有效的选取出了 π 介子的条带。

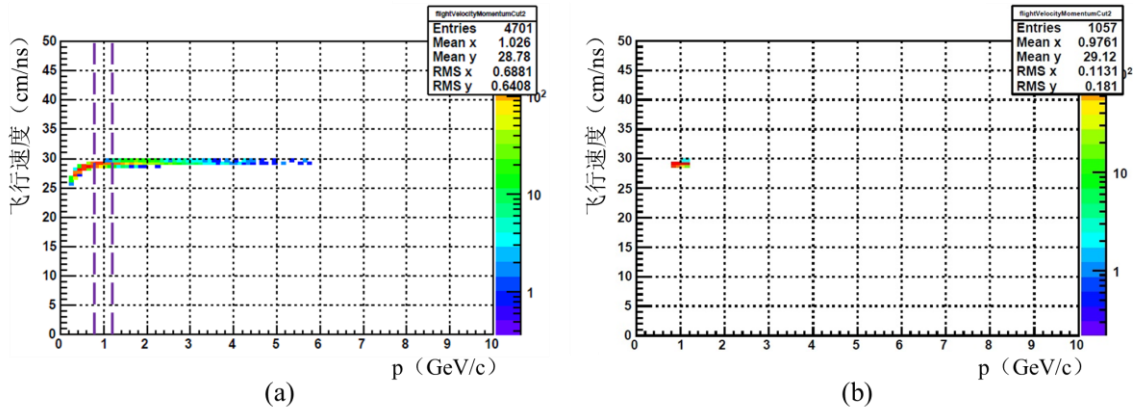


图 4.21 (a) 对飞行时间进行筛选后的粒子飞行速度与动量的关系。(b) 进一步做动量筛选后的粒子飞行速度与动量的关系。

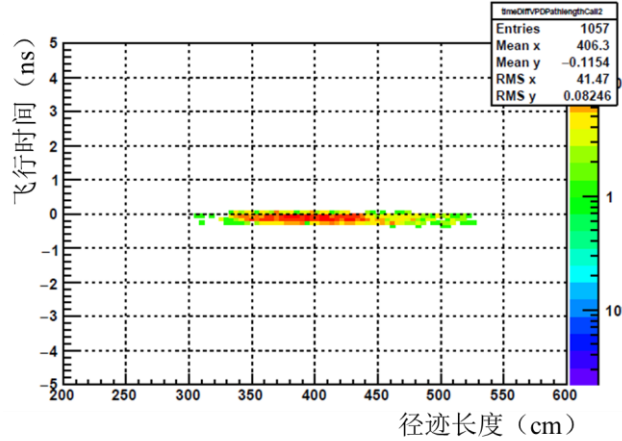


图 4.22 全部刻度和筛选后得到动量 1 GeV/c 的 π 介子飞行时间与径迹长度的关系。

为确保分析中所有 π 介子具有相同的速度，还需限制其动量范围在(0.8, 1.2) GeV/c 的窄区间内(图 4.21(b))。经过径迹长度修正、粒子种类筛选和动量筛选后，最终得到的 1 GeV/c 动量的 π 介子飞行时间与径迹长度的关系如图 4.22 所示，粒子的速度恒定，飞行距离因素也被校正除去，飞行时间分布的展宽仅与 eTOF MRPC

自身的时间不确定性有关，相比于刻度筛选之前大大缩减。此时，得到的各 eTOF 模块中的系统时间分辨率如图 4.23 所示，经高斯拟合后的标准差在 100 ps 以下。需要注意的是，该值为 eTOF 探测器与给出 T0 时间的 VPD 共同的系统时间分辨率，由 VPD 系统的 61.3 ps 时间分辨，可得 eTOF 102/112/122 号 MRPC 的时间分辨率为 63.6/59.5/77.6 ps，这与 MRPC3a 型探测器在历次束流实验及宇宙线测试中的结果一致，再次验证了其稳定的性能表现。

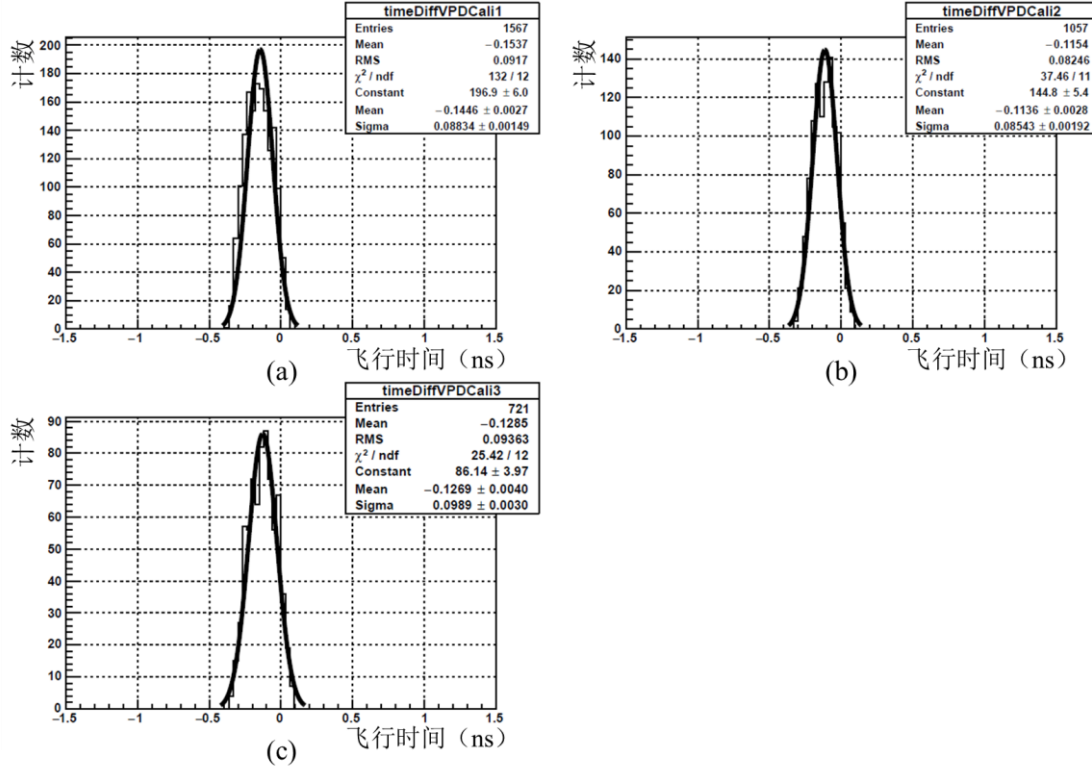


图 4.23 由 VPD 方法最终得到的各个模块中 MRPC 的系统时间分辨率：(a) 102 号 MRPC；(b) 112 号 MRPC；(c) 122 号 MRPC。

4.3.4 实现粒子鉴别

在将 eTOF 击中匹配至 TPC 给出的径迹信息后，可由 eTOF 击中时间和起始时间重建出粒子的飞行时间，结合同一粒子径迹的长度和动量，根据飞行时间方法（公式(1-3)）计算得到粒子的质量，从而实现粒子鉴别的功能。图 4.24 展示了由 eTOF 在 Run18 中的全部 9 个 MRPC 和桶部 TPC 共同实现的粒子鉴别图。在 $1/\beta$ 与动量的关系图中，可以清晰分辨出 π 、K、p 分布的三个条带。对撞模式下，eTOF 模块最外端探测器所在位置的赝快度 $\eta = 1.2$ ，文献^[98]中给出在该赝快度下，具有 100 ps 时间分辨的 eTOF 系统所能达到的粒子鉴别动量极限为：对 π/K 为 1.1 GeV/c，对 $(\pi+K)/p$ 为 1.8 GeV/c。选取图 4.24(a)中动量在 1.1 GeV/c 左右的窄区间，

做出 $1/\beta$ 信息的一维分布如图 4.25 所示，图中前两个峰分别代表了 π 和 K 在当前动量下的速度值，经高斯拟合，两峰间距为 0.079，标准差分别约为 0.020 和 0.030，峰间距分别超过了 3 倍和 2.35 倍的 π/K 标准差，证明了针对 CBM-TOF 80 ps 系统时间分辨要求研制的 MRPC3a 探测器满足 STAR 对 eTOF 的粒子鉴别要求。计算得到的粒子质量与动量关系如图 4.24(b)所示，质量分布的范围符合各个粒子的理论值。这是首次由低电阻玻璃电极高计数率 MRPC 得到的粒子鉴别结果。

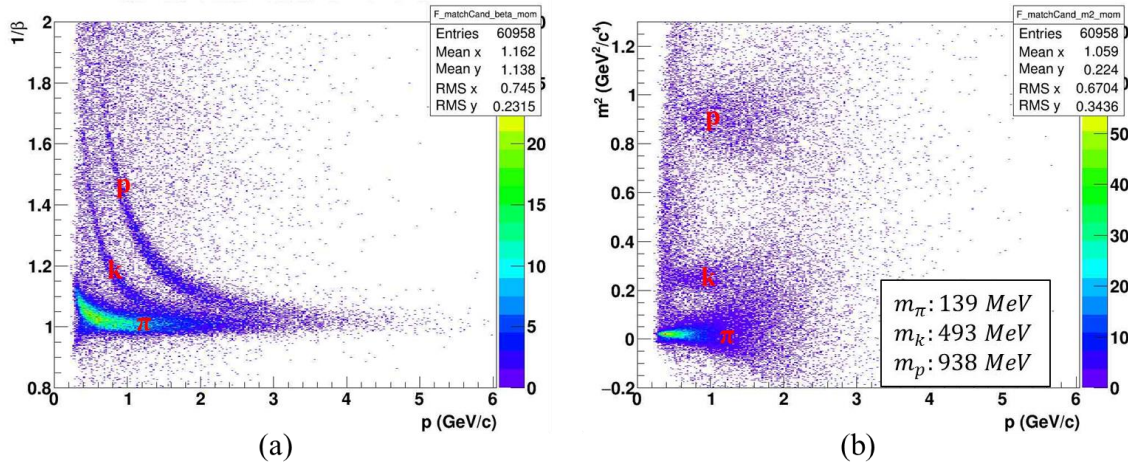


图 4.24 对 eTOF 击中和 TPC 径迹进行筛选匹配后，得到的粒子鉴别图：(a) 粒子速度 $1/\beta$ 与动量的关系。(b) 粒子质量的平方与动量的关系。

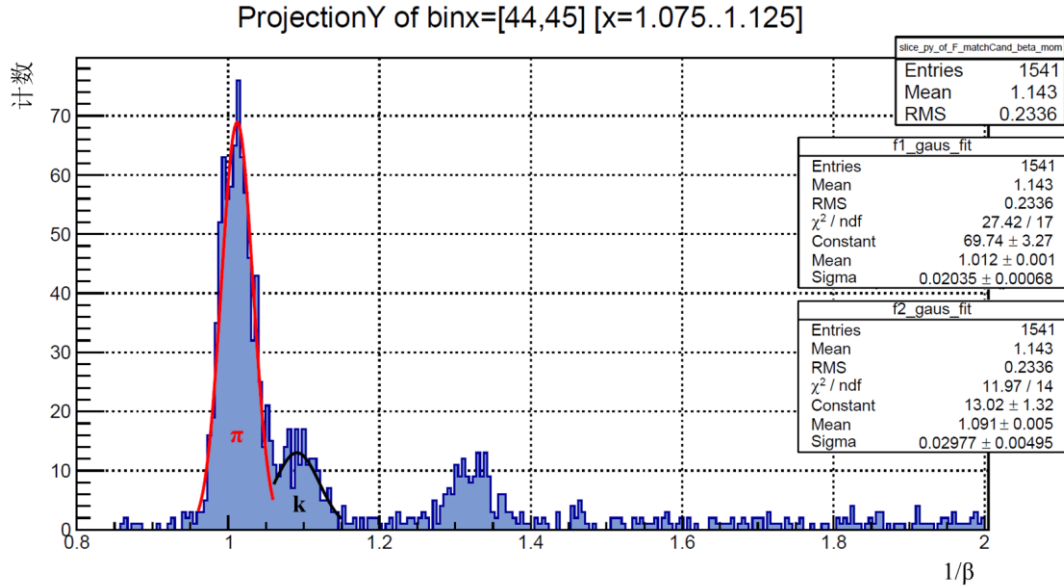


图 4.25 经筛选匹配得到粒子的动量在 $[1.075, 1.125]$ 区间内的 $1/\beta$ 一维分布图。

4.4 小结

本论文研制的 MRPC3a 探测器作为 eTOF 系统参加了 STAR 实验在 2018 年的运行，这是采用低电阻玻璃电极的高计数率 MRPC 首次被实际应用于大型物理实验中。本章针对 eTOF 在 Run18 中获得的对撞数据，编写了离线刻度分析程序，对 eTOF MRPC 的性能进行分析，得到了 60 ps 以下的时间分辨，再次验证了 MRPC3a 探测器的稳定性能。eTOF 实现了 1.1 GeV/c 动量下的 π/K 分辨，对 $(\pi+K)/p$ 分辨可达 3.0 GeV/c，这是采用低电阻玻璃技术的高计数率 MRPC 得到的首个粒子鉴别结果，也首次实现了 STAR 探测谱仪端盖区域的粒子鉴别。目前 STAR-eTOF 的 36 个模块已经全部安装完毕，其中包括 48 块 MRPC3a 探测器，这些 MRPC 将和 Run18 中搭建的刻度分析程序一起为 STAR 在 Run19 开始的 BESII 能量扫描中获取物理成果发挥重要作用。

第5章 高计数率下 MRPC 工作气体污染研究

随着物理实验中加速器亮度的不断提升，由高粒子通量造成的 MRPC 内部工作气体污染将成为限制其计数率能力的重要因素。本论文研制的 MRPC3a 探测器在第 4 章 STAR-eTOF 的运行中承受的计数率不超过 45 Hz/cm^2 ，在第 3 章束流实验中也未被长时间连续暴露在射线照射下，因此气体污染现象不显著。在 CBM 的实际运行中 MRPC 将持续工作在极高计数率的环境下，工作气体污染带来的影响将不可再被忽视。本章中，论文对 MRPC 流气体积进行了 2D 和 3D 的数值计算模拟，分析了影响气体污染物浓度大小与分布的关键因素，并在 X 射线实验中对结论进行了验证。基于模拟和实验结果，论文提出了自流气 MRPC3a 的全新结构设计，在对原型机开展的系列实验中，证实其在具有与传统流气盒 MRPC 相当性能的同时受到气体污染的影响更小。

5.1 气体污染模拟研究方法

5.1.1 描述流动问题的控制方程

在 MRPC 内部发生的工作气体污染的成因与影响已经在 1.5.2 节中进行了详细的阐述，在不改变现有气体组分的前提下，加速污染产物与新鲜工作气体的交换过程是减小气体污染对 MRPC 性能和结构造成损害的唯一有效手段。MRPC 内部的气体交换从本质上来说属于流体的流动过程，在流体力学中，所有流动过程都可由控制方程给出数学上的表达^[119]：

$$\frac{\partial(\rho\Phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\vec{v}\Phi) = \nabla \cdot (\Gamma_{\Phi}\nabla\Phi) + S_{\Phi} \quad (5-1)$$

其中， Φ 被称作通用变量，即为我们所关心的流体参量， ρ 为流体的密度， t 为时间， \vec{v} 为流体的流速，规定其正方向由微元内部指向外部， Γ_{Φ} 为对应于 Φ 的广义扩散系数。该式中等号左边第一项为非稳态项，代表了在单位体积的微元中通用变量 Φ 在单位时间内的增长率；第二项称为对流项，代表由于流动引起的流出该微元的通用变量 Φ 的净通量；等号右边第一项为扩散项，代表由于扩散引起的流入该微元的通用变量 Φ 的净通量；第二项 S_{Φ} 为源项，代表微元自身内部在单位时间内产生的通用变量 Φ 的增长率。

作为待求解量，通用变量 Φ 可以是流体的速度或者温度，因为在气体污染过程

中不涉及热量的传导，仅考虑流体速度在三个坐标方向上的分量 u 、 v 和 w 作为通用变量 Φ ，可得动量方程^[120]：

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (5-2)$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \right) \quad (5-3)$$

$$\rho \frac{\partial w}{\partial t} + \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) \quad (5-4)$$

其中， p 为微元中流体的动量， x 、 y 和 z 分别为三个坐标方向上的长度。根据牛顿第二定律——微元内流体动量的增加率为作用在微元流体上的各力之和，可以推导得出上述动量方程，文献^[120]中给出了具体的推导过程。 μ 为流体的运动粘度，对于始终工作在标准大气压下的 MRPC，我们认为 μ 为常数且气体不可压缩，所以速度分量的广义源项 $S_u = S_v = S_w = 0$ ，没有出现在上述方程中。

气体污染问题中，涉及了污染产物与新鲜工作气体两种气体组分，在流动过程中必定伴随发生不同组分间的交换现象，而且污染产物的浓度是论文重点研究的对象，因此还需添加组分方程：

$$\rho \frac{\partial c}{\partial t} + \rho \left(u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} + w \frac{\partial c}{\partial z} \right) = \Gamma_p \left(\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \right) + R_l \quad (5-5)$$

