

摘要

Micromegas (MICRO MESH Gaseous Structure) 是上世纪末九十年代中期在法国 Saclay 发展的一种气体探测器。Micromegas 是一种平行板电极结构的气体探测器。由漂移区和放大区以及读出电极三部分组成,用丝网把漂移区和放大区隔开,漂移区一般为 3~10mm,放大区为 100 μm 量级。很高计数率能力($\sim 10^8\text{mm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$),良好的空间分辨能力以及很好的抗辐照性能,使 Micromegas 在高亮度 X 射线探测和成像方面具有独特的优势。且结构简单,易于加工成大面积,易于工业生产,造价低廉。被广泛应用于粒子物理实验,比如粒子径迹追踪、时间投影室(TPC)、中子或 X 射线成像等。

该论文围绕新型气体探测器 Micromegas 的基本性能研究,从两个方面展开详细的分析和研究: 三维物理模拟和实验研制测试。

我们采用 Maxwell 3D 电场计算软件与 Garfield 模拟软件相结合,对 Micromegas 物理性能进行模拟研究,主要做了以下几方面工作: 在 Maxwell 三维模型模拟研究中,首次采用圆柱形模拟编织丝网的金属线,该模型更接近金属丝网,使模拟结果与实验更加符合。研究了气体漂移速度,扩散系数和汤生系数等气体参数。在 Argon90%+Isobutane10%的混合气体中,漂移极电压为-510V,雪崩极电压为-490V,仅考虑扩散系数影响的空间分辨 δ 为 180 μm 。雪崩区电场线基本终止在雪崩极丝网上,雪崩产生的大量正离子沿电场线漂移到雪崩极丝网,被丝网吸收,所以 Micromegas 有较高的计数能力。原初电子透过率的模拟主要研究了雪崩区与漂移区电场比对电子透过率的影响。对丝径为 20 μm -30 μm 丝网,雪崩区与漂移区电场比大于 200 时,电子透过率进入坪区。通过对 50 \times 50 μm^2 和 60 \times 60 μm^2 单元丝网正方体模型不同丝径参数结构对比发现:丝网的丝径越小,电子透过率越大。增益的 MC 模拟结果得到,在气隙间隔为 60~80 μm 左右时增益会达到极大值,所以 Micromegas 雪崩区间隙一般选取 50~100 μm ,在此范围的间隙均匀性误差对增益并不会有的影响。此外,还模拟研究了感应信号,感应电流信号的大小主要由原初电子在漂移区漂移和在雪崩区的雪崩放大决定。通过简单电荷灵敏放大器的 Pspice 信号模拟处理得到与实验示波器观测基本一致的结果。通过模拟研究深入理解了 Micromegas 的工作原理,对实验中气体成份的选择,雪崩极丝网参数,具体结构的选择提供了有益的参考。

我们在前期实验的基础上,完整总结了鱼线隔开雪崩区小尺寸 Micromegas 的制作工艺,使用 500 目斜纹丝网作为探测器雪崩极,采用丝径为 120 μm 鱼线作为雪崩区间距隔开。为提高粒子的探测效率,采用 350 目平纹丝网作为 Micromegas 漂移极。实验集中研究了增益均匀性、电子透过率、气体增益和能量分辨率等性能。在实验中固定雪崩极电压,通过改变漂移极的电压,测试了原

初电子透过率，与三维的模拟结果一致。通过两组不同雪崩极电压实验的比较，发现电子透过率的改变与雪崩极所加电压无关，主要的影响因素是雪崩区与漂移区的电场比。测量了不同气体成分中全能峰峰位随不同电场比的变化，发现当 Isobutane 比例减少时，随着电场比的增加，混合气体对原初电子复合效应的影响逐渐减少。通过不同混合气体增益的测量，详细研究了在气体探测器中的彭宁效应，模拟计算了不同混合气体成分彭宁效应的准确百分比。通过对不同气体成分下漂移极高压变化时能量分辨率的测试，发现在增益最大时，由于漂移区的电场较低，复合效应引起的原初电子数目统计涨落，能量分辨率并不是最佳。当 Isobutane 比例减少时，随着电场比的增加，漂移区电场强度较低，电子复合效应影响减少，最佳能量分辨率的雪崩区与漂移区电场比的坪区范围增大，同时也改善了最大增益时的能量分辨率。初步测试了热压膜作为雪崩区间距工艺的 Micromegas 性能，对 5.9keV X 射线全能峰的能量分辨率达到 22%，这是一种有研究价值的新工艺。

目前有待进一步研究的主要问题是雪崩区均匀性改善，Bulk Micromegas 制作工艺研究，为以后 X 射线成像实验做准备。争取早日做出有实用价值的 Micromegas，性能指标达到国内外水平并有所创新，为我国第三代同步辐射光源以及散裂中子源的科学应用，提供重要的探测和记录手段。Micromegas 的推广和应用，将为医学、工业的射线成像提供一种崭新的高计数能力、高空间分辨的像素探测器。

关键词：Micromegas；性能；3D 模拟；实验；对比

ABSTRACT

Micromegas detector (MICRO MESH Gaseous Structure) is a gaseous detector developed since 1990's. Micromegas is a kind of plane-structure gas detector. It consists of drift gap, amplification gap, and a thin mesh which separates the two regions. The drift gap is 3mm~10mm, and the amplification gap is near 100 μ m. It shows high rate capability up to $10^8\text{mm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, excellent spatial resolution and good performance of radiation hardness, which make it a suitable candidate in high-intensity X-ray detection and tomography. Its simple structure and low cost have been adopted by many experiments in particle physics experiments, such as charged particle localization, TPC, neutron or X-ray imaging.

The performance of Micromegas is studied by the 3D simulation and the experiments carefully and particularly.

We combine the Maxwell field calculation software and Garfield to simulate the performance of Micromegas in detail. The column model as the line of mesh is used in the 3D model building for the first time, and the column model is more similar to the mesh in the experiment than the cubic model. We calculate the electron drift velocity, the diffusion coefficients and the Townsend coefficient change with the electric field in different gas mixtures. In Argon90% + Isobutane10% gas mixture the applied voltage of drift electrode mesh and amplification electrode mesh are -510V, -490V, respectively, and near 180 μ m of the minimum of space resolution is got when the diffusion effect is considered only. The electric field lines end on the mesh of amplification electrode, and most ions produced in the avalanche process drift to the mesh, and are absorbed by the mesh. So Micromegas shows high rate capability. The electron collection efficiency changes with the electric field ratio of amplification gap and drift gap. For the 20~30 μ m diameter mesh, the simulation result shows that the electron collection efficiency rises up to the plateau when the ratio of amplification gap and drift gap more than 200. And the electron collection efficiency can be larger with smaller diameter mesh. The gain can get the maximum when the amplification gap is 60~80 μ m. So the amplification gap is chosen in the range of 50~100 μ m usually. The fluctuation of amplification gap would change the gain relatively little. The amplitude of the signal is due to the electron movement. The signal after the pre-amplifier Pspice simulation is consistent with the signal observed by the oscillograph. We can understand the property of Micromegas by the simulation very well. The results of simulations provide important information on the choice of the

gas, mesh and the structure.

Based on the previous experiments, we summarize the facture technique of Micromegas, whose amplification gap is separated by fish lines, and used the 500LPI bias form mesh as amplification electrode, and 120 μ m fish lines as the amplification gap. The 350LPI tabby form mesh is chosen as the drift electrode. The performance of Micromegas, such as the uniformity amplification gap, the electron collection efficiency, the gain, energy resolution in different gas mixtures are measured and studied. In the experiment we measure the electron collection efficiency with changing the applied voltage of drift electrode and the constant voltage of amplification electrode. By the result comparison of two groups with different mesh voltage, we conclude that the change of the electron collection efficiency is independent with the voltage of amplification electrode and is related to the electric field ratio of amplification gap and drift gap, and the result is consistent with the simulation. The change of the electron collection efficiency in different gas mixtures shows the electron compound effect reduces with the decrease of Isobutane. We calculate the percents of Argon atoms which participate in the Penning effect in Argon and Isobutane gas mixtures. We find that the energy resolution of the maximum gain is not the best resolution value, for the electron compound effect on low electric field. When the Isobutane percent is decreased, the fluctuation of electron number is weakened by the increasing of the electric field ratio of amplification gap and drift gap, and the ratio plateau is prolonged and the energy resolution of the maximum gain is improved. We measured the Micromegas using the hot stamping foils as the amplification gap. The energy resolution of 5.9keV X-ray is better than 22%, and it is a valuable new technique.

There is an important problem on the technique of improving the uniformity of the amplification gap. The research of bulk technique should be studied to prepare for the X-ray imaging experiment. It is expected to reach the international standards and bring forth some new ideas for more application in the future experiments including the third-generation synchronization radiation light source and the spallation neutron source. With good time and space resolution, Micromegas can be widely applied in medical engineering and industrial X-ray tomography.