其中， c 为污染产物的质量浓度， Γ_p 为污染产物和新鲜工作气体间的扩散系数， R_l 为污染产物在单位体积内的生成率。该式即为通用变量 Φ 替换为质量浓度 c 的公式(5-1)，可见污染产物的浓度分布除了受自身产生率的影响外，还与流动和扩散作用息息相关。

最后，根据微元内的质量守恒定律，可以得到连续性方程^[120]：

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (5-6)$$

在 MRPC 气体污染问题中，认为气体的密度始终为常数，因此连续性方程可做进一步简化为：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5-7)$$

通过上述控制方程联立的方程组，可确定 MRPC 流气空间内污染产物与工作气体在达到动态平衡后的分布情况，方程组在给定边界条件下的解即为我们在 MRPC 气体污染问题中所关心的各项气体参量。

5.1.2 数值模拟方法

目前，仅能针对几种比较简单的问题从数学方法入手得到上述连续偏微分控制方程组的解析解，对于大部分较为复杂的实际问题，利用计算机进行数值模拟计算出复杂方程与边界条件的近似解成为了广泛易用的方法。数值模拟方法求解过程的流程图如图 5.1(a)所示，其核心思路在于将所研究的流体区域划分为一系列在空间上离散的节点，将原本控制方程中在空间上连续的物理量，通过一定的转换关系替换为各离散节点的值，同时建立起离散节点上物理量之间关系的离散代数方程组，最后通过计算机算法实现对方程组的近似求解^[120]。

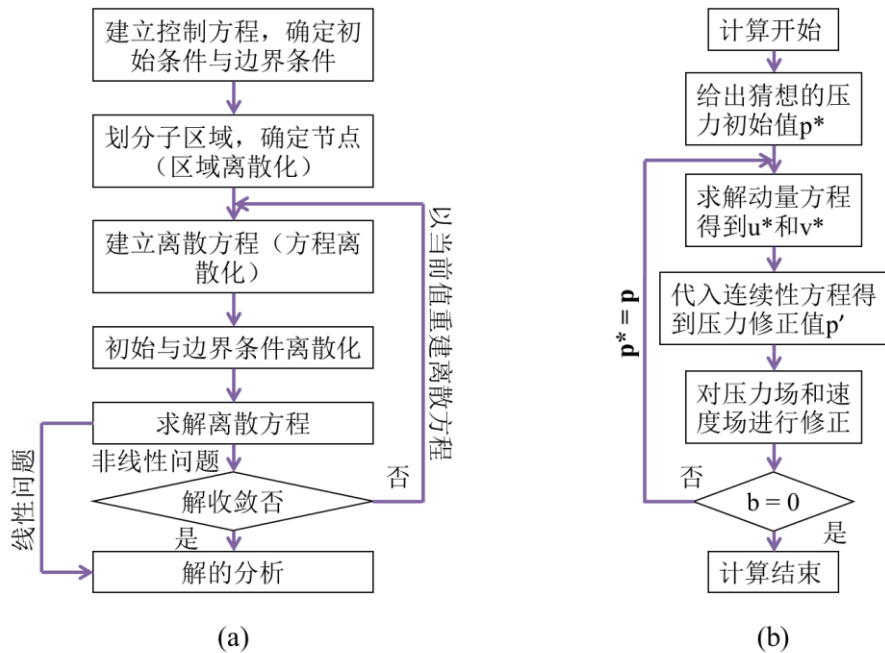


图 5.1 (a) 数值模拟方法求解控制方程的基本过程流程图。(b) SIMPLE 算法求解离散化后的方程组的基本过程流程图。图片来自^[120]。

利用数值模拟方法求解的关键在于方程离散化的方法和计算机求解离散方程的算法，经过几十年的发展，人们已经建立起多套成熟的方法。本论文所进行的模拟研究中选用了有限容积法 (FVM) 对控制方程作离散化：首先将整个待计算的区

域划分为有限个微元控制体，每个微元都选出一个节点用以代表该微元；把控制方程对每个微元控制体容积进行积分，得到所关心的物理量在每个节点上的离散化方程；联立所有节点上的离散化方程组成代数方程组，通过计算机求解得到物理量在整个计算域中的近似解分布。由 FVM 方法离散得到的各节点代数方程维持了原控制方程的连续性，而且其系数也具有实际的物理意义，因此成为了数值模拟计算中应用最广的一种方程离散化方法^[120]。

本论文在模拟研究中所使用的求解离散方程方法为 Patanka 和 Spalding 共同提出的求解压力耦合方程的半隐式方法 (SIMPLE)^[121]。自提出以来的几十年里，该算法经过不断的改进和发展，已经成为气体不可压缩情况下求解离散方程的主要方法。图 5.1(b)展示了该算法的流程示意图：首先给出一个猜想的压力初始值 p^* ，将该猜想值代入动量方程中，即可解出相应的速度分量 u^* 和 v^* ；此时的 u^* 和 v^* 很大几率不能满足连续性方程，除非猜想的 p^* 恰好为正确的 p 值，通过修正 p^* 使得对应的速度分量满足连续性方程，得到压力的修正值 p' ，并得到修正后的压力 p 和速度分量 u 、 v ；根据 u 和 v 即可求解与速度场耦合的其他通用变量 Φ 的方程，比如本论文模拟研究中的质量浓度；同时根据修正后的速度分量重新计算动量方程的系数，并用修正后的压力 p 代替猜想的压力初始值 p^* ，迭代执行上述步骤，直至得到最终收敛的解。SIMPLE 算法名称中的半隐式表示了对速度场进行修正时忽略了修正压力 p 对速度 u 和 v 的间接影响。

5.2 物理数学模型的建立

为了使用数值计算模拟方法对高计数率引起的工作气体污染进行模拟，必须首先根据 MRPC 流气的实际情况建立起数学模型，选取合适的控制方程并代入正确的流体参数，确定计算域以及初始条件和边界条件。待物理数学模型建立完备后，即可使用 FVM 方法离散方程组并通过 SIMPLE 算法求解。

5.2.1 MRPC 气体污染模型的建立

在 MRPC 气体污染模拟中，所研究的对象为整个流气体积中的工作气体，包括 MRPC 内部气隙间的气体 and MRPC 外部流气盒中的气体，因此将流气盒容积作为数值模拟的计算域。MRPC 具有相对复杂的内部构造，包括多层玻璃电极构成的薄气隙结构和每层气隙中阻隔气体流动的鱼线，有必要在保留关键参量的前提下对其进行合理的简化，在 2D 和 3D 模拟中具体的简化方法将在相应的小节中做具体的阐述。

同样，因为气体污染发生机制的复杂性和产物的多样性，也需要在模型建立过

程中对气体组分作合理的简化。MRPC 实际工作中所使用的气体为 $C_2H_2F_4$ 、 $i-C_4H_{10}$ 、 SF_6 组成的混合物，因 $C_2H_2F_4$ 为混合物中的主要气体（90%），而且它也是污染产物主要成分的来源，所以在模拟中认为新鲜工作气体即为 $C_2H_2F_4$ 。在 1.5.2 节中已经做过详细介绍，MRPC 排出的气体污染产物包括碳氢化合物、HF、F $^-$ 、类氟利昂分子和其他化学物质，污染混合物中各组分比例难于精确测定，并且混合物与新鲜工作气体及自身各组分之间的作用机制复杂，很难使用简单的组分控制方程加以描述。为简化气体的污染过程，假定了一种“理想污染气体”，用于代替实际过程中各污染产物的集合：可以认为 $C_2H_2F_4$ 在 MRPC 气隙中被电离或吸附了电子后，其基本性质与参数并未发生变化，与 $C_2H_2F_4$ 的区别仅在于它不再能够支持 MRPC 工作在雪崩模式下。因为假定的理想污染气体具有与 $C_2H_2F_4$ 一致的参数，它仅作用于组分方程，而不需要再引入额外的动量方程和连续性方程，大大简化了模型和计算过程。为了叙述简便的需要，在后文中这种假定的理想污染气体统称为污染气体。模拟中规定在计算域中，污染气体全部产生自 MRPC 的灵敏区域，生成率 R_i 为恒定值。

5.2.2 控制方程的确立

气体污染模拟关心的物理参量包括气体流速和污染气体的质量浓度，所以需要通用变量 Φ 为 u 、 v 和 w 时的动量方程（公式(5-2)、(5-3)和(5-4)），还需要通用变量 Φ 为 c 时的组分方程（公式(5-5)）。用于控制质量守恒的连续性方程（公式(5-7)）也是必不可少的。

5.2.3 关键参数的确定

控制方程中存在一些流体的参数，比如动量方程中的流体密度 ρ 和运动粘度 μ ，组分方程中的扩散系数 Γ_p 和污染气体生成率 R_i ，需要在数值计算开始前根据流体种类进行确定并代入控制方程。

表 5.1 在室温标准大气压下 $C_2H_2F_4$ 的各项物性参数

物性参数	值
密度 (kg/m^3)	4.2285
运动粘度 (m^2/s)	2.81219×10^{-6}
动力粘度 ($kg/m \cdot s$)	1.18913×10^{-5}
摩尔质量 (g/mol)	102.032

前述内容已经提到不论是新鲜工作气体还是污染气体，在模拟中均认为具有和

$C_2H_2F_4$ 相同的性质和参数。MRPC 一般工作在室温 (300 K) 和标准大气压下, $C_2H_2F_4$ 在相应条件下的各项参数可通过物质物性计算查询平台得到, 列于表 5.1 中。

扩散系数 Γ_p 代表了单位浓度梯度下, 在单位时间内通过单位面积的流体通量, 它表征了某种组分在流体中扩散的快慢程度。MRPC 气体污染模拟中仅设置了两种气体, 它们的扩散系数是相等的, 可由 Fuller 公式进行估算^[122]:

$$\Gamma = \frac{0.0101T^{1.75} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}}{P \left((\sum v_A)^{1/3} + (\sum v_B)^{1/3} \right)^2} \quad (5-8)$$

其中, $T = 300$ K 和 $P = 10$ kPa 分别为气体的温度和压强。 M_A 和 M_B 分别为两种气体的摩尔质量, 均为 102 g/mol。 $\sum v_A$ 和 $\sum v_B$ 分别为两种气体分子的扩散体积, 对于一般的有机化合物, 可按照分子式由组成原子的扩散体积加和得到, 对于 $C_2H_2F_4$, 可通过文献^[122]附表中的数据计算得到:

$$\sum v_A = \sum v_B = 2v_C + 2v_H + 4v_F = 95.22 \text{ cm}^3/\text{mol} \quad (5-9)$$

将以上所有参量代入式(5-8)即可得到气体污染模拟计算中组分控制方程的扩散系数 $\Gamma_p \approx 3.667 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ 。

作为组分方程中的源项, MRPC 灵敏区域内的污染气体生成率 R_l 对最终浓度分布的大小有直接影响, 根据带电粒子在探测器灵敏区内的物理过程进行计算:

$$R_l = \frac{R_p}{R_t} \cdot \rho \quad (5-10)$$

其中, R_t 为单个气隙中所有气体分子的个数, 可由气隙的体积导出, 采用实际用于 CBM 实验的 MRPC3a 探测器的玻璃尺寸 $330 \times 276 \text{ mm}^2$, 和气隙宽度 0.25 mm, 计算得到:

$$R_t = \frac{\rho V}{M} \cdot N_A = \frac{\rho S d}{M} \cdot N_A \approx 5.683 \times 10^{20} \quad (5-11)$$

式(5-10)中的分子项 R_p 为单个气隙中污染气体分子的产生率, 可表达为:

$$R_p = R_F \cdot S \cdot n_c \cdot n_e \cdot n_a \quad (5-12)$$

上式中等号右侧的各参量代表了带电粒子入射到 MRPC 的灵敏区中发生物理过程的不同阶段对于污染气体分子产生率的影响。其中 R_f 为粒子通量，代表在实验中单位时间内击中 MRPC 灵敏区域单位面积上的入射粒子个数，对于 CBM 实验，TOF 墙所承受的最高计数率可达 30 kHz/cm^2 ，取定 $R_f = 3 \times 10^8 / \text{m}^2\text{s}$ 。 S 为 MRPC 灵敏区的面积，同样取 MRPC3a 探测器的玻璃尺寸，因在 R_i 和 R_p 中均含有 S ，相比得到的 R_i 实际上与探测器的尺寸无关。 n_c 为带电粒子穿过单气隙时产生的原初电离簇团个数，图 3.4 给出了 HEED 模拟得到的簇团个数与入射粒子速度的关系，当速度趋近于光速时，穿过每毫米厚度的标准工作气体平均产生约 10 个簇团，MRPC3a 气隙宽度为 0.25 mm ，得到 $n_c = 2.5$ 。每个簇团中可能包含多个电子离子对，图 5.2 展示了簇团包含电子数的概率分布^[102]，对于 CBM 所使用的标准工作气体，簇团大小的平均值 $n_e = 2.5$ 个电子。

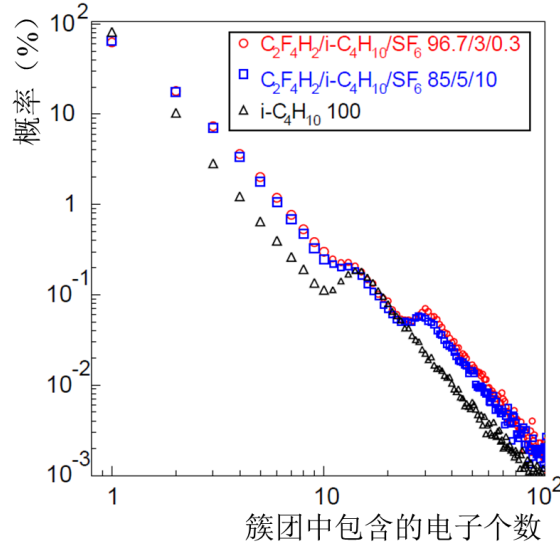


图 5.2 在不同气体组分中，由 HEED^[105]模拟得到的簇团大小分布。模拟中设置气体温度为 296.15 K ，压强为 1013 mbar 。图片来自^[102]。

初级电子在电场的作用下发生雪崩倍增过程，工作气体一方面因雪崩过程中被电子电离而被消耗，另一方面也因吸附雪崩产生的电子而被消耗，因此污染气体分子在雪崩过程中的倍增因子 n_a 等于倍增与吸附的电子数之和。

经过距离 z 后，雪崩倍增的电子数为：

$$\int e^{(\alpha-\eta)z} \alpha dz = \frac{\alpha}{\alpha - \eta} e^{(\alpha-\eta)z} \quad (5-13)$$

与此同时，被吸附的电子数为：

$$\int e^{(\alpha-\eta)z} \eta dz = \frac{\eta}{\alpha - \eta} e^{(\alpha-\eta)z} \quad (5-14)$$

两者之和即为污染气体分子倍增因子 n_a :

$$n_a = \frac{\alpha + \eta}{\alpha - \eta} e^{(\alpha-\eta)z} \quad (5-15)$$

认为原初电离电子在电场作用下可以立即发生雪崩过程, 距离 z 即为原初电离位置与气隙阳极之间的距离。原初电离的位置与入射粒子在工作气体中的平均自由程有关, 图 3.4 给出了模拟得到的 λ 平均值为 0.1 mm , 则雪崩平均距离 $z = d - \lambda$ 为 0.15 mm 。由于空间电荷作用的存在, 雪崩的规模不会无限扩大, 如图 3.2(b)所示, 雪崩的电子/正离子团会在气隙间产生与原电场反向的电场, 导致原电场强度不断降低, 降低到当汤森系数 α 与吸附系数 η 相同时, 雪崩将发生饱和。文献^[10]中给出了雪崩饱和电子倍增数为 1.6×10^7 , 即有:

$$n_{SAT} = e^{(\alpha-\eta)z_{before}} = 1.6 \times 10^7 \quad (5-16)$$

其中 z_{before} 为在达到饱和前, 雪崩发展经过的距离。这里对空间电荷效应应用最简单但也是被最广泛应用的简化模型^[7]: 认为在电子数达到饱和前, 雪崩以恒定的汤森系数指数倍增发展; 当电子数达到饱和值后, 倍增过程会立即停止, 电子数在此后保持不变。对应本模拟中的条件, 即认为 α 和 η 在雪崩饱和前始终保持场强为 110 kV/cm 下的值, 由图 3.2(b)可得 $\alpha = 145 / \text{mm}$, $\eta = 10 / \text{mm}$, 代入式(5-16)可得 $z_{before} \approx 0.1229 \text{ mm}$ 。由此可得在雪崩饱和前的污染气体倍增因子 n_{before} :

$$n_{before} = \frac{\alpha + \eta}{\alpha - \eta} e^{(\alpha-\eta)z_{before}} \approx 1.837 \times 10^7 \quad (5-17)$$

雪崩饱和点与阳极的平均距离 $z_{after} = d - \lambda - z_{before} \approx 0.0271 \text{ mm}$, 此时汤森系数与吸附系数相等 $\alpha = \eta = 32 / \text{mm}$, 饱和后的污染气体倍增因子 n_{after} 为:

$$n_{after} = n_{SAT} \cdot (\alpha + \eta) \cdot z_{after} \approx 2.775 \times 10^7 \quad (5-18)$$

考虑空间电荷效应的污染气体倍增因子 $n_a = n_{before} + n_{after} \approx 4.612 \times 10^7$, 将上述所有参数代入式(5-12)中可得 $R_p \approx 7.876 \times 10^{15} / \text{s}$ 。