Key words: Micromegas; performance; 3D simulation; experiment; comparison

中国科学技术大学学位论文原创性声明

本人声明所呈交的学位论文,是本人在导师指导下进行研究工作所取得的成果。除已特别加以标注和致谢的地方外,论文中不包含任何他人已经发表或撰写过的研究成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中作了明确的说明。

作者签名: _____

签字日期: _____

中国科学技术大学学位论文授权使用声明

作为申请学位的条件之一,学位论文著作权拥有者授权中国科学技术大学拥有学位论文的部分使用权,即:学校有权按有关规定向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版,允许论文被查阅和借阅,可以将学位论文编入有关数据库进行检索,可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。本人提交的电子文档的内容和纸质论文的内容相一致。

保密的学位论文在解密后也遵守此规定。

公开 保密(____年)

作者签名: _____

导师签名: _____

签字日期: _____

签字日期: _____

第1章 Micromegas 介绍

1.1 Micro Pattern Gas Detector 发展

气体探测器从最早的电离室，正比计数器，G-M 计数器开始发展，1968 年 Georges Charpark 发明了多丝正比室，使气体探测器发生了革命性的变化。由于其位置分辨率好，探测效率高，成为了粒子物理实验研究的主要工具之一。为此，Charpark 获得了诺贝尔物理奖，以后因各种不同实验和应用的需要，不断地发展出了各种具有不同类型的气体探测器，例如漂移室，流光室等。同时还应用在中子照相， γ 照相等领域。

从 1988 年 Anton Ored 发明研制出微条气体探测器 MSGC 以后，气体探测器发展进入了一个新的高潮。各种类型的微观气体探测器相继出现[1,2]。

1.1.1 MSGC

MSGC (Micro Strip Gas Chamber) 是一种位置灵敏气体探测器，其工作原理类似于 MWPC。由漂移极，阳极条和阴极条三个电极组成，结构示意图见图 1.1。阳极条与阴极条都在一个平面上，用光刻方法将金属箔附在垫板上。二极之间的中心距约为 $200\mu\text{m}$ 。阴极条的厚度仅为 $0.5\mu\text{m}$ ，宽度约为 $100\mu\text{m}$ ，阳极条较窄约为 $7\mu\text{m}$ 。垫板通常是 $300\sim 600\mu\text{m}$ 厚的玻璃或石英板等。漂移极与阳，阴极平面的间隔一般为 $3\sim 5\text{mm}$ 。漂移极加几 kV 的负电压，阳极与阴极条之间也加几百伏的电压。

当 X 射线或带电粒子在室内产生电离后，电子在漂移电场的作用下向阳极漂移。在靠近阳极条时，由于阴极和阳极条间隙很小 ($\sim\mu\text{m}$)，其电场很强，可达 40kV/cm ，电子在此区域发生雪崩，雪崩产生大量的次级电子和正离子，电子很快到达阳极条形成负脉冲。同样，因为间隙很小，正离子也很快到达阴极，所感应的脉冲也很快，一般来讲，其脉冲中上升时间 $< 35\text{ns}$ ，下降时间也只有约 60ns 。MSGC 结构上的特点：阳，阴极的间隙很小，只有几十 μm ，所以计数率能力很高，可以高于 $10^6\text{mm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 左右。在不发生极间打火和击穿的安全电压下，其放大倍数在 10^3 以上，甚至可达到 10^4 。

该气体探测器的缺点主要有以下几点[3]:

1. 打火很容易使微小结构的交替电极发生损坏。阳极条寿命、气体泄露、数据通路占用: 阳极条受到高电场下雪崩产生的高能粒子的不断撞击和微条颗粒性，使其被激活蒸发、击穿、化学腐蚀和老化而导致短路的概率非常大。

2. 由于垫片上的电荷堆积和放电问题，存在增益长期稳定性问题。

3. 提高在安全工作电压下的气体放大倍数，实现高效率地对最小带电粒子的探测。

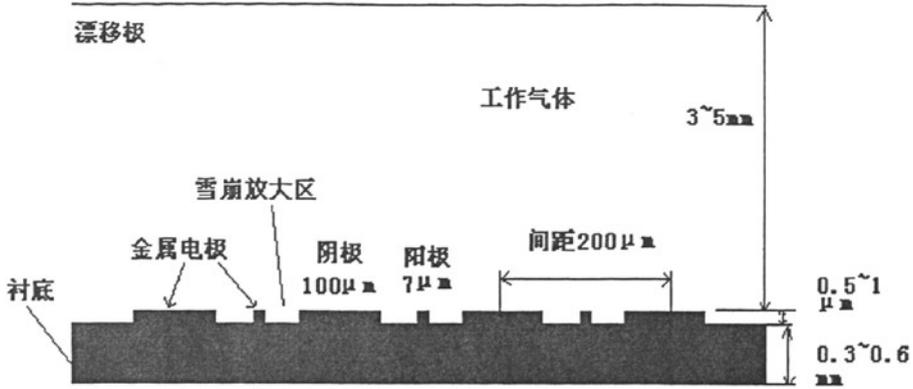


图 1.1 MSGC 结构参数示意图

1.1.2 MGC

MGC (Micro Gap Chamber)是一种基于微电子技术而研制的探测器，阳极与阴极由小体积的绝缘条隔开，在具体的结构上，最下面是探测器的垫板，只是一个支撑体，可以是石英，硅，玻璃等绝缘材料，在这垫片上镀一层铝金属膜厚度为 $1\mu\text{m}$ ，作为阴极，在这层金属膜上面是厚度为 $2\sim 10\mu\text{m}$ 的绝缘条，条的厚度决定了阳极-阴极之间的距离，然后再在绝缘条上镀铝膜，厚为 $2\sim 3\mu\text{m}$ ，作为阳极条，它的宽度比绝缘条小几 μm ，阳极条之间的距离为 $200\sim 300\mu\text{m}$ ，在距离阳极条 $2\sim 5\text{mm}$ 处为漂移电极。漂移电极与阳极较大的间隙可提供带电粒子的初级电离电荷，形成电离漂移区；而阳极与阴极较小的间隙则用于快速收集在雪崩阶段所产生的电子与离子，形成雪崩放大区。

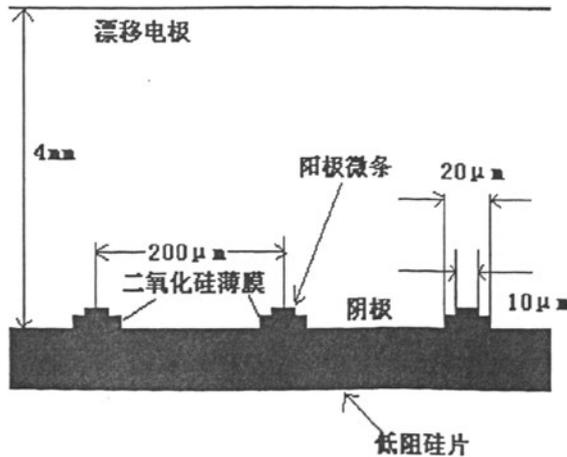


图 1.2 MGC 的结构参数示意图

当阳极—阴极之间施加足够高的电压后,由于大量的电力线终止在阴极上并形成十分陡峭的电压梯度,使得气体雪崩电荷离子的收集过程非常之快。由于 MGC 没有过多外露的绝缘层,可有效地消除表面电荷的积累现象,从而进一步提高计数率和加快电荷离子的收集速度。因此与 MSGC 相比,由于两者在电极结构上的差异, MGC 可具有更高的气体增益和计数率[4]。

1.1.3 GEM

GEM (Gas Electron Multipliers) 探测器主要由漂移电极, GEM 膜, GEM 膜下方的 PCB 印刷电路板组成。为增大放大倍数,一般会有两层,甚至三层 GEM 电极组成,达到级联放大,见图 1.3(a)。GEM 膜是一层 Kapton 聚酯绝缘膜,见图 1.3(b),该聚酯膜两面均附有约为 $5\sim 15\mu\text{m}$ 厚的铜箔。该聚酯膜上用化学蚀刻方法将其制成许多等间距的微孔,微孔的直径为 $90\mu\text{m}$,孔间距为 $140\sim 200\mu\text{m}$,两边铜箔上微孔的直径为约 $120\mu\text{m}$ [5]。

GEM 工作时,在漂移电极、GEM 上下铜层和 PCB 读出电极上分别加上不同的电压(电压依次升高),通常漂移电极加负高压,PCB 接零电位。粒子在漂移区产生原初电离,在电场作用下向下漂移,部分电子进入 GEM 微孔通道,当两边铜箔上加上一一定的电势差,由于两铜箔之间的距离很小,孔的直径也很小,会在孔内形成非常强的电场,当电子通过这些微孔时,在孔内发生雪崩,产生大量的电子与离子对,电子在收集区的电场作用下继续向下漂移,最后被 PCB 收集读出信号。