将计算得到 R_p 和 R_t ，以及 $C_2H_2F_4$ 的密度代入式(5-10)中，可最终得到污染气体的质量生成率 $R_t \approx 5.86 \times 10^{-5} \text{ kg/m}^3\text{s}$ 。

5.2.4 初始条件与边界条件的确定

在模拟计算开始前，还需给出待求解的物理量——气体流速和污染气体质量浓度的初始条件与边界条件。

初始条件是在气体污染过程开始时刻各个待求解的物理量在计算域中的分布情况。因为该时刻尚未向 MRPC 流气盒供气，计算域内各节点处的流体速度分量初始值均为 0。同样，因该时刻气体污染过程尚未发生，各处的污染气体质量浓度也为 0。

边界条件为计算域边界上各个待求解的物理量随时间和空间的变化关系。在实际情况中，流气盒上会开设一对进气出气孔，维持其中的 MRPC 工作在流气模式下，由此可得速度在流气孔轴线方向上分量的边界条件为：

$$u = \frac{Q}{S} \quad (5-19)$$

其中 Q 为通入流气盒的工作气体流量，在实验中通常设为 60 mL/min ， S 为进气管的截面积，对于内径 4 mm 的管，可计算得到速度在进出气孔位置的边界条件约为 7.96 cm/s 。对于污染物浓度，因为通入 MRPC 流气体积的气体均为新鲜的工作气体，所以在进气口位置的该值为 0。除了进出气口外的边界均属于固体边界，采用无滑移边界条件，因固体表面静止且不含有污染气体，所以在固体边界上的流速分量及污染气体浓度均为 0。

5.3 利用 Fortran 程序进行 2D 模拟

在研究中首先使用清华大学《流动与传热传质过程的数值模拟》课程中提供的实现 SIMPLE 算法的 Fortran 程序算例，对简化的 MRPC 气体污染 2D 模型进行了数值模拟计算^[123]。

5.3.1 2D 模型的建立

MRPC 气体污染的 2D 模型相对简单，忽略了探测器包括玻璃、鱼线在内的三维结构。为保证 2D 模型能够保留关键的物理参量，选取流气盒内，MRPC 内部某一气隙所在的水平面作为计算域，因为忽略了气隙中的鱼线结构，所以该模型内全都是气体不包含任何固体阻碍物。如图 5.3 所示，正中心的虚线方框代表了 MRPC

的灵敏面积,受 STAR 实验中较大面积探测器易受气体污染影响的启发,这里设置该部分面积具有较大的尺寸 $50 \times 50 \text{ cm}^2$,其几何中心与流气盒中心重合。设定束流均匀垂直作用于计算域上,在 MRPC 区域内污染气体始终以生成率 R_l 产生,图中红色的箭头标出了污染气体扩散的方向。外部实线框为流气盒的内壁,2D 模型忽略流气盒的高度,其面积代表流气体积的大小。进气出气孔设在流气盒的对边上,距离一端的距离均为 10 cm 。

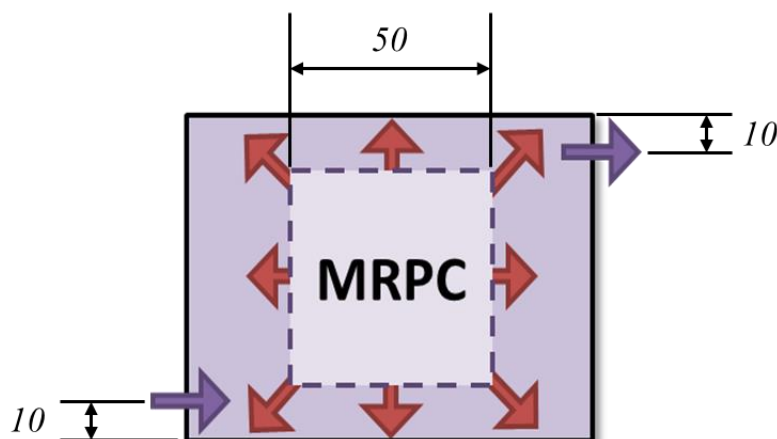


图 5.3 2D 模拟中由 MRPC 内部气隙所在的水平面建立起的计算域示意图。

对上述 2D 模型的计算域设置均匀分布的正方形网格,每个网格大小 1 cm^2 ,模拟中会改变计算域也即流气盒的尺寸,网格数目在 $3600 \sim 14400$ 之间,探测器灵敏面积即污染气体的产生区域始终位于计算域最中心的 50×50 个网格。该模型的初始条件和边界条件已在 5.2.4 节中给出。

5.3.2 标准情况结果

取定流气盒面积 $100 \times 100 \text{ cm}^2$,进气流量 60 mL/min 为标准情况。将上述 2D 模型的几何关系、网格参数,连同已确定参数的控制方程、初始条件和边界条件写入 SIMPLE 算法的 Fortran 程序算例,经编译运行至收敛后,得到各求解变量——气体速度与污染气体质量浓度在计算域内的数值解。图 5.4(a)展示了流函数在计算域内的分布,流函数的等值线即为流线,从图中看到流线起始于 $(0.0, 0.1)$ 的进气孔,终结于 $(1.0, 0.9)$ 的出气孔,由于射流卷吸作用,产生了几乎覆盖整个计算域的旋涡。图 5.4(b)给出了气体速度在 X 方向上的分量 u 的模拟结果,除进气出气孔附近的区域具有相对较高的流速外,在包括白色虚线框标出的 MRPC 灵敏面积在内的大部分区域,流速仅为 10^{-4} m/s 量级。

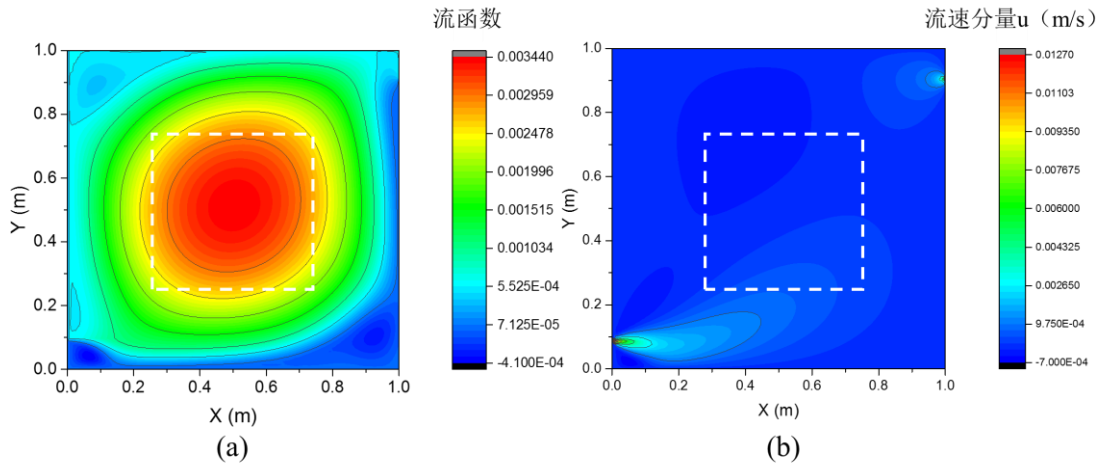


图 5.4 (a) 标准情况下计算域内的流函数分布。(b) 标准情况下计算域内气体速度在 X 方向上的分量 u 的分布。图中白色虚线框标出的是 MRPC 的灵敏面积。

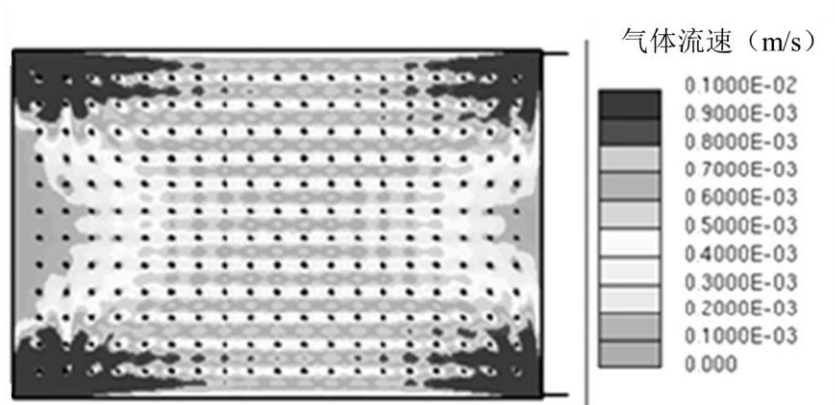


图 5.5 灵敏面积为 $120 \times 205 \text{ cm}^2$ 的 CMS 双气隙 RPC 在 41 mL/min 的进气流量下内部气体速度的分布，图中黑点为支撑气隙结构的纽扣型间隔物。图片来自^[124]。

为了验证 2D 模型的准确性，参考文献^[124]中给出的 CMS 实验双气隙 RPC 的流气模拟结果。该探测器灵敏面积为 $120 \times 205 \text{ cm}^2$ ，因 RPC 通常制作成自身密封的结构，不需要外部的流气盒，其灵敏区域即为流气体积，同时进气流量为 41 mL/min ，与论文设置的标准情况相近。图 5.5 展示了数值模拟的气体流速结果，可以看到除位于四角的进出气孔外，探测器中心区域的气体流速同样在 10^{-4} m/s 量级，这与论文得到的流速结果一致，验证了论文在进行参数设置和模型建立所做简化的合理性。

对于模拟研究中最关心的污染气体质量浓度，通过组分方程解出的分布如图 5.6 所示。污染气体在 MRPC 的正中心浓度最高，达到 22.7% ，随着远离中心而逐渐降低，在流气盒内壁及进出气孔位置浓度降低至 0 。可以看到污染气体质量浓度分布与图 5.4(a)中的流函数具有明显的相似性，为了比对浓度分度与流函数的关系，

分别作出两图的对角线（方向由进气口指向出气口）下的 profile 曲线，如图 5.7 所示，两峰之间波谷为计算域左上角卷吸造成的影响，两曲线具有基本一致的形状，证明了气体污染浓度分布受到了流场的作用。相对于图 5.7(b)，图 5.7(a)中的浓度曲线更加平滑，该不同由扩散作用造成。因为气体流速很低，对流项在气体交换过程中贡献的作用有限，这一点可从图中浓度的对称分布中得到印证：浓度分布的中心并没有受到流动的影响发生明显的偏移。此时，新鲜气体与污染气体之间的交换主要是通过扩散作用完成的。

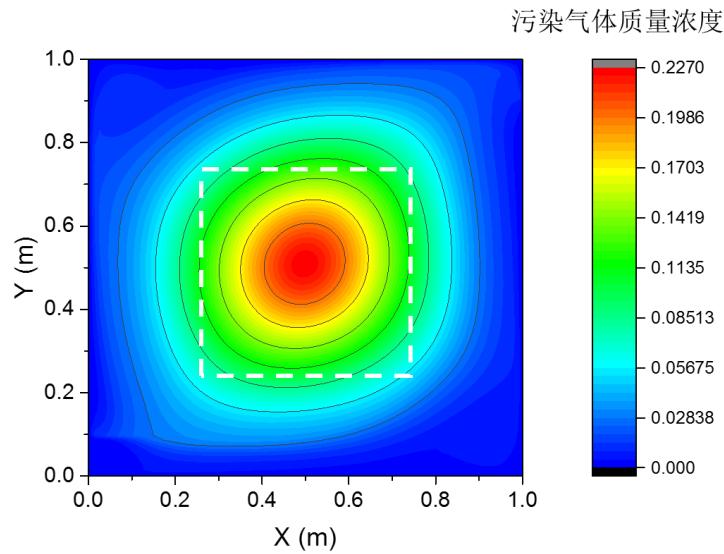


图 5.6 标准情况下计算域内的污染气体质量浓度分布。图中白色虚线框标出的是 MRPC 的灵敏面积。

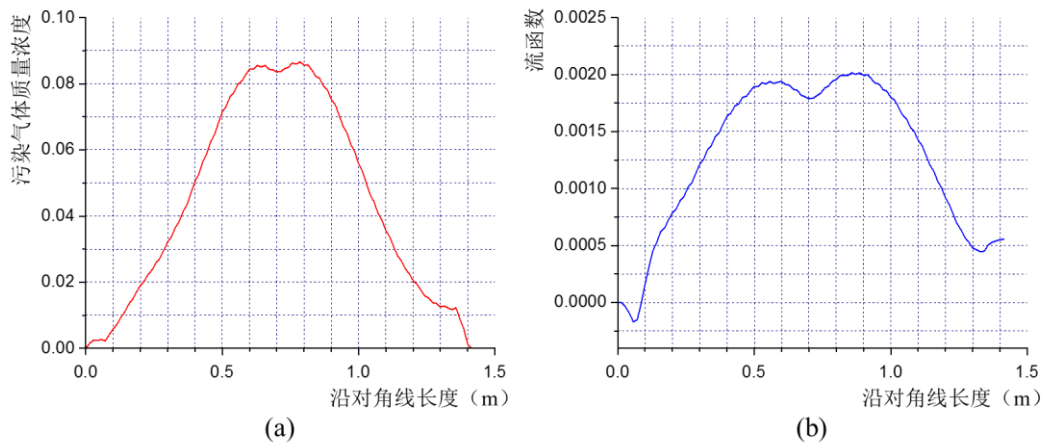


图 5.7 (a) 污染气体质量浓度对角线 profile 曲线。(b) 流函数对角线 profile 曲线。

5.3.3 进气流量扫描结果

实际实验中, 进气流量低于 60 mL/min 会引起探测器暗电流和噪声率的升高, 在 2D 模拟中调整该参数在 10 mL/min 到 120 mL/min 范围内进行扫描。图 5.8 展示了保持正方形流气盒尺寸 $100 \times 100 \text{ cm}^2$ 不变, 不同进气流量下计算域内最大污染气体质量浓度的计算结果。进气流量为 10 mL/min 时, 污染浓度最高达到了 60%, 流气盒内此时因为新鲜气体供给不足, 导致大量污染气体体积聚在探测器的灵敏区内不能得到及时交换。随进气流量的提升气体污染的情况得到不断改善, 更快的进气流速意味着新鲜气体更快的补充到了流气盒中, 加速了两气体间的扩散过程。进气流量的增大只能影响进出气孔附近的气体流速, 计算域大部分区域的气体流速仍然处在 10^{-4} m/s 量级, 置于流气盒内的 MRPC 气体交换过程始终由扩散作用主导, 致使升高进气流量至 120 mL/min, 并不能将污染气体浓度控制在 10% 以内。

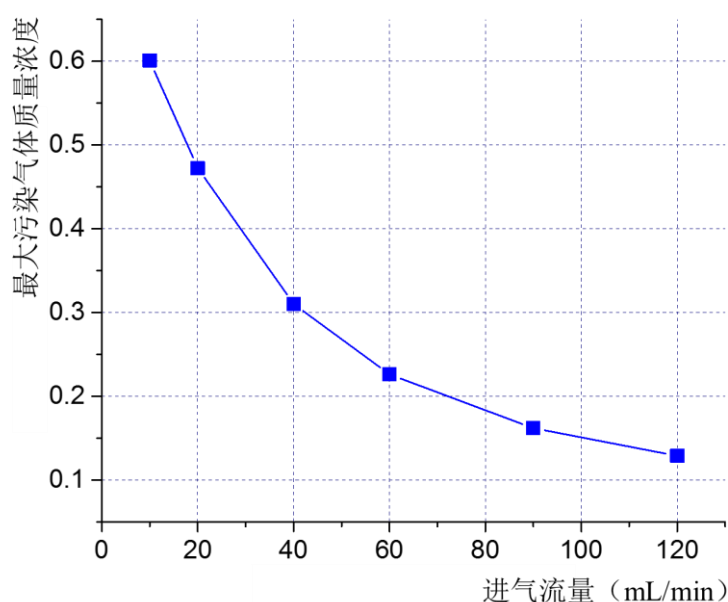


图 5.8 正方形流气盒边长为 100 cm 时, MRPC 灵敏面积内部最大污染气体质量浓度与进气流量的关系。

5.3.4 流气体积扫描结果

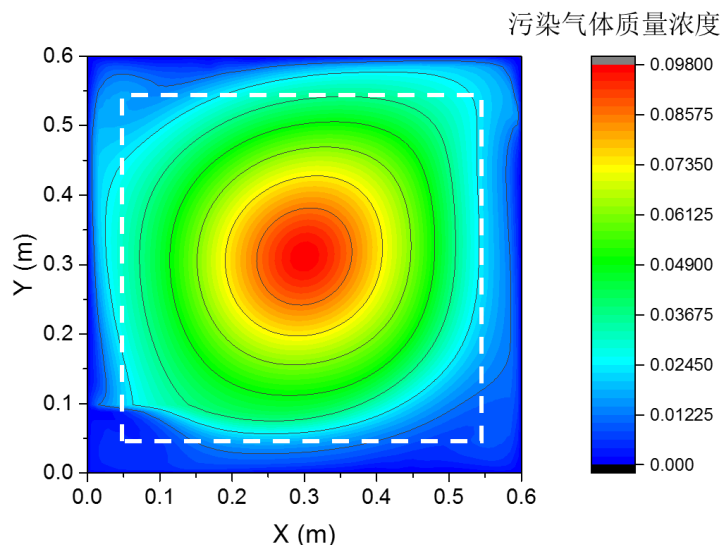


图 5.9 进气流量保持 60 mL/min 不变，正方形流气盒边长减小为 60 cm 时，计算域内的污染气体质量浓度分布。图中白色虚线框标出的是 MRPC 的灵敏面积。