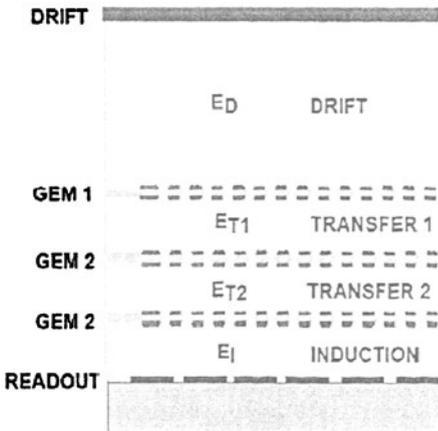


图 1.3(a)三级 GEM 探测器结构示意图

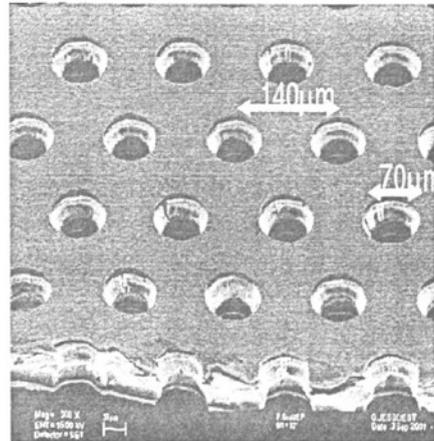


图 1.3(b) GEM 膜结构参数示意图

1.2 Micromegas 结构

Micromegas (MICRO MESH Gaseous Structure) 探测器是上世纪末九十年代中在法国 Saclay 发展起来一种气体探测器[6]。由漂移区, 雪崩区以及隔开两区的雪崩极丝网组成, 示意图可详见图 1.4。漂移区的电场小于 1kV/cm , 当 X 射线或带电粒子在漂移区内产生原初电离后, 电子在漂移电场的作用下向雪崩极丝网漂移, 穿过丝网的电子进入雪崩区, 由于阴极和阳极条的间距极小, 只有 $100\mu\text{m}$ 量级, 较小的电压差就会在雪崩区产生较高电场, 可达 $\sim 100\text{kV/cm}$, 电子在雪崩区产生雪崩, 在接地的阳极感应出信号, 通过前端电子学读出。

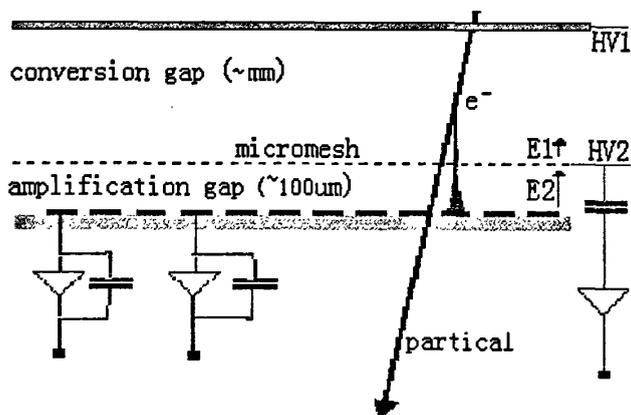


图 1.4 Micromegas 结构示意图

1.3 Miromegas 制作工艺

Micromegas 的研制工艺从最开始的完全微观精细制作到组合式, 再发展到现在国际上流行的“bulk”技术这三个阶段:

最初的工艺中雪崩极丝网采用的是完全蚀刻的技术[6,7], 该工艺的主要特点是: 雪崩极丝网采用完全光学刻蚀的方法得到, 采用的材料是金属镍, 可以得到很薄的丝网, 可达到 $3\sim 5\mu\text{m}$, 该工艺主要的缺点是: 由于丝网是光刻工艺生产而且很薄, 所以成本较高、不易大面积研制, 生产。

进一步的工艺是使用编织丝网代替蚀刻网格, 不过采用的是雪崩区隔开柱子和编织网组合的技术[8]。

现在国际上研制 Micromegas 较为普遍的工艺是“bulk”工艺, 该工艺首先由 Saclay 在 2006 年研制成功, 主要生产工艺见图 1.5, 该工艺具体的步骤是[9]:

1. 在读出印刷线路板 (PCB) 上涂上光刻胶, 该光刻胶的厚度决定了 Micromegas 雪崩区的间隙。

2. 然后平整放上金属编织丝网。
3. 在丝网上面再涂上一层光刻胶。
4. 使用固定的支撑柱模板曝光，经显影、定影等工序，只留下支撑用的小柱子，一般柱子的直径是 $300\mu\text{m}$ ，柱子的间隙为 2mm 。
5. 最后装配上漂移极，即可得到完整的 Micromegas。