STAR 实验通过减小 MTD MRPC 流气盒的流气体积，成功削弱了气体污染带来的影响，在 2D 模拟中也针对流气体积进行了相应研究。在 2D 模型中流气盒的高度被简略掉了，流气盒的水平截面面积（计算域面积）代表了流气体积。进一步对该面积做简化考虑，规定其始终为正方形，不同的边长可等效为不同的流气体积。模拟中首先计算了小流气盒中的浓度分布，图 5.9 展示了流气盒边长减小到 60 cm 时，具有相同 $50 \times 50 \text{ cm}^2$ 尺寸 MRPC 和 60 mL/min 进气流量下的污染气体质量浓度的计算结果，分布的形状与标准情况下相同，说明即使减小流气盒的体积，气体交换过程仍由扩散作用主导。此时探测器灵敏面积内明显包含了更多干净的工作气体，因为边界距离 MRPC 更近了，导致扩散作用达到动态平衡时的浓度梯度更大，气体间交换更快，探测器中心的最大污染浓度降低至 9.8%，仅为标准情况下的一半。

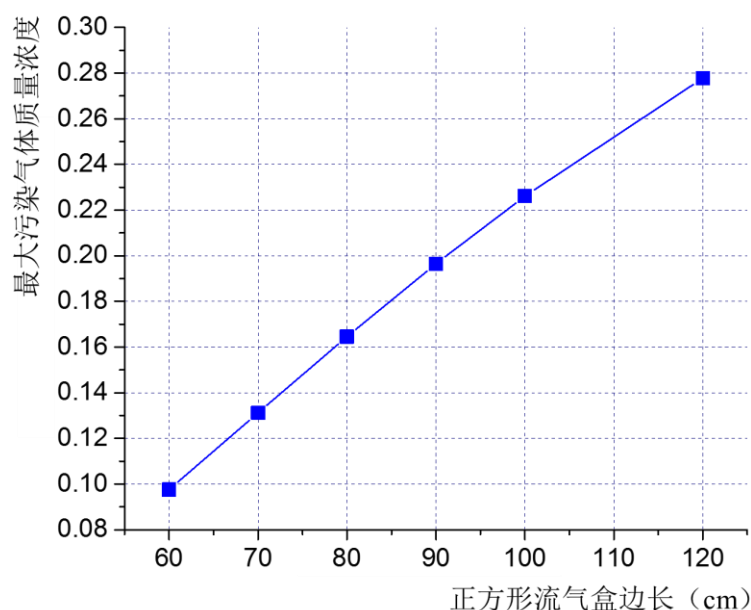


图 5.10 进气流量为 60 mL/min 时，MRPC 灵敏面积内部最大污染气体质量浓度与正方形流气盒边长的关系。

在对流气体积进行的扫描计算中，得到最大污染浓度与流气盒边长的变化关系如图 5.10 所示，可见浓度与边长呈线性增长关系，验证了由 STAR 实验观测现象得到的减小流气体积能够改善气体交换的推论。

5.4 利用 Fluent 软件进行 3D 模拟

在 2D 模拟中忽略了很多 MRPC 的关键参数，如狭窄的气隙结构会阻碍气体从流气盒中流入 MRPC 的灵敏区域，支撑气隙的鱼线也会对流气产生阻隔作用，因此 2D 模拟中得到的结果相对粗糙。为了对 MRPC 气体污染的真实情况做更为深入细致的研究，在 2D 模拟的基础上，利用在流体模拟中常用的 FLUENT 软件，完成了 3D 数值模拟计算。

5.4.1 3D 模型的建立

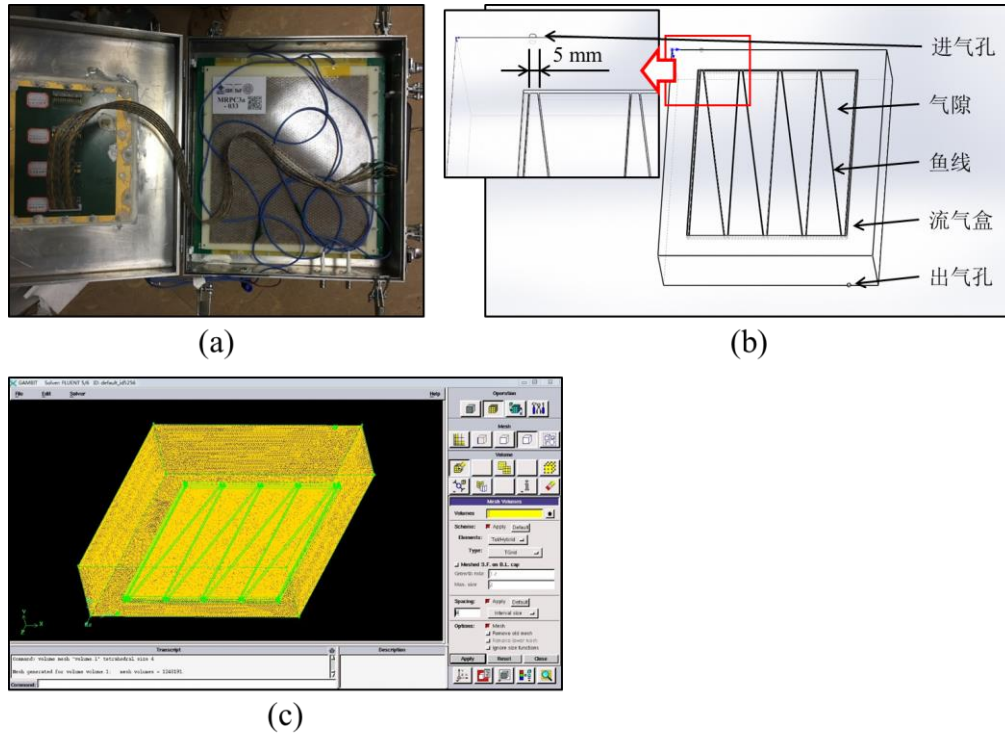


图 5.11 (a) 置于小体积流气盒内的 MRPC3a 的实物照片。(b) 建立的流气盒 3D 模型计算域示意图。(c) 利用 GAMBIT 软件完成网格划分后的流气盒 3D 模型计算域。

在 3D 模拟中建立了两套具有不同流气体积的模型。其一为流气盒模型。图 5.11(a)所示,选取实际应用于 CBM 实验的 MRPC3a 探测器作为研究对象,置于一积极小的流气盒内,该气盒长宽尺寸为 $41 \times 37 \text{ cm}^2$,刚好能容纳下 MRPC 探测器,其 10 cm 的高度则大于探测器的高度 2.7 cm。模型中忽略 MRPC 结构中 with 流气无关的部分,如蜂窝板、PCB 板、螺柱、插针等,将 MRPC 的灵敏探测区域等效为气隙,以及构成气隙的玻璃电极和支撑气隙结构的鱼线所共同组成的结构。图 5.11(b)展示了流气盒 3D 模型的计算域示意图,整个长方体即为流气盒的内部容积,进出气孔按照实际情况沿流气盒的体对角线方向布置,内径为 4 mm。因该图是底部视图,可见置于底部的 MRPC 在模型中的具体结构:MRPC 几何中心与流气盒底面中心重合,相较于流气盒底面,MRPC 位置下沉,所缺失的平板即为玻璃电极板,因为玻璃作为固体阻隔气体的流动,表现在计算域内为被“掏空”的部分。下沉的平面代表了 MRPC 的一个气隙,其中 Z 字形布置的缝隙是气隙中起到支撑作用的鱼线,同为固体的原因鱼线在计算域中表现为空隙。实际情况中,缠绕鱼线的螺柱位于探测器灵敏区之外,Z 字形拐点的两鱼线在气隙内不会相交,而是在其间留有 5 mm 的间距,确保气体可以流入后部有鱼线隔出的三角形区域。

对于建立好的模型，使用 GAMBIT 软件进行了网格划分。因为流气盒模型体积较大，MRPC 具有百微米量级的精细结构，造成巨量的网格数超出了计算机的运算能力。为确保迭代计算过程可以收敛，一般限制网格数在合理的 200 万个以下，需要对 MRPC3a 探测器的 8 气隙结构作进一步简化考虑：8 个气隙对称分布在两个室内，仅需考虑其中一个室 4 气隙的情形；气隙实际厚度 0.25 mm，这里做简化考虑设置为 1 mm；将 4 个 1 mm 的多气隙结构合并为一个 4 mm 的单气隙，同时设置单气隙上下玻璃电极的厚度也为 4 mm。因为气隙宽度增加使得新鲜气体更易于进入气隙内部进行交换，此处所做的简化将得到气体污染浓度的保守结果，实际情况中的污染将更为严重。如图 5.11(c)所示，经 GAMBIT 软件完成网格划分后的总网格数约为 125 万个。

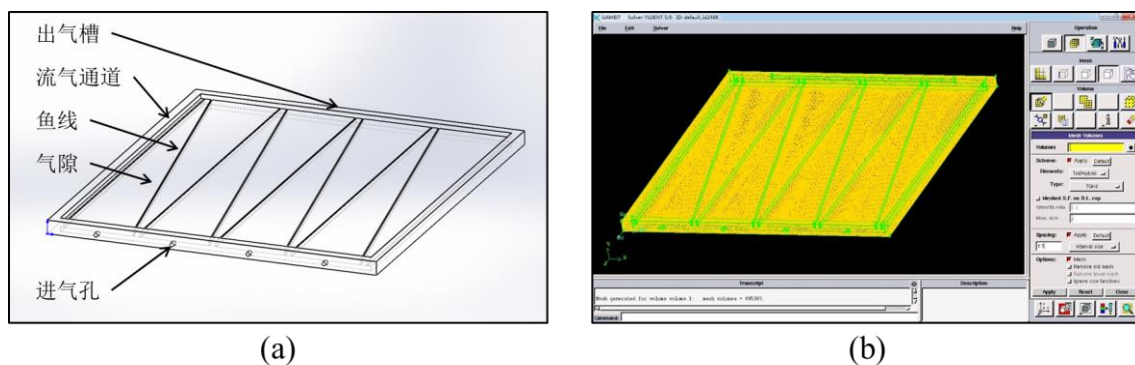


图 5.12 (a) 建立的自流气 3D 模型计算域示意图。(b) 利用 GAMBIT 软件完成网格划分后的自流气 3D 模型计算域。

由 2D 模拟得到的减小流气体积可改善气体交换的初步结论，可以得到一种新的 MRPC 流气方案，即把探测器自身制作成密封的结构，不再需要工作在流气盒提供的流气体积中，极大压缩了流气体积的大小，本论文称这种新结构探测器为自流气 MRPC。由此建立的自流气模型计算域如图 5.12(a)所示，探测器灵敏面积仍设置为 MRPC3a 的值，代表流气盒的长方体已经消失，计算域仅包含中心的气隙平面以及四周宽度为 5 mm 的框。对自流气结构的构想中，在同一个室的两 PCB 板的各边边缘安装密封条，将灵敏区内的玻璃和气隙密封起来，密封条与灵敏区之间留有 5 mm 的距离，图 5.12(a)中的框形结构正是该流气通道。自流气模型中，共设有 4 个内径 4 mm 的进气孔，分别对应了鱼线割出的 4×2 个三角形区域，出气孔设置为尺寸 200×3.3 mm² 的长方形槽。

在两个模型中，均设置污染气体在气隙所处的空间内按 5.2.3 节给出的 R_l 均匀生成，除自流气模型的进气速度为流气盒的 1/4 外，其余初始条件和边界条件与 5.2.4 节中所述一致。

5.4.2 标准情况结果

取定计数率 30 kHz/cm^2 ，进气流量 60 mL/min 为标准情况。将上述 3D 模型的计算域网格分布，连同气体参数、初始条件和边界条件在 FLUENT 中进行设置并迭代运行，当各求解变量满足设定的残差 10^{-6} 时，得到气体速度与污染气体质量浓度在计算域内的数值解。

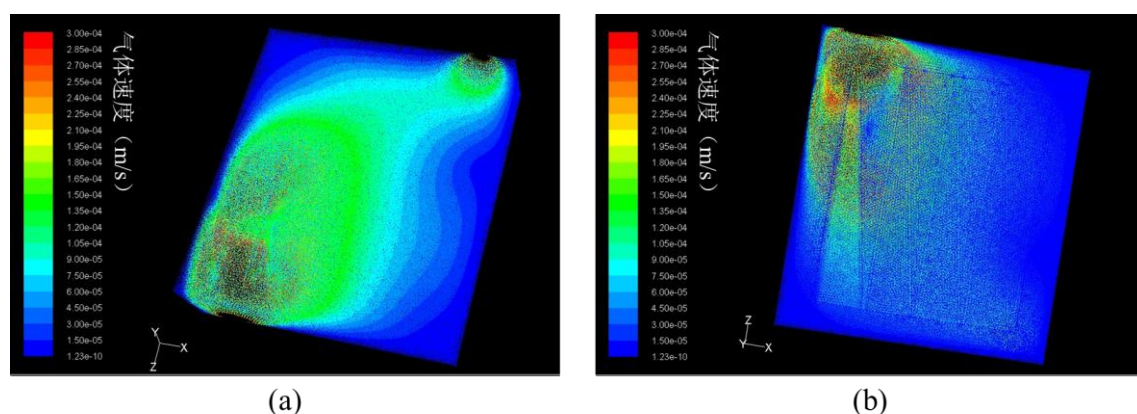


图 5.13 标准情况下流气盒 3D 模型计算域内的气体速度分布。(a) 流气盒上方视角；(b) 流气盒底部视角。

图 5.13 展示了对流气盒模型求解气体速度在计算域中的分布情况，两图视角不同：图 5.13(a)为上方视角，可见气体在流气盒内部由进气孔向出气孔流动的趋势，大小在 10^{-4} m/s 量级；图 5.13(b)为底部视角，展示了 MRPC 气隙中的流速分布，图中探测器灵敏区最左端可见一具有更高气体速度的三角形区域，Z 字形布置的鱼线将气隙隔断成 8 个并排交错的三角形流气区域，图中显示的区域正对着进气口，因而具有更高的气体流速，剩余区域中大部分流速具有相同的 10^{-5} m/s 数量级，低于流气盒中的气体速度。

污染气体质量浓度在计算域中的分布如图 5.14 所示。由于鱼线的隔断作用，各三角形流气区域有独自的污染浓度分布。该图中坐标系发生了旋转，此时进气口位于右下方，与其对应的三角形区域拥有相对最低的污染浓度分布，其他区域具有类似的分布，污染物集中在灵敏区的中心，总体在进出气口的方向上呈对称分布，验证了 2D 模拟中得出的流气盒中气体交换过程主要依赖扩散作用完成这一结论。在灵敏面积的左右两边，可见与流气盒中的污染浓度存在明显的边界，同样是因为受到了气隙最边缘鱼线的阻隔。标准情况下，流气盒模型中的最大污染气体质量浓度为 7.00%。

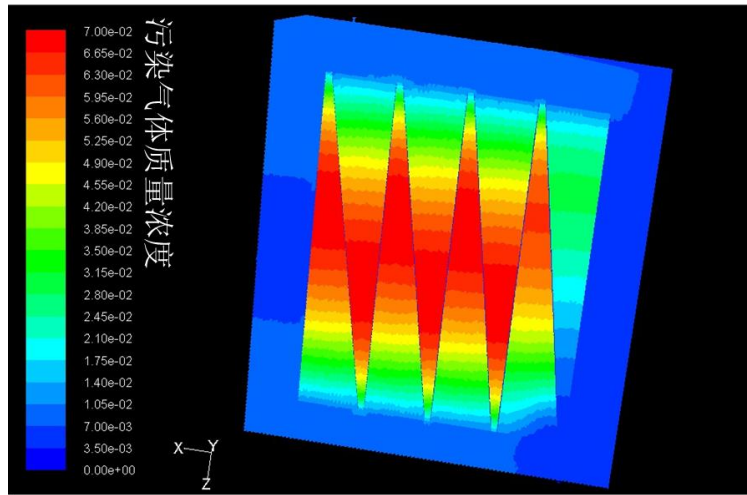


图 5.14 标准情况下流气盒 3D 模型计算域内的污染气体质量浓度分布。

对于自流感模型，为保持标准情况进气流量 60 mL/min 不变，需相应的调整每个进气孔流量为 15 mL/min。

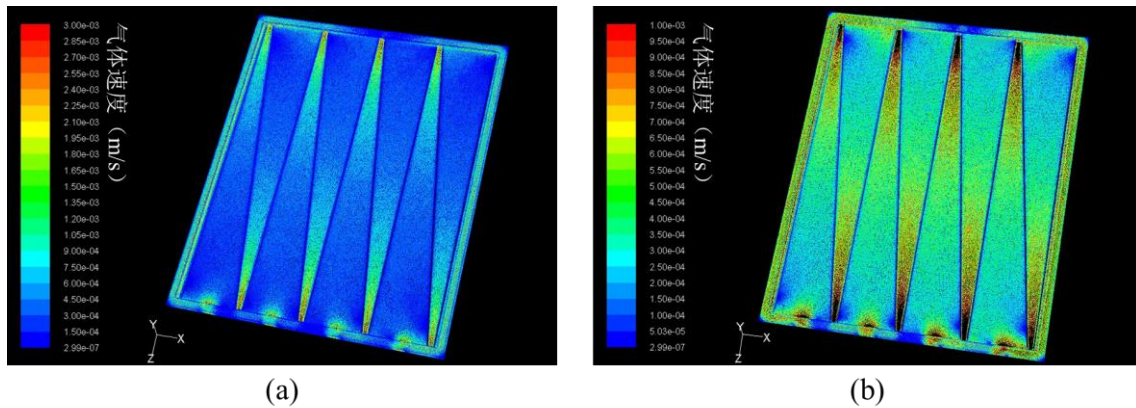


图 5.15 标准情况下自流感 3D 模型计算域内的气体速度分布，两图具有不同的坐标范围。(a) 最大流速 0.003 m/s；(b) 最大流速 0.001 m/s。

图 5.15 显示了自流感模型在标准情况下的气体速度分布，两图采用了不同的坐标系以对不同区域的流速进行研究。气体速度较大的位置包括进气孔、四周的流气通道和三角形流气区域的狭窄部分。此时气隙与流气通道中的流速大小相当，在 5×10^{-4} m/s 左右。自流感模型中气隙内的气体流速要远大于流气盒模型，因为在自流感下，气体直接被吹入 MRPC 自身的小流气体积中。气隙中更大的流速影响了污染浓度的分布，如图 5.16 所示，自流感模型中，各三角形流气区域中的污染浓度不再呈前后对称分布，污染中心明显偏移向了出气方向。经出气槽（图 5.16 顶边中心位置）流出计算域的气体中，包含了相当一部分污染气体，相比之下，流气

盒模型流出的均为新鲜工作气体（图 5.14）。在极小体积内部的气体交换过程中，气体的流动发挥了更积极的作用，将更多的污染气体带离了探测器的灵敏区域。此时污染气体的浓度要比流气盒模式下小得多，最大值仅为 1.04%。

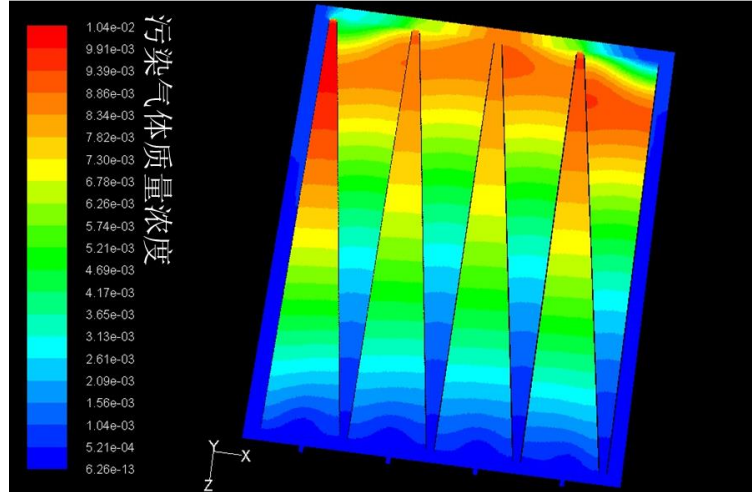


图 5.16 标准情况下自流气 3D 模型计算域内的污染气体质量浓度分布。

5.4.3 进气流量扫描结果

在 3D 模拟中同样对进气流量进行了扫描。图 5.17 展示了计数率为 30 kHz/cm^2 时在两种不同的模型中最大污染气体浓度与进气流量的关系。与 2D 模拟中的结果类似，在进气流量极低时，两模型中的污染都会变得很严重。随着进气流量的增大，自流气模型中的污染浓度更快的下降到了较低的水平，以 200 mL/min 的流量对自流气供给新鲜工作气体时，污染浓度已经趋近于 0。流量增加对于流气盒模型中的气体污染改善存在极限，始终不能下降至 5%，因为在流气盒内的气体交换过程由扩散作用支配，进气流量提升的意义仅在于提供足够多的新鲜气体以供交换，流气盒中的新鲜工作气体饱和后污染的分布与流量不再相关。自流气以极小的空间限制气体直接流经 MRPC 的气隙，升高的进气流量直接增大了流动在气体交换中的影响。进气流量扫描结果验证了在两种结构中不同的气体交换机制，自流气具有在高计数率下完全不受气体污染影响的潜质。

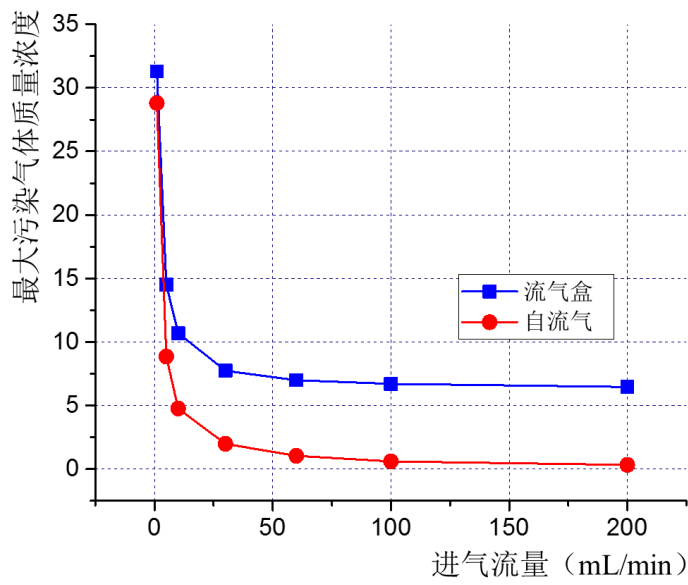


图 5.17 计数率为 30 kHz/cm² 时，计算域内最大污染气体质量浓度分别在流气盒模型和自燃气模型下与进气流量的关系。

5.4.4 计数率扫描结果

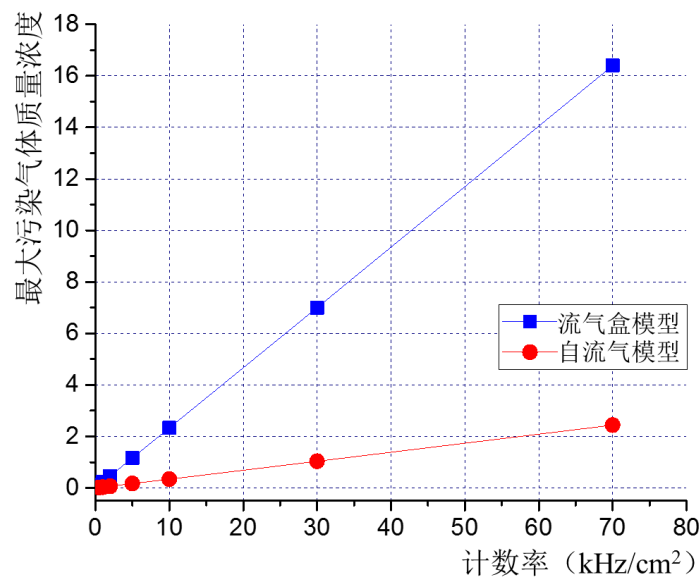


图 5.18 进气流量为 60 mL/min 时，计算域内最大污染气体质量浓度分别在流气盒模型和自燃气模型下与计数率的关系。

模拟完成了在不同的实验计数率下，气体污染在两种模型中的严重程度。计数率直接影响气隙中污染气体的产生率 R_l ，不同计数率下的 R_l 可根据式(5-12)给出的

正比关系计算得出。图 5.18 展示了流气盒和自流光计算域中最大污染气体质量浓度随计数率的变化情况,可见污染严重程度与计数率呈线性关系。当计数率较小时,气体污染对两种模型的影响相差无几,但当计数率增大后,拥有更小斜率的自流光模型的污染浓度就会远远小于流气盒模型。图中可见自流光模型在 70 kHz/cm^2 下的最大污染气体质量浓度相当于流气盒模型在 10 kHz/cm^2 的水平,因此在高计数率物理实验中,自流光 MRPC 可以成为替代传统流气盒的气体污染解决方案。

5.4.5 鱼线布置方式对流气的影响分析

考虑到 3D 模型中采用了 Z 字形的鱼线布置方式,可能对气隙中气体的流动产生阻碍作用,调整布线方式为矩形,保持其他参数不变,重新建立了流气盒和自流光模型。图 5.19 展示了在标准进气流量和计数率下采用矩形布线后的污染浓度分布,因气隙内的流气更加顺畅,最大污染浓度略有下降,分别从 7.00% 下降到 6.29% , 1.04% 下降到 0.87% 。采用矩形布线没有带来气体交换质的提高,但却丧失了 Z 字形布线方式具有的三角形稳定性,使得相邻的电极玻璃更有可能搭接在一起从而导致局部放电。

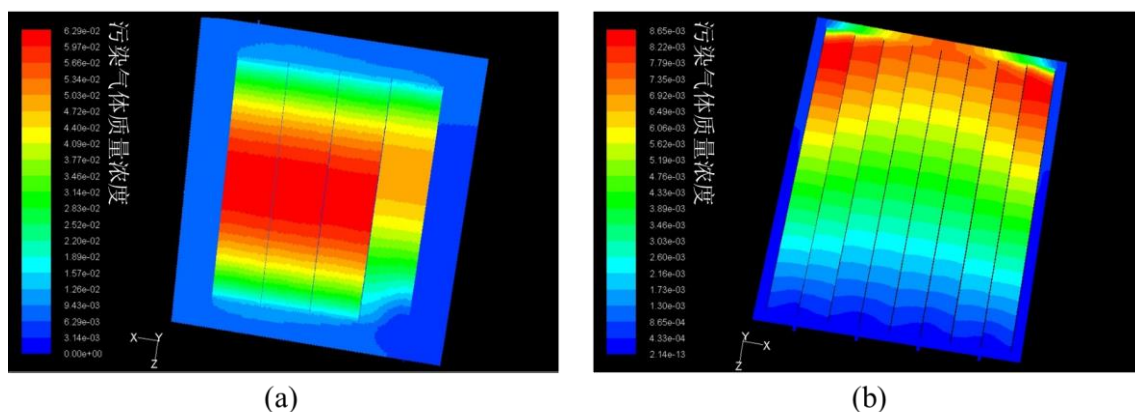


图 5.19 (a) 鱼线布置方式换为矩形时污染气体质量浓度在流气盒模型中的分布。(b) 鱼线布置方式换为矩形时污染气体质量浓度在自流光模型中的分布。

5.4.6 多气隙的模拟结果

3D 模型中因为网格数的限制,对气隙结构做了适当的简化,将 4 个 1 mm 气隙合并为一个 4 mm 的气隙,所得到的气体污染浓度是相对保守的结果。自流光模型本身的体积较小,存在进一步细化的空间。在新建立的多气隙自流光模型中,重新将单气隙分为 4 个 1 mm 的多气隙,利用 GAMBIT 软件生成了合理的 91 万个网格。图 5.20(b)对完成划分的计算域的鱼线部分进行了放大,可以看到 4 个气隙中

均有网格分布，而中间三层无网格的区域是阻断气体的玻璃电极。

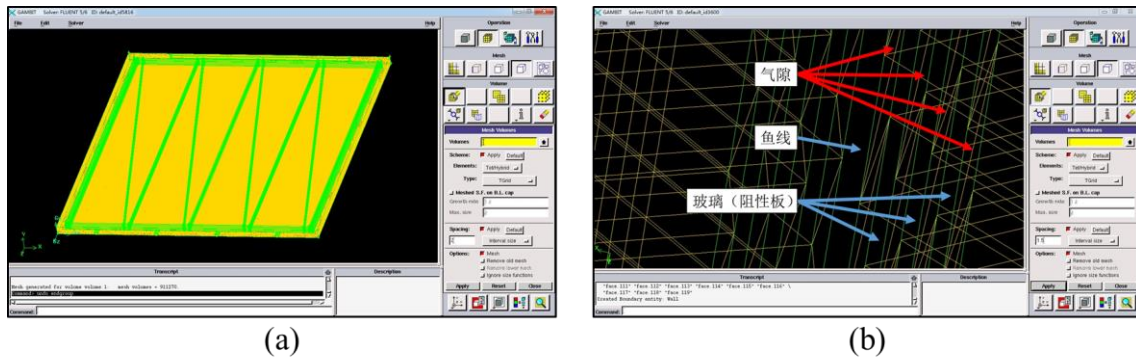


图 5.20 (a) 利用 GAMBIT 软件完成网格划分后的多气隙自流光 3D 模型计算域。(b) 在对鱼线区域放大后可见实现了对多气隙结构的网格划分。

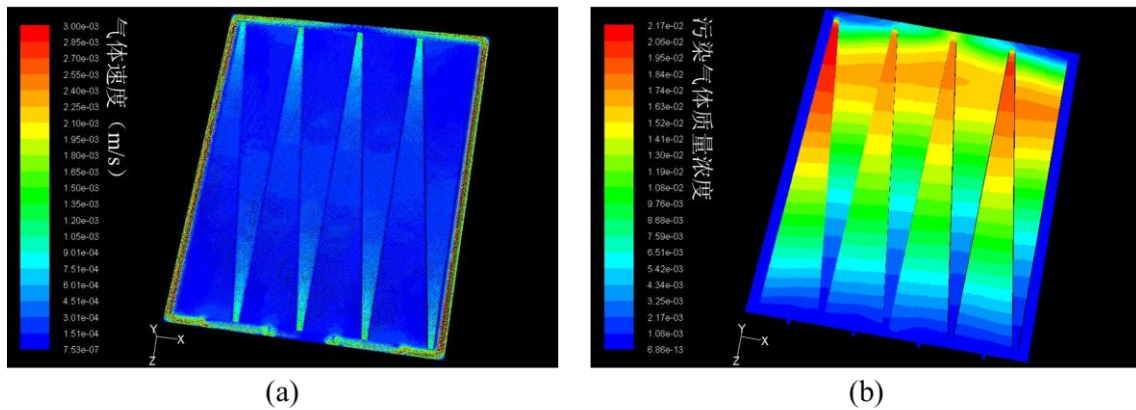


图 5.21 (a) 标准情况下多气隙自流光 3D 模型计算域内的气体速度分布。(b) 标准情况下多气隙自流光 3D 模型计算域内的污染气体质量浓度分布。

保持探测器的几何参数不变，得到了标准进气流量和计数率下的模拟计算结果。图 5.21(a)展示了流速在多气隙自流光模型内的分布情况，与图 5.14 的单气隙自流光模型结果相比，此时探测器灵敏面积四周流气通道内的流速明显大于气隙内流速，因为气隙变得更窄了，气体更倾向于经过流气通道从进气孔流向出气槽，气隙内的流速降低至 $1 \times 10^{-4} \text{ m/s}$ 。多气隙自流光模型的最大污染气体浓度分布形状与单气隙一致，其值受到气隙宽度减小的影响升高到 2.17%。MRPC 的实际气隙宽度仅有 0.25 mm，真实情况中高计数率造成的气体污染严重程度要大于在此 3D 模拟中得到的结果。

5.5 X射线实验

为验证在数值模拟计算中得出的影响 MRPC 内部气体污染的因素，及小流气

体积有助于促进气体交换的结论,利用 X 射线源模拟真实实验中的高计数率环境,对两个具有不同流气体积的 MRPC 开展了系列实验。

5.5.1 X 射线实验装置

研究中为 X 射线实验新设计了两个相同尺寸的双室 2×4 气隙 MRPC 探测器。其中具有传统设计结构的 MRPC 将被用作对照,具体参数如表 5.2 所示,为了凸显气体污染现象,选择了较大的探测器灵敏面积, $495 \times 519 \text{ mm}^2$ 的电极玻璃尺寸与 2D 模拟中的设定相当。除灵敏面积增大导致的读出条长度增加和数目增多,其他参数与整体结构和 MRPC3a 相同。在此传统 MRPC 的基础上,通过分别在两室的 PCB 间安装有机玻璃条,并用硅胶密封,完成了自流光 MRPC 原型机的制作。如图 5.22(a)所示,传统 MRPC 需置于 $100 \times 100 \times 6 \text{ cm}^3$ 铝盒提供的流气体积中,后文中该传统 MRPC 统一称作流气盒 MRPC,相比之下自流光 MRPC 因为气隙被 PCB 板和有机玻璃条密封,可直接将工作气体输入其自身形成的流气空间,不再需要流气盒的辅助即可工作,见图 5.22(b),兼具使用方便的优点。X 射线源所能实现的计数率不能达到大型实验加速器的水平,为了使气体污染现象更加显著,两 MRPC 探测器均采用计数率能力更低的浮法窗玻璃作为电极材料,而不是 MRPC3a 采用的具有极高计数率能力的低电阻玻璃。

表 5.2 用于 X 射线实验的 MRPC 探测器各项参数

设计参数	值
长宽尺寸 (mm^2)	580×610
高度 (mm)	26
电极玻璃尺寸 (mm^2)	495×519
气隙数目	2×4
气隙宽度 (mm)	0.25
读出条宽度 (mm)	$7 + 3$
读出条长度 (mm)	500
读出条数目	48