该工艺使用了成本低廉的编织丝网，而且编织丝网具有优越的机械性能，较容易购买的优点，所以适合制作大面积的 Micromegas。

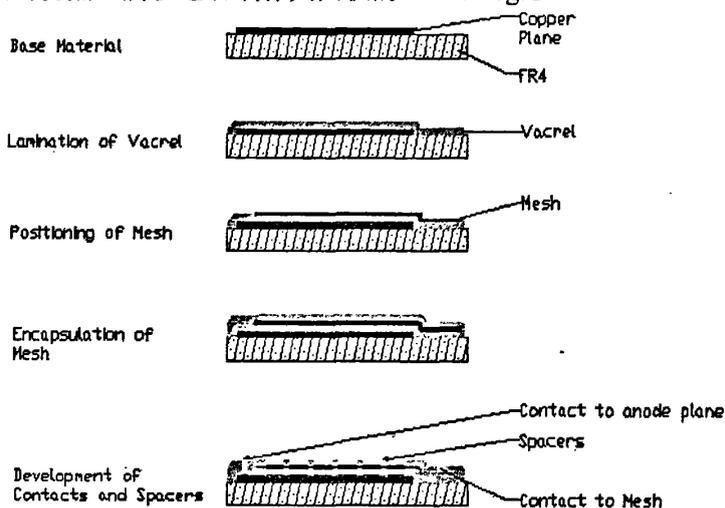


图 1.5 制作 Micromegas 的“bulk”工艺

1.4 Micromegas 性能优点

Micromegas 的优点如下：

- 较高的计数率，雪崩区附近的电场线分布见图 1.6 所示[10]，在雪崩过程中产生的离子沿着电场线被雪崩极丝网收集，离子可以较快的被汇聚、收集，这样可以尽量减少空间电荷效应。计数能力可达到 $10^8 \text{ mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 。
- 较好的空间分辨，使用较低横向扩散系数的气体和窄气隙可以尽量的改善空间分辨，Micromegas 的空间分辨可好于 $100\mu\text{m}$ 。
- 耐辐照，成本低廉。

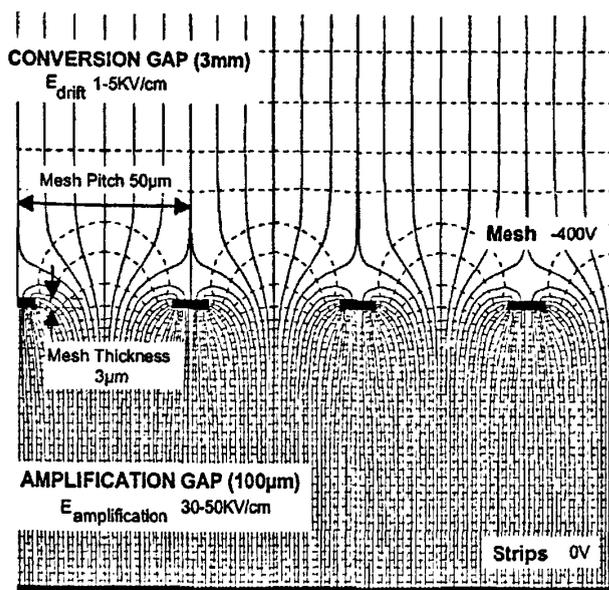


图 1.6 Micromegas 电场线的“漏斗”结构

表 1.1 所示为国际上 Micromegas 较好的性能指标:

表 1.1 Micromegas 性能指标

空间分辨率	12 μ m (rms)[11]
时间分辨率	0.2ns(rms)[12]
能量分辨率 (5.9keV)	11%(FWHM)[13]
快信号的上升时间	<1ns[10]
信噪比 (M.I.P)	>100[14]

正是 Micromegas 的以上优点, 使其被广泛应用于高能物理领域(在 COMPASS 实验的径迹探测, n_TOF, NA48, TESLA)[15], 无加速器物理(CAST, HELLZ), 以及医学应用(X-射线成像)。

第2章 Micromegas 的3D模拟

2.1 3D 模型建立

2.1.1 Maxwell 软件简介

Maxwell 是由 Ansoft 公司研发的用于计算三维电磁设计的软件。该软件特点是向导式的用户界面，精度驱动的自适应剖分技术，强大的后处理器。可以分析涡流，集肤效应和邻近效应具有不可忽视作用的系统，得到电机、母线、变压器、线圈等电磁部件的整体特性。可计算功率损耗、线圈损耗、某一频率下的阻抗、力、转矩、电感、储能等参数[16]。

Maxwell 使用的算法是有限元法，该方法是当前应用最广泛的数值解析法。具有通用性强，使用范围广等优点。有限元方法的计算精度取决于剖分单元的大小与单元的分布，单元数量越多计算精度越高。