实验中使用 XXQ1605 型定向工业 X 射线探伤机作为 X 射线源,能量可根据其工作高压在 $60 \text{ kV} \sim 160 \text{ kV}$ 范围内可调,不能长时间连续出束,最长工作时段为 5 min 。如图 5.23 所示,为了保持 MRPC 的工作电流在 X 光机最高能量下仍在高压源允许的范围内,在出束口放置 1 mm 厚的铅片对 X 射线做适当的衰减。被测 MRPC 置于 X 光机后 2 m 处,为保证相同实验条件下作用在两 MRPC 上的 X

射线能量和计数率相同，实验中自流光 MRPC 也置于同一铝盒中进行测量，通气方式仍为直接接入自流光 MRPC 内部。实验所使用工作气体为 90% $C_2H_2F_4$ ，5% $i-C_4H_{10}$ 和 5% SF_6 组成的气体混合物，进气流量为 60 mL/min，探测器高压固定在 5500 V 以确保气隙间的电场强度为 110 kV/cm。

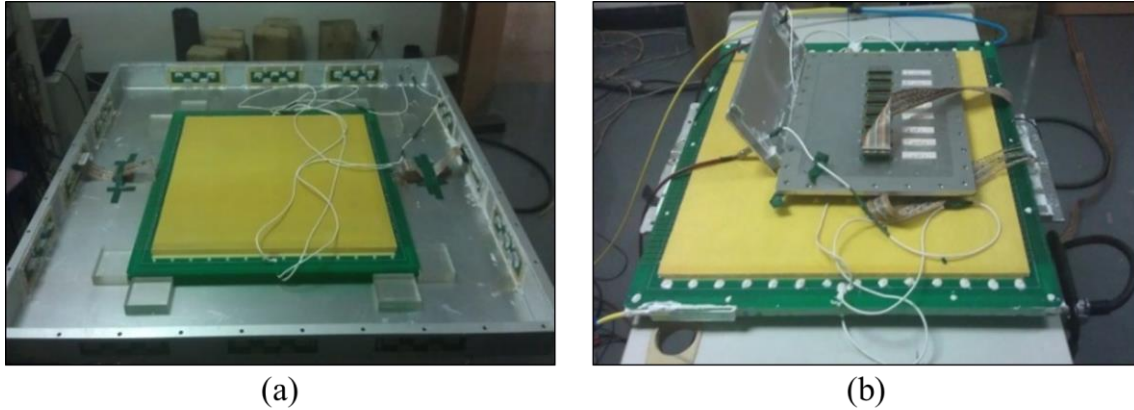


图 5.22 为 X 射线实验制作了尺寸相同的两 MRPC：(a) 用于对照的传统 MRPC 需置于流气盒内工作。(b) 自流光 MRPC 不需要外部流气盒的支持可独立工作。

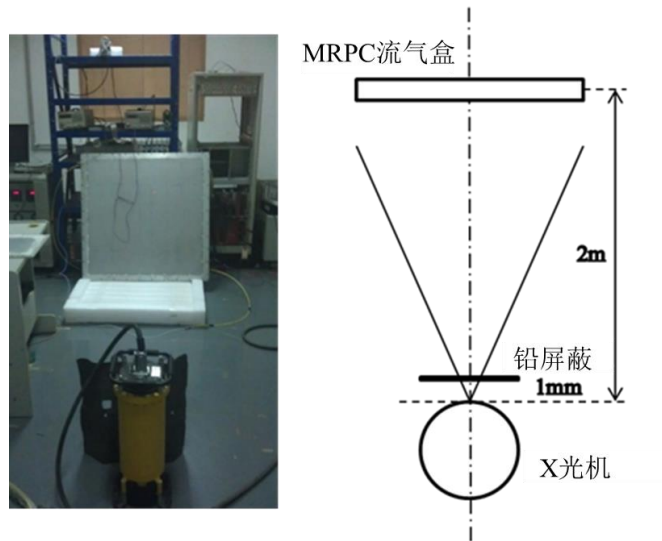


图 5.23 X 射线实验系统的现场照片与示意图。

5.5.2 暗电流恢复时间测试

实验中通过 Agilent 43311A 型多用率表实现对 MRPC 高压端暗电流的实时记录，类似 STAR 实验，观测暗电流在 X 射线关闭后恢复至基线的时间 t_r 。因为气体被污染后失去了吸附电子和吸收光子的能力，雪崩规模扩大，增大了暗电流，其恢复时间表征了污染气体与新鲜工作气体间交换的快慢与探测器所受气体污染的严

重程度。图 5.24(a)展示了 60 kV X 射线照射流气盒和自流气 MRPC 探测器 2 min 后的暗电流恢复曲线，时间零点为 X 射线关闭的时刻，可见自流气 MRPC 具有相对更快的暗电流恢复时间 t_r 。使用幂函数对电流恢复曲线进行拟合：

$$I = I_0 \cdot t^{-r} \quad (5-20)$$

其中指数项 r 代表了曲线下降的快慢程度。图 5.24(b)作出了该实验条件下两恢复曲线的拟合结果，自流气相对流气盒 MRPC 具有更快的恢复速度，其指数项 $r \approx 1.0$ 大于流气盒的值 0.74。

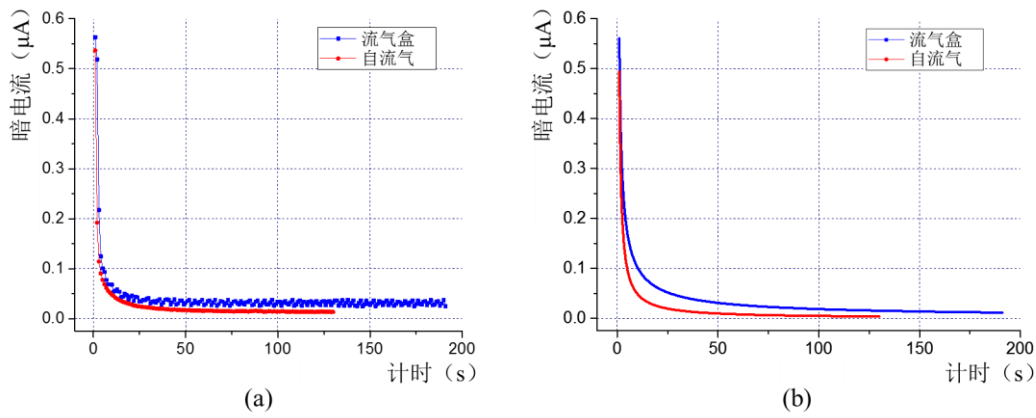


图 5.24 (a) 60 kV X 射线照射两种 MRPC 探测器 2 min 后的暗电流恢复曲线。(b) 使用幂函数对恢复曲线进行拟合的结果。

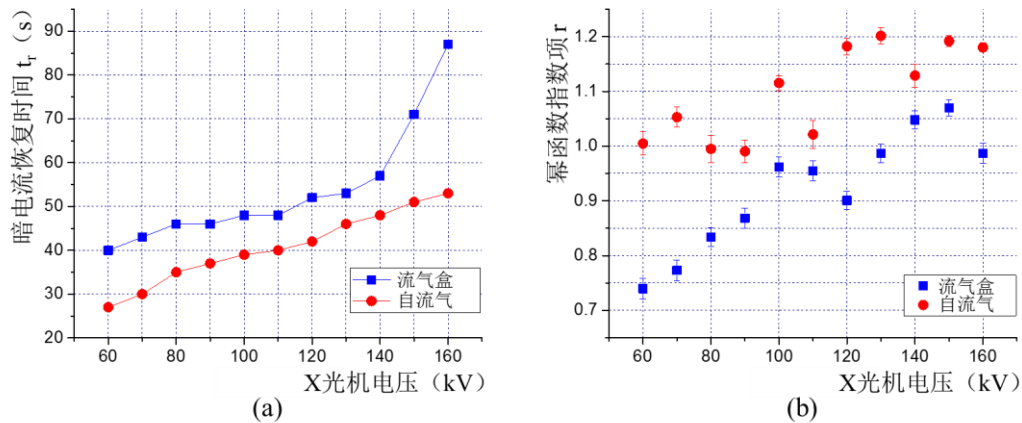


图 5.25 X 射线照射 2 min 后：(a) 两种 MRPC 电流恢复时间在 X 光机电压扫描下的结果。(b) 两种 MRPC 电流恢复曲线幂函数拟合指数项在 X 光机电压扫描下的结果。

增大 X 光机的电压，会相应提高 X 射线的能量和强度，实验中对 X 光机电压

进行了 60 kV ~ 160 kV 间的扫描。图 5.25 给出了在不同 X 光机电压下，两 MRPC 在被照射 2 min 后的暗电流恢复时间 t_r 和幂函数衰减系数 r 。随着 X 光机电压的增大，MRPC 气隙中由 X 射线引起的气体污染物生成率增加，气体污染对探测器的影响加重，体现在两 MRPC 暗电流恢复至基线需要更长的时间。和 60 kV 下的结果一致，自流光相较于流气盒 MRPC 始终具有更快的电流恢复时间和更大的幂函数衰减系数，验证了在数值模拟中得到的结论：更大流气体积所受到的气体污染将更加严重。

自流光 MRPC 更快的暗电流恢复速度意味着更低的噪声水平，CBM 实验将处在无触发的运行模式下，即来自探测器的所有信号（包括真实信号和噪声）都将记入 DAQ 系统中。更低的暗电流和噪声有利于减少 CBM 获取的冗余事例数。

5.5.3 计数率能力测试

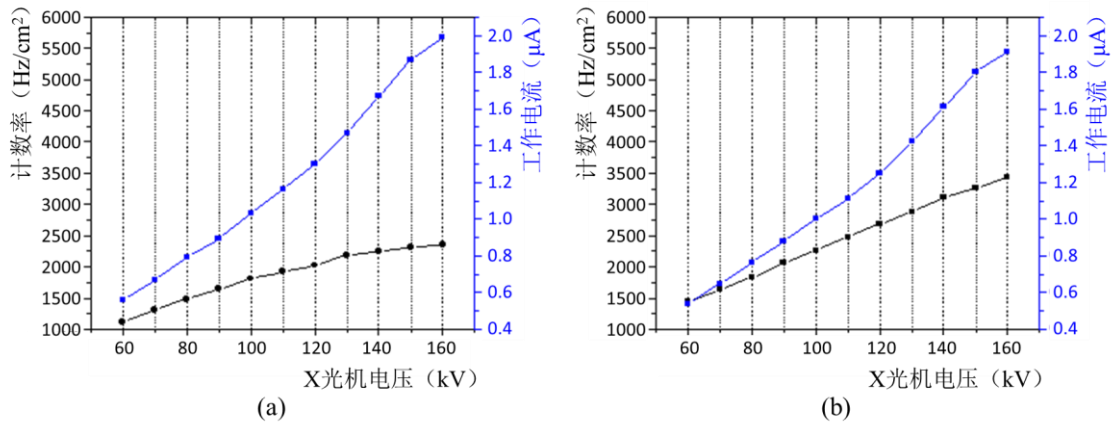


图 5.26 不同能量 X 射线照射下探测器的计数率和工作电流变化情况：(a) 用于对照的流气盒 MRPC；(b) 自流光 MRPC。

实验中对两 MRPC 的计数率能力进行了研究。X 光机开启时，MRPC 的输出信号经 PADI 前放放大甄别后输入定标器计数，得到的计数率随 X 光机电压的变化情况如图 5.26 所示。两 MRPC 的工作电流（X 光机开启时的探测器电流）均与电压呈线性增长关系。流气盒 MRPC 的计数率随 X 光机电压升高有进入坪区的趋势，因为探测器受 1.5.1 节中描述的雪崩电子离子漂移至阻性电极后中和了部分极化电荷的影响，气隙中电场强度降低，计数率能力出现了饱和，其最高值 2.5 kHz/cm² 与典型的浮法玻璃 MRPC 计数率一致。自流光 MRPC 的计数率始终与 X 光机电压保持了良好的线性增长关系，并未有进入坪区的趋势，在 160 kV 下，计数率已经接近了 3.5 kHz/cm²。该结果已经超出了对浮法玻璃 MRPC 计数率极限的

传统预期,即使是浮法玻璃 MRPC,在采用有利于气体交换的极小体积自流气结构后,计数率能力得到了显著增长,证明了气体污染会限制 MRPC 的计数率能力。

5.6 自流气结构MRPC3a

5.6.1 结构设计

课题研究中通过模拟和实验,证实在 CBM 极高的粒子通量环境下,气体污染将对 MRPC 的正常工作产生不可忽视的影响。目前 CBM-TOF 的探测超级模块仍然基于 MRPC 工作在铝制流气盒的方案,为改善气体交换,针对 MRPC3a 探测器提出了自流气结构的改进方案^[125]。

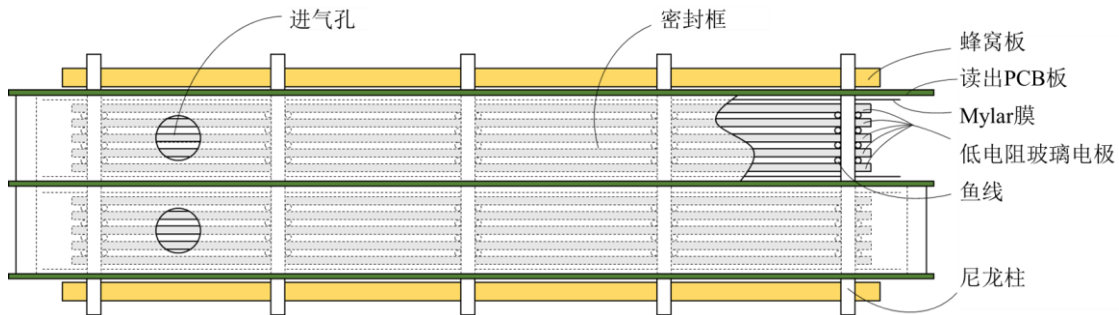


图 5.27 以 MRPC3a 探测器为基础设计的自流气 MRPC 侧视示意图。

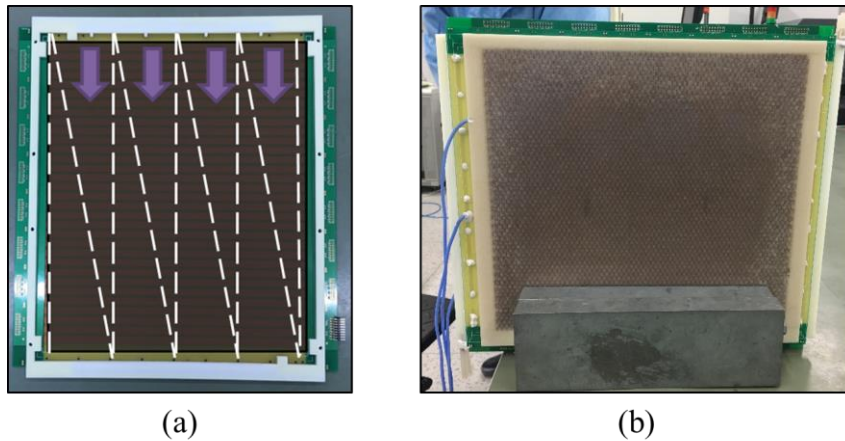


图 5.28 (a) MRPC 内部流气体积密封实现的示意图。(b) 自流气 MRPC3a 实物照片。

自流气 MRPC3a 探测器维持了双室 8 气隙的基本结构设计（见图 5.27），各项参数与表 3.2 中的普通型 MRPC3a 一致。为了实现对 MRPC3a 自身流气空间的密封,使用 3D 打印技术制作了如图 5.28(a)所示的密封框,密封框整体尺寸略大于玻璃电极,宽度 5 mm,高度为 4.5 mm,略低于单室的高度。密封框的设计结合了分

气功能,将进气分为流量均匀的 4 路,对应气隙中由鱼线隔开的 4 个流气区域,出气位置则设计了 $200 \times 3.3 \text{ mm}^2$ 的槽,收集气体后再输送到出气管中,该进气孔与出气槽的设计与 3D 模拟中的自流气模型一致。

在自流气 MRPC3a 安装过程中,使用环氧树脂胶将密封框固定在 PCB 底板的设计位置上,在框内安装低电阻玻璃和鱼线,完成单室的组装后,同样将密封框的顶面粘接至 PCB 中间板。环氧树脂胶的作用仅在于密封框的机械固定,在密封框与 PCB 板的外接缝处涂覆硅胶实现气密性。以同样的方式完成第二个室的组装,制成如图 5.28(b)所示的自流气 MRPC3a 原型机。

5.6.2 束流测试结果

MRPC3a 自流气原型机参加了 2015 年 11 月在 SPS 的束流实验,实验具体设置已在 3.3.3 节中做了具体介绍。自流气原型机在实验中的编号为 THU-SMRPC,如图 3.21 所示,尽管自流气 MRPC3a 具有独立工作的能力,仍然与普通 MRPC3a 置于同一铝盒中,进气管直接穿过铝盒将气体供给至自流气 MRPC3a 内部,气体从自流气 MRPC3a 排出后再进入铝盒,供给普通 MRPC3a 的工作所需。