2.1.2 有限元方法

有限元方法是以变分原理和近似插值离散为基础的一种计算方法，该方法首先利用变分原理把所求解的边值问题转化为相应的变分问题，也就是泛函极值问题，然后利用对场域的网格剖分离散和在单元上对场函数的插值近似，将变分问题转化为普通多元函数的极值问题，最终归结为一个代数方程组，解之即得待求边值问题的数值解。

对于计算静电场问题的泊松方程：

$$-\varepsilon \nabla^2 \varphi = \rho \quad (2.1)$$

在场域为 Ω 时，它的等价泛函为：

$$I(\varphi) = \iiint_{\Omega} \frac{\varepsilon}{2} |\nabla \varphi|^2 d\Omega - \iiint_{\Omega} \varphi \rho d\Omega \quad (2.2)$$

即使得该泛函取得极值的函数必满足方程 (2.1)。因此求解方程 (2.1) 的问题转化成求解式 (2.2) 所示的泛函极值问题。

若将场域 Ω 离散化，即划分为许多个小单元，且在每个单元内将电位的分布近似看作是线性变化的，即单元内各点的电位由该单元各顶点电位线性表示，由此，式 (2.2) 中对场域 Ω 的积分可以变为在单个单元上的积分之和，而在各单元上的积分由于给出了电位函数的近似表达式，则相关积分可以求出，从而式 (2.2) 可以变为一个无需积分可得一个多元函数，即

$$I(\varphi) = \sum_{e=1}^m \iiint_{\Omega} \frac{\varepsilon}{2} |\nabla \varphi|^2 d\Omega - \sum_{e=1}^m \iiint_{\Omega} \varphi \rho d\Omega = [\varphi]^T [S][\varphi] - [\varphi]^T [G] \quad (2.3)$$

其中 S 、 G 为已知系数矩阵。为使函数 $I(\varphi)$ 取得极值，即求出式(2.2)所示的泛函的变分问题，仅需使得式(2.3)所示的多元函数对每个自变量的导数为零，即 $\partial I / \partial \varphi_i = 0 (i=1, 2, \dots, n)$ ，从而可得到一个以单元节点上电位为未知量的方程组，其矩阵形式为：

$$[K][\varphi] = [G] \quad (2.4)$$

求解该代数方程组，即可得到各节点的电位值，进而可以通过节点电位求得单元的电场强度。这就是有限元法的理论基础。

实现有限元方法包括以下几个主要步骤：找出与边值问题对应的泛函及其等价变分问题，将连续场域离散成网格单元（即网格剖分），在单元上将未知的连续函数近似表示为一个已知函数（如线性或二次函数），求泛函的极值，形成有限元方程组，求解方程组，结果显示和求解其它场量。

2.1.3 Micromegas 3D 模型

Micromegas 具体模型参数，材料的选择，与实验一致。考虑到我们实验用的丝网是编织丝网，因此在模型的选择上尽量一致的近似，选用圆柱形模拟编织丝网的金属线，如图 2.1(a)，放大的雪崩极单元见如图 2.1(b)，该雪崩极具体参数参照电镜扫描的结果，模拟 500 目斜纹丝网，一个单元是 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ，采用直径为 $22 \mu\text{m}$ ，雪崩区的大小为 $120 \mu\text{m}$ ，漂移区的大小为 2.55mm 。根据实验 PCB 铜膜厚度，感应信号条厚度是 $10 \mu\text{m}$ 。