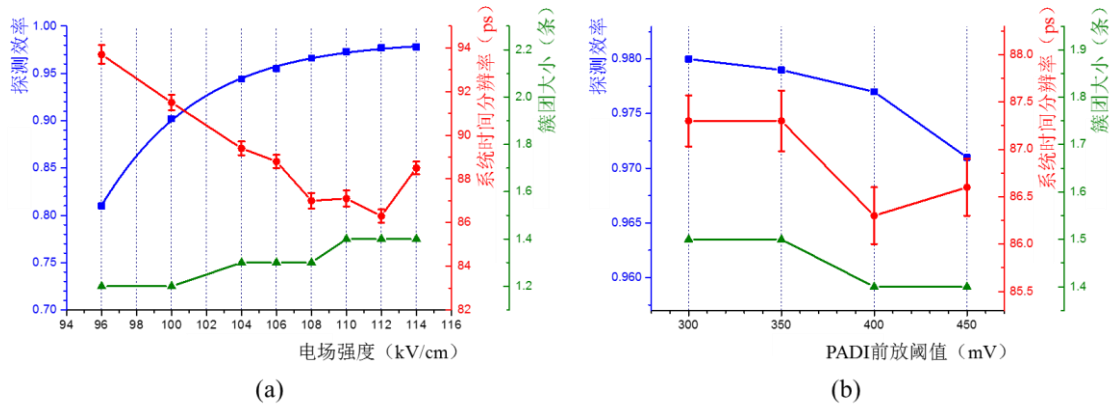


图 5.29 自流气型 MRPC3a 探测器的探测效率、系统时间分辨率及簇团大小。(a) 高压扫描结果; (b) PADI 前放阈值扫描结果。

经数据分析得到的自流气 MRPC3a 在高压扫描及阈值扫描中的性能表现如图 5.29 所示。各主要参数随电场强度和前放阈值的变化关系符合预期,在 MRPC3a 标准工作点 $\pm 5500 \text{ V}$ 高压和 400 mV 的 PADI 电子学阈值下,自流气 MRPC3a 的探测效率达到 97%,时间分辨率在 60 ps 左右,簇团大小在 1.5 以下。自流气 MRPC3a 的各项主要性能参数并没有优于普通 MRPC3a 太多,因为 10 kHz/cm^2 计数率下的气体污染现象尚不显著,由气体污染导致的计数率降低也因低电阻玻璃的应用很大程度上被抵消。略优于普通 MRPC3a 的性能表现证实自流气 MRPC 的密封结构

不会为探测器的主要性能带来负面影响。

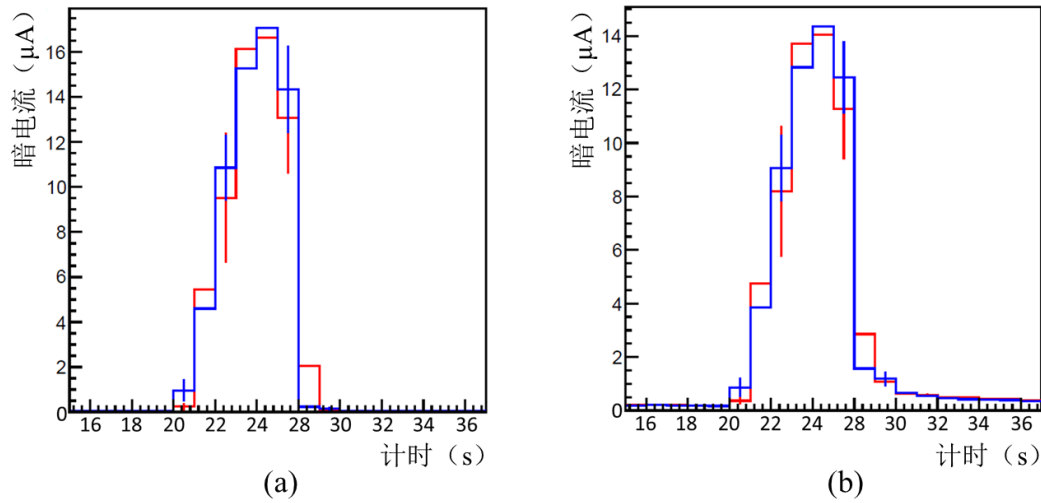


图 5.30 (a) 自流气 MRPC3a 探测器的电流变化曲线。(b) 流气盒 MRPC3a 探测器的电流变化曲线。

束流实验中对两 MRPC3a 的暗电流恢复情况进行了观测。图 5.30 中的峰表征了每个束流脉冲引发的探测器电流升高，红蓝两色分别代表了电流读出端的高压正负极性，(a)图中的自流气 MRPC3a 在脉冲结束后暗电流可以即时恢复到基线位置，(b)图中峰后有长拖尾，代表普通 MRPC3a 需要更长的电流恢复时间。该现象与 X 射线实验中的结果一致，鉴于两 MRPC3a 除了密封条外具有完全相同的参数与结构，再次验证了小流气体积结构对加速新鲜工作气体与污染物交换的积极作用。

束流实验的结果证明自流气 MRPC 在低计数率下具有和置于流气盒中传统 MRPC 相当的性能表现，更快的暗电流恢复速度表明其具有更佳的抵御气体污染影响的性能，这在计数率升高后会变得至关重要。同时，因为自流气 MRPC 本身极小的流气体积，意味着在工作前通入 3~5 倍体积工作气体以排除空气的准备过程缩短了，大大提高了实验的便利性，可独立工作不需要外部铝盒的特性也将减小 TOF 系统的机械结构压力。

在 CBM 实验在 2025 年出束运行之前，将不会停止对 TOF 所将应用 MRPC 的研发和优化，是否届时采用自流气结构的设计是目前 CBM-TOF 需要论证的问题之一，未来 mini-CBM 实验使得高计数率下的低电阻玻璃 MRPC 实验成为可能，不同结构设计对应的性能表现将为自流气 MRPC 的应用提供关键的参考依据。

5.7 小结

本论文针对高计数率造成的 MRPC 气体污染现象进行了系统的研究。根据 MRPC 探测原理计算 30 kHz/cm^2 高计数率下气体污染产物的生成率，利用数值计算方法首次得到污染产物在 2D 和 3D MRPC 简化模型内的模拟结果，通过对可能影响气体污染各因素的系统研究，得出了限制流气体积可大大降低灵敏区域内污染浓度的结论。论文同时利用 X 射线对大尺寸浮法玻璃电极的自流光/流光盒 MRPC 开展系列实验，自流光 MRPC 更快的暗电流恢复速度与更高的计数率能力验证了模拟中的分析结果。由此论文提出了密封 MRPC 内部流光空间的新型结构，并完成了自流光 MRPC3a 原型机的制作与束流测试，对包括 CBM 在内的高计数率物理实验中的气体探测器结构设计具有重要的参考意义。

第6章 总结与展望

论文致力于 CBM 实验背景下的高计数率飞行时间 MRPC 探测器的研制与应用研究,在所完成的大量工作中取得了以下主要成果:

论文基于 CBM 实验在 25 kHz/cm^2 高计数率下对 TOF 系统的要求,结合低电阻玻璃技术,设计了真实尺寸 MRPC3a 探测器的结构参数,在多次束流测试中通过数据分析证实具有稳定的 97%探测效率和 60 ps 时间分辨。作为首个得到合作组认可的 MRPC 方案,对其批量生产设计了工艺流程及检测标准,圆满完成第一批次 76 块探测器的生产任务,使得 FAIR 第 0 阶段运行计划得以顺利进行。

批量生产的 6 块 MRPC3a 探测器作为 eTOF 系统参与了 STAR 实验在 2018 年的运行,论文分析了 eTOF 在 Run18 中的 27 GeV Au + Au 对撞数据,利用 TPC 记录的径迹和动量信息筛选 π 介子,并进行径迹长度修正,验证了 MRPC3a 的 60 ps 时间分辨,同时首次实现了 STAR 实验的端部粒子鉴别, π/K 分辨达 1.1 GeV/c, $(\pi+K)/p$ 分辨达 3.0 GeV/c,为 STAR 的 BES-II 运行提供了有力支持。

论文系统研究了 CBM 实验高计数率引起的 MRPC 气体污染现象,通过探测原理推导高入射粒子通量下的污染气体生成率,使用数值计算方法模拟污染产物在 2D 和 3D MRPC 模型内的分布,最终得出采用极小流气体积可大大降低探测器内部污染浓度的结论。论文同时制作了大灵敏面积的自流光/流气盒 MRPC 开展 X 射线实验,更快的暗电流恢复速度与更高的计数率能力证实自流光设计能够有效弱化气体污染带来的影响。论文由此提出应用于 CBM 实验的自流光 MRPC3a 设计并完成原型机的制作,该设计对包括 CBM 在内的高计数率实验有重要潜在价值。

CBM 实验计划在 2025 年出束运行,届时 580 块 MRPC3a 探测器将作为探测谱仪的一部分产出重要的物理数据,在此之前,关于高计数率 MRPC 的相关研究将继续开展下去,在此对未来的工作做如下展望:对于 STAR-eTOF 系统,包括 48 个 MRPC3a 在内的全部探测器已经安装完成,将参与 2019~2022 期间的 BES-II 运行,eTOF 刻度分析程序将得到不断拓展升级,持续为 STAR 实验提供粒子鉴别支持;可开拓研究气体污染浓度数值模拟方法的新的应用方向,比如处于完全闭气工作状态的 MRPC 可行性模拟论证,同时验证自流光设计在 CBM 实验中的必要性,在未来 mini-CBM 实验中的极高计数率下研究比较自流光 MRPC3a 与普通 MRPC3a 的气体污染影响;STAR-eTOF 与 mini-CBM 项目结束后,将最终完成全部 MRPC3a 的批量成产,与在 FAIR 的安装、调试和实际运行。

参考文献

- [1] Oerter R. The Theory of Almost Everything: The Standard Model, the Unsung Triumph of Modern Physics. Penguin Group, 2006, p2.
- [2] Shuryak E.V. Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter. Physics Reports, 1980, 61(2):71 – 158.
- [3] Gross D. J., and Wilczek F. Asymptotically free gauge theories. I. Physical Review D, 1973, 8(10):3633-3652.
- [4] Fukushima K., and Hatsuda T. The phase diagram of dense QCD. Reports on Progress in Physics, 2011, 74 (1):014001.
- [5] Aoki Y., Borsanyi S., Durr S., et al. The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II. JHEP, 2009, 0906:88.
- [6] Aoki Y., Fodor Z., Katz S., and Szabo K. The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit. Physics Letter B, 2006, 643(1):46–54.
- [7] Fodor Z., Katz S., and Szabo K. The QCD equation of state at nonzero densities: Lattice result. Physics Letter B, 2003, 568(1-2):73–77.
- [8] Fodor Z., and Katz S. Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses. JHEP, 2004, 04:050.
- [9] Bazavov A., Bhattacharya T., Cheng M., et al. The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition. Physical Review D, 2012, D85:054503.
- [10] McLerran L., and Pisarski R. D. Phases of dense quarks at large Nc. Nuclear Physics A, 2007, 796(1):83-100.
- [11] Andronic A., Blaschke D., Braun-Munzinger P., Cleymans J., Fukushima K., McLerran L. D., et al. Hadron production in ultra-relativistic nuclear collisions: quarkyonic matter and a triple point in the phase diagram of QCD. Nuclear Physics, 2009, 837(1):65-86.
- [12] Friman B., Senger P., Leupold S., Randrup J., Rapp R., Hoehne C., et al. The CBM physics book. Springer Berlin Heidelberg, 2011, p691.
- [13] Bass S. Modeling heavy-ion collisions with Open Science Grid. [2017-10-30], <https://sciencenode.org/feature/modeling-heavy-ion-collisions-open-science-grid.php>.
- [14] Andronic A., Braun-Munzinger P., and Stachel J. Hadron production in central nucleus–nucleus collisions at chemical freeze-out. Nuclear Physics A, 2006, 772(3):167-199.
- [15] Cleymans J., Oeschler H., Redlich K., and Wheaton S. Comparison of chemical freeze-out criteria in heavy-ion collisions. Physical Review C, 2006, 73(3):034905.
- [16] Randrup J., and Cleymans J. Maximum freeze-out baryon density in nuclear collisions. Physical Review C, 2006, 74(4):047901.

-
- [17] Schmäh A. Highlights of the beam energy scan from STAR. *Central European Journal of Physics*, 2012, 10(6):1238-1241.
 - [18] Abgrall N., Roth M., Pulawski S., Hasegawa T., Idczak R., Marton K., et al. Na61/shine facility at the CERN SPS: beams and detector system, 2014.
 - [19] Trubnikov G. V., Agapov N. N., Donets E. D., Fimushkin V. V., Gorbachev E. V., Govorov A., et al. NICA PROJECT AT JINR, 2013.
 - [20] Friese V. The CBM experiment at GSI/FAIR. *Nuclear Physics*, 2007, 774(1):377-386.
 - [21] Senger P. Status of CBM. [2015-09-14], <https://indico.gsi.de/event/3009/session/0/contribution/30/material/slides/1.pdf>.
 - [22] Williams M. C. S. Particle identification using time of flight. *Journal of Physics G Nuclear & Particle Physics*, 2012, 39(12):123001.
 - [23] Lippmann C. Particle identification. *NIMA*, 2011, 666(2):148-172.
 - [24] Deppner I. Development of a fully differential Multi-gap Resistive Plate Chamber for the CBM Experiment. Ph. D. thesis. Heidelberg University, 2013.
 - [25] The BESIII Collaboration. Design and construction of the BESIII detector. *NIMA*, 2009, 614(3):345-399.
 - [26] Giagu S. The CDFII time-of-flight detector and impact on beauty flavor tagging. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, 2003, 120(1):219-224.
 - [27] Kichimi H., Yoshimura Y., Browder T., Casey B., Jones M., Olsen S. L., et al. The BELLE TOF system. *NIMA*, 2000, 453(1):315-320.
 - [28] An S. H., Li C., Shao M., Heng Y. K., Chen H. F., Li X., et al. Testing the time resolution of the BESII end-cap TOF detectors. *Measurement & Technology*, 2011, 17(10):2650.
 - [29] Abbrescia M., Pestov V., and Fonte P. Resistive Gaseous Detectors: Designs, Performance, and Perspectives. Wiley-VCH, 2018.
 - [30] Keuffel J. W. Parallel-plate counters and the measurement of very small time intervals. *Physical Review*, 1948, 73:531.
 - [31] Parkhomchuk V. V., Pestov Y. N., and Petrovykh N. V. A spark counter with large area. *Nuclear Instruments and Methods*, 1971, 93(2):269-270.
 - [32] Atwood W. B., Bowden G. B., Bonneaud G., Klem D. E., Ogawa A., Pestov Y. N., et al. A test of planar spark counters at the PEP storage ring. *NIMA*, 1983, 206(1):99-106.
 - [33] Badura E., Dodokhov V., Eschke J., Frolov A. R., and Vodopyanov A. S. Status of the Pestov spark counter development for the ALICE experiment. *NIMA*, 1996, 379(3):468-471.
 - [34] Pestov Y. N. Status and future developments of spark counters with a localized discharge. *NIMA*, 1982, 196(1):45-47.
 - [35] Santonico R., and Cardarelli R. Development of resistive plate counters. *NIMA*, 1981, 187(2-3):377-380.

-
- [36] Abbrescia M., Arena V., Marangelli B., Riccardi C., Bonomi G., Ranieri A., et al. Effect of the linseed oil surface treatment on the performances of resistive plate chambers. NIMA, 1997, 394(1-2):13-20.
- [37] Cardarelli R., Santonico R., Biagio A. D., and Lucci A. Progress in resistive plate counters. NIMA, 1988, 263(1):20-25.
- [38] Cavoto G. BaBar forward endcap RPCs. NIMA, 2004, 533(1-2):46-49.
- [39] Camarri P. Operation and performance of RPCs in the ARGO-YBJ experiment. NIMA, 2009, 602(3):668-673.
- [40] Aielli G., Aloisio A., Alviggi M., Aprodu V., Bocci V., Brambilla E., et al. The RPC first level muon trigger in the barrel of the ATLAS experiment. Nuclear Physics B (Proceedings Supplements), 2006, 158(1):11-15.
- [41] Carrillo C. The CMS RPC project, results from 2009 cosmic-ray data. NIMA, 2012, 661(6):S19-S22.
- [42] Gagliardi M. Commissioning and first performance of the resistive plate chambers for the ALICE muon arm. NIMA, 2012, 661(supp-S1): S45-S49.
- [43] Cardarelli R., Ciaccio A. D., and Santonico R. Performance of a resistive plate chamber operating with pure CF_3Br . NIMA, 1993, 333(2):399-403.
- [44] Zeballos E. C., Crotty I., Hatzifotiadou D., Valverde J. L., Neupane S., Williams, M. C. S., et al. A new type of resistive plate chamber: the multigap RPC. NIMA, 1996, 374(1):132-135.
- [45] Bencivenni G., D'Incecco M., Felici G., Gustavino C., and Iacuesssa E. A modular design for glass spark counters. NIMA, 1994, 345(3):456-460.
- [46] Fonte P., Smirnitski A., and Williams M. C. A new high-resolution TOF technology. NIMA, 2000, 443(1):201-204.
- [47] Crochet P. The ALICE experiment at the LHC. Nuclear Physics A, 2008, 805(7):1074-1081.
- [48] Akindinov A., Alici A., Antonioli P., Arcelli S., Baek Y. W., Basile M., et al. The ALICE Time-Of-Flight system: construction, assembly and quality tests. Nuovo Cimento B Serie, 2009, 124(02):235-253.
- [49] Akindinov A., Cindolo F., Rizzi M., Di Bartolomeo A., Otiougova P., Zucchini M., et al. Design aspects and prototype test of a very precise TDC system implemented for the multigap RPC of the ALICE-TOF. NIMA, 2004, 533(1-2):178-182.
- [50] Akindinov A., Alici A., Antonioli P., Arcelli S., and Zichichi A. Final test of the MRPC production for the ALICE TOF detector. NIMA, 2009, 602(3):709-712.
- [51] Llope W. J. Multigap RPCs in the STAR experiment at RHIC. NIMA, 2012, 661(12):S110-S113.
- [52] Wang Y., Li Y., Cheng J., Li J., et al. Study on the performance of multi-gap resistive plate chambers. NIMA, 2005, 538(1):425-430.
- [53] Wang Y., Chen H., Li Y., Wang J. B., Yue Q., Cheng J., et al. Production and quality control of STAR-TOF MRPC. NIMA, 2010, 613(2):200-206.