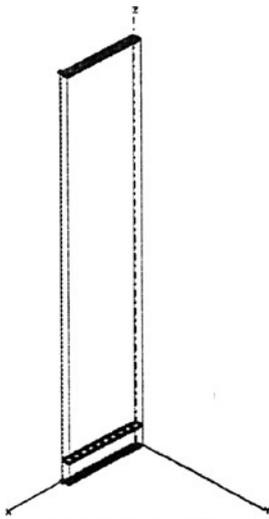


图 2.1 (a) Micromegas 3D 模拟

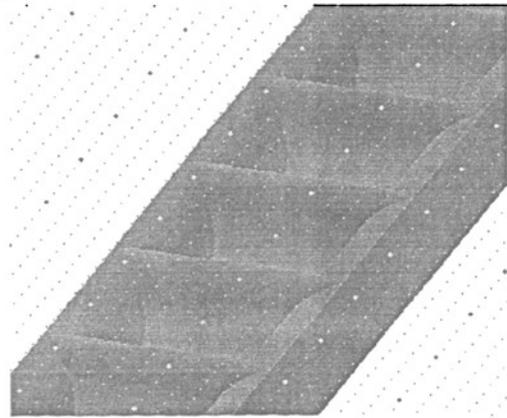


图 2.1 (b) 雪崩极丝网放大图，采用圆柱形蚀刻模型

在材料的选择上,空间填充为真空,漂移极、雪崩极为不锈钢,阳极读出为铜。漂移极和雪崩极电压的大小设置由实验决定。

由于实验中整个区域较大,而在模拟时选取如此大区域的电场计算是较耗时间的,而且在后续 Garfield 的数据导入过程中,也会有数据量过大的问题,所以在 Maxwell 的区域选取上,选取的边界是丝网的中间位置,在边界条件的选择上,采用四个侧面电场线相切,这样所产生的电场,后进行周期性重复,与实验大面积的电场分布是一致的。

在设定求解选项 (Setup Solution) 时,操作界面如图 2.2,通过设置网格剖分、方程求解精度和求解方法,Ansoft 具有网格自适应功能,自适应技术可以实现网格单元的合理分布,从而可以提高计算精度。自适应网格细分是一个迭代过程,程序先生成一个单元较少的初始网格,计算场量,根据场量分布细分一些区域的网格,然后再计算场,依次循环。该部分的具体内容如下:

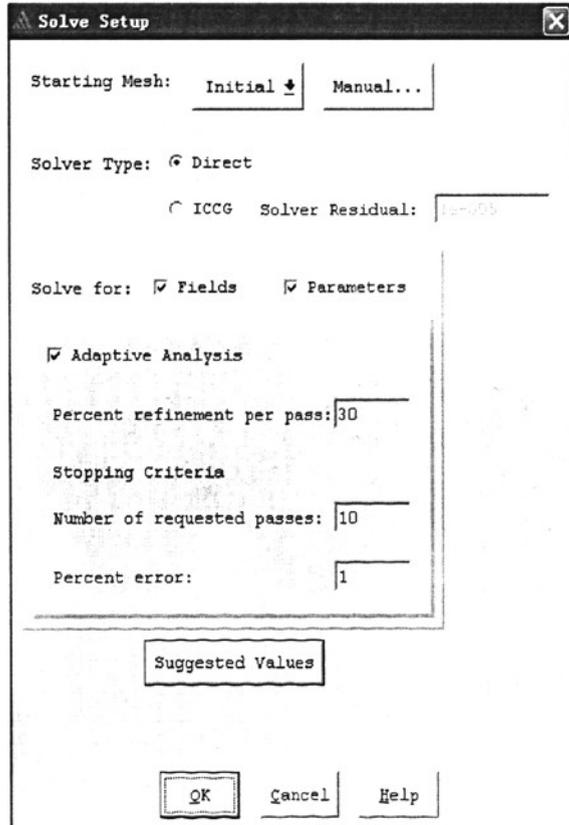


图 2.2. Maxwell 软件中设定求解选项界面

1. Starting Mesh: 自适应迭代过程的起始网格。该选项的第一部分为设置迭代过

程是从初始网格开始(Initial), 还是从已经迭代计算过的当前网格开始(Current)。很显然, 设置为 Current 是在上次已计算结果的基础上继续迭代, 这样可以节省时间。在迭代过程中用户可以终止计算, 程序将保存当前结果, 亦可以得到计算结果。该选项的第二部分为人工网格处理(Manual Mesh), 点击该项后进入网格处理界面, 其中最常用的功能是网格细分(Refine), 利用该命令可以实现点(Point)、面(Area)、物体(Object)的网格细分。

2. Solver Residual: 方程求解器余量误差控制, 一般利用默认值 $1e-5$ 即可。
3. Solve for: 求解目的。计算 Fields, 计算参数 Parameters (上一步设定求解参数时所设定的内容, 如电容, 电感, 电阻, 力, 力矩等)。
4. 是否要利用自适应技术, 若是则选中 Adaptive Analysis。然后要设定每步细分百分数或每步约增加的单元百分数(Percent refinement per pass), 一般设定 30% 为宜; 设定自适应迭代终止判据或控制参量(Stopping Criterion), 要求的总步数(Number of required passes)和误差百分数(Percent error)。该误差只是相邻两次迭代的总能量计算误差, 并不表示场量计算误差。一般应设定一个较大的数值(如 0.01), 然后由迭代次数控制终止, 因次数和误差只要一个条件满足程序就会停止。步数越多所需要计算时间越长。在计算 Micromegas 电场时, 步长为 20, 能量误差百分比为 0.01%。
5. 在完成求解后, 点击 Post Process 进入结果输出图形显示和分析界面, $V_{amp}=-360V$, $V_{drift}=-372V$ 。Micromegas