-
- [54] Spataro S. G. Probing of in-medium hadron structure with HADES. *Nuclear Physics*, 2005, 749(7):150-159.
- [55] Belver D. et al. The HADES RPC inner TOF wall. *NIMA*, 2009, 602(3):687-690.
- [56] Blanco A., Fonte P., Garzon J. A., Koenig W., Kornakov G., and Lopes L. Performance of the HADES-TOF RPC wall in a Au + Au beam at 1.25 AGeV. *JINST*, 2013, 8(01):P01004.
- [57] Leifels Y. for the FOPI Collaboration. Recent results from FOPI from the dynamics of heavy ion collisions to the (Anti) Kaon-nucleon potential. *Journal of Physics: Conference Series*, 2010, 230(1):012002.
- [58] Schuetttauf A., et al. Multi-strip MRPCs for FOPI. *NIMA*, 2009, 602(3):679-681.
- [59] Tytgat M., Marinov A., Verwilligen P., et al. The upgrade of the CMS RPC system during the first LHC long shutdown. *JINST*, 2013, 8(02):T02002.
- [60] The CBM collaboration. Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System (TOF), 2014.
- [61] Arnaldi R., Baldit A., Barret V., Bastid N., Blanchard G., Chiavassa E., et al. A low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm. *NIMA*, 2000, 451(2):462-473.
- [62] Bilki B., Butler J., May E., Mavromanolakis G., Norbeck E., Repond J., et al. Measurement of the rate capability of resistive plate chambers. *JINST*, 2009, 4(06):P06003.
- [63] Affatigato M., Corriveau F., Akgun U., Repond J., Onel Y., Freund B., et al. Measurements of the rate capability of various resistive plate chambers. *JINST*, 2015, 4(6):P06003.
- [64] Santonico R. RPCs for high radiation environment. Presentation given at the 2nd ECFA Workshop on HL-LHC, Aix-les-Bains, October 21–23, 2014.
- [65] Cardarelli R., Aielli G., Camarri P., Di Ciaccio A., Di Stante L., Liberti B., et al. Performance of RPCs and diamond detectors using a new very fast low noise preamplifier. *JINST*, 2013, 8(1):P01003.
- [66] ATLAS collaboration. ATLAS Phase-II Upgrade Scoping Document. CERN-LHCC-2015-020, LHCC-G-166, September, 2015.
- [67] Fonte P., Carolino N., Costa L., Ferreira-Marques R., Mendiratta S., Peskov V., et al. A spark-protected high-rate detector. *NIMA*, 1999, 431(1-2):154-159.
- [68] Francke T., Fonte P., Peskov V., and Rantanen J. Potential of RPCs for tracking. *NIMA*, 2003, 508(1-2):83-87.
- [69] Laso Garcia A., Kotte R., Naumann L., Stach D., Wendisch C., Wüstenfeld J., et al. High-rate timing resistive plate chambers with ceramic electrodes. *NIMA*, 2016, 818:45-50.
- [70] Wang Y., Wang J., Li Y., and Cheng J. Study on the performance of high rating MRPC. *Nuclear Science Symposium Conference Record, IEEE*, 2008:913–916.
- [71] 王景波. CBM 实验高计数率飞行时间探测器研究[博士学位论文]. 北京: 清华大学工程物理系, 2013.

-
- [72] Wang J., Li Y., Herrmann N., Zhu X., Deppner I., Zhang Y., 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. *NIMA*, 2010, 621(1):151-156.
- [73] Wang J., Wang Y., Gonzalez-Diaz D., Chen H., Fan X., Li Y., Cheng J., et al. Development of high-rate MRPCs for high resolution time-of-flight systems. *NIMA*, 2013, 713(6):40-51.
- [74] Sanpei M., Abe K., Hoshi Y., and Ichinose M. Performance of resistive plate counter with non-ozone depletion Freon. *Nuclear Science IEEE Transactions on*, 1997, 44(3):752-756.
- [75] Cerron Z. E., Hatzifotiadou D., Kim D. W., Lee S. C., Lamas-Valverde J., Roberts J., et al. Effect of adding SF₆ to the gas mixture in a multigap resistive plate chamber. *NIMA*, 1998, 419(2-3):475-478.
- [76] Lopes L., Fonte P., and Mangiarotti A. Systematic study of gas mixtures for timing RPCs. *NIMA*, 2012, 661(S1):S194-S197.
- [77] Capeans M. Aging and materials: lessons for detectors and gas systems. *NIMA*, 2003, 515(1):73-88.
- [78] Labelle C. B., and Gleason K. K. Pulsed plasma-enhanced chemical vapor deposition from CH₂F₂, C₂H₂F₄, and CHClF₂. *Journal of Vacuum Science Technology*, 1999, 17(2):445-452.
- [79] Abbrescia M., Colaleo A., Guida R., Iaselli G., Loddo F., Maggi M., et al.. HF production in CMS-Resistive Plate Chambers. *Nuclear Physics B (Proceedings Supplements)*, 2006, 158(1):30-34.
- [80] Altuntas E., et al. Long-term study of optimal gas purifiers for the RPC systems at LHC. *PH-EP-Techn Note 2012-001*, 13/01/2012.
- [81] Llope W. J. The muon telescope detector. Presentation given at STAR MTD & eTOF Workshop, 2013.
- [82] Gutbrod H. H., Augustin I., et al. FAIR Baseline Technical Report, 2006.
- [83] Deveaux M. The technological concept of the Compressed Baryonic Matter (CBM) experiment. *Journal of Physics: Conference Series*, 2013, 426:012020.
- [84] Deveaux M., et al. Design considerations for the Micro Vertex Detector of the Compressed Baryonic Matter experiment. [2009-06-06], <https://arxiv.org/abs/0906.1301v1>.
- [85] Heuser J. M., Deveaux M., Müntz C., and Stroth J. Requirements for the Silicon Tracking System of CBM at FAIR. *NIMA*, 2006, 568(1):258-262.
- [86] Höhne C., Das S., et al. Development of a RICH detector for electron identification in CBM. *NIMA*, 2008, 595(1):187-189.
- [87] Andronic A., Ivanov V., and CBM Collaboration. The TRD of the CBM experiment. *NIMA*, 2006, 563(2):349-354.
- [88] Kiseleva A., Bhaduri P. P., Chattopadhyay S., Dubey A. K., Ganti M. S., Ghosh, P., et al. Di-muon measurements with the CBM experiment at FAIR. *Indian Journal of Physics*, 2011, 85(1):211-216.

-
- [89] Korolko I. E., and Prokudin M. S. Study of response nonuniformity for the LHCb calorimeter module and the prototype of the CBM calorimeter module. *Physics of Atomic Nuclei*, 2009, 72(2):293-299.
 - [90] Deppner I., Herrmann N., Gonzalez-Diaz D., Ammosov V., Cheng J., Ciobanu M., et al. The CBM time-of-flight wall. *NIMA*, 2012, 661(supp-S1):0-0.
 - [91] Harrison M., Ludlam T., Ozaki S. RHIC project overview. *NIMA*, 2003, 499(2-3):235–244.
 - [92] Sakuma T. SketchUp STAR. [2017-09-26], http://people.physics.tamu.edu/sakuma/star/jets/c101218_misc/s0010_sketchup_001/web.php.
 - [93] STAR Collaboration, Ackermann K., et al. STAR detector overview. *NIMA*, 2003, 499(2-3):624–632.
 - [94] STAR Collaboration. Observation of the antimatter helium-4 nucleus. *Nature*, 2011, 473(7347):353.
 - [95] Zhang W. The STAR Time Projection Chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC. *NIMA*, 2002, 99(2):659-678.
 - [96] Shao M., Barannikova O., Dong X., Fisyak Y., and Xu Z. Extensive particle identification with TPC and TOF at the STAR experiment. *NIMA*, 2005, 558(2):419-429.
 - [97] Abelev B. I., et al. Experimental study of the QCD phase diagram & search for the critical point: selected arguments for the Run-10 beam energy scan. STAR Internal Note SN-0493, 2009.
 - [98] The CBM Collaboration eTOF Group. Physics program for the STAR/CBM eTOF upgrade. [2009-09-16], <https://arxiv.org/abs/1609.05102>.
 - [99] Videbaek F., and STAR Collaboration. The iTPC upgrade for BES-II. APS Division of Nuclear Physics Meeting, 2015.
 - [100] Deppner I. eTOF project overview and status. [2017-09-23], <https://indico.gsi.de/event/6116/session/0/contribution/1/material/slides/0.pdf>.
 - [101] Riegler W., Lippmann C., and Veenhof R. Detector physics and simulation of resistive plate chambers. *NIMA*, 2002, 500(1):144-162.
 - [102] Lippmann C. Detector Physics of Resistive Plate Chambers. Ph. D. thesis. Goethe University Frankfurt, 2003.
 - [103] Biagi S. MAGBOLTZ, program to compute gas transport parameters, version 2.2. CERN.
 - [104] Biagi S. IMONTE, program to compute gas transport parameters. CERN.
 - [105] Smirnov I. HEED, program to compute the energy loss of fast particles in gases, version 1.01. CERN.
 - [106] Ciobanu M., et al. PADI, an ultrafast preamplifier - discriminator ASIC for Time-of-Flight measurements, *IEEE Trans. Nuc. Sci.*, 2014, 61:1015.
 - [107] Kiš M., Deppner I., et al. A multi-strip multi-gap RPC barrel for Time-of-Flight measurements. *NIMA*, 2011, 646(1):27-34.
 - [108] Demeuse M. T. Biaxial Stretching of Film, Principles and Applications. Elsevier, 2011.

- [109] Tektronix DSA8300 数字串行分析采样示波器技术资料, <https://www.tek.com.cn/datasheet/dsa8300-datasheet>.
- [110] Wang Y., Lyu P., Huang X., Han D., Xie B., Li Y., et al. Development and test of a real-size MRPC for CBM-TOF. JINST, 2016, 11(08):C08007.
- [111] Petris M., Barto D., Caragheorgheopo G., Deppner I., Frühauf J., Herrmann N., et al. Time and position resolution of high granularity, high counting rate MRPC for the inner zone of the CBM-TOF wall. JINST, 2016, 11(09):C09009.
- [112] Deppner I., Herrmann N., Ciobanu M., et al. A glass type multistrip-MRPC prototype for the low rate region of the CBM Time-of-Flight wall. JINST, 2012, 7(10):P10008.
- [113] Hu D., Sauter D., Sun Y., Deppner I., Herrmann N., Brandt J., et al. MRPC3b mass production for CBM-TOF and eTOF at STAR. [2018-07-06], <https://arxiv.org/abs/1807.02452>.
- [114] Krzemien W., Frohlich I., Kajetanowicz M., et al. The TRB for HADES and FAIR experiments at GSI. [2008-10-26], <https://arxiv.org/abs/0810.4723>.
- [115] Loizeau P. A. Development and test of free streaming readout of CBM-TOF. Ph. D. thesis. Heidelberg University, 2014:141.
- [116] Frühauf J. CBM-TOF readout chain. [2017-09-25], <https://indico.gsi.de/event/4760/session/5/contribution/103/material/slides/0.pdf>.
- [117] Weidenkaff P. Hit-reconstruction and calibration for eTOF. [2018-09-29], <https://indico.gsi.de/event/7694/session/4/contribution/9/material/slides/0.pdf>.
- [118] Seck F. Overview of the eTOF reconstruction software in the STAR framework. [2018-09-29], <https://indico.gsi.de/event/7694/session/4/contribution/8/material/slides/0.pdf>.
- [119] Patanka S. V. Numerical heat transfer and fluid flow. Mc Graw Hill, 1980.
- [120] 陶文铨. 数值传热学(第二版). 西安交通大学出版社, 2001.
- [121] Patankar S. V., and Spalding D. B. A finite-difference procedure for solving the equations of the two-dimensional boundary layer. International Journal of Heat & Mass Transfer, 1967, 10(10):1389-1411.
- [122] Fuller E. N., Schettler P. D., and Giddings J. C. New method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients. Industrial & Engineering Chemistry, 1966, 58(5):18-27.
- [123] Lyu P., Wang Y., Guo B., Han D., Xie B., Li Y., et al. Gas related effects on Multi-gap RPC performance in high luminosity experiments. JINST, 2016, 11(11):C11041.
- [124] Capeans M., Glushkov I., Guida R., Hahn F., and Haider S. Optimization of a closed-loop gas system for the operation of Resistive Plate Chambers at the Large Hadron Collider experiments. NIMA, 2012, 661(supp-S1):0.
- [125] Lyu P., Wang Y., Guo B., Han D., Li Y., Herrmann N., et al. Development and performance of self-sealed MRPC. JINST, 2017, 12(03):C03055.

致 谢

我要衷心感谢我的导师李元景研究员和王义教授，他们是我进行新型探测技术研究的领路人。学术之路上，他们用严谨的治学态度感召着我，以春风化雨般的教诲指引我一路前行，他们对我的关怀与支持让我一生受益匪浅。感谢《流动与传热传质过程的数值模拟》课程的李和平老师，他深入浅出的讲解与耐心的探讨启发为我的研究工作提供了莫大的帮助。在此衷心感谢所有对我研究课题进行过指导的清华大学老师。

我要特别感谢中国科学院高能物理研究所李金研究员在论文探测器理论部分给予的指导。感谢布鲁克海文国家实验室的许长补研究员和阮丽娟研究员在我在 STAR 交流期间提供的支持与帮助。感谢华中师范大学许怒教授对 CBM-TOF 原型机研制与测试中提出的宝贵建议。感谢中国科学技术大学孙勇杰老师在多次束流实验中提供的支持与帮助。

我要特别感谢同方威视股份有限公司探测器车间在 MRPC 批量生产中提供的大力支持。

我要感谢德国海德堡大学的老师和同学们，和他们的交流与合作总是能让我受益良多。

我要感谢 STAR-eTOF 组成员在数据处理中提供的帮助，感谢在 BNL 的杨钱，图彪等同学，他们的热心帮助让我远在异国他乡的日子里感受到如家的温暖。

我要感谢辐射探测实验室已经毕业的师兄们，郭宝鸿，王景波，黄欣杰，谢波，施礼，朱伟平，是他们的亲身示范与耐心指导让我一步步走进自己喜欢的研究领域。我要感谢辐射探测实验室的傅健强，刘益林，王扶月，黄彦，申忱迪，俞彦成，蔡一鸣，陈晓龙，张秋楠，李昱磊，王泊覃和其他的所有同学们，和他们的交流中总是能碰撞出学术上的火花，抑或是学术外的快乐。

最后，我想感谢我的父母，女朋友以及所有家人，他们长久以来始终如一的支持是我奋勇前行的源源动力。

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、在学期间发表的学术论文与研究成果

个人简历

1992 年 2 月 15 日出生于山东省莱芜市。

2010 年 9 月考入清华大学工程物理系工程物理专业，2014 年 7 月本科毕业并获得工学学士学位。

2014 年 9 月免试进入清华大学工程物理系攻读核科学与技术工学博士至今。

发表的学术论文

- [1] Lyu P., Wang Y., et al. Gas related effects on multi-gap RPC performance in high luminosity experiments. JINST, 2016, 11(11):C11041. (SCI 收录, 检索号:EN0AN.)
- [2] Wang Y., Lyu P., et al. Development and test of a real-size MRPC for CBM-TOF. JINST, 2016, 11(08):C08007. (SCI 收录, 检索号:EC1JE.)
- [3] Lyu P., Wang Y., et al. Development and performance of self-sealed MRPC. JINST, 2017, 12(03):C03055. (SCI 收录, 检索号:FC7CC.)
- [4] Lyu P., Han D., Wang Y., et al. Performance study of a real-size mosaic high-rate MRPC. JINST, 2018, 13(06):P06016. (SCI 收录, 检索号:GJ7WE.)
- [5] Lyu P., Wang Y. High rate time of flight system for FAIR-CBM. Springer Proceedings in Physics, 2018, 212:263-269. (EI 收录, 检索号: 18064261.)

研究成果

- [1] 王义, 吕鹏飞, 施礼, 程建平, 李元景, 等. 阻性板室探测器: 中国, CN104483699A. (中国专利公开号.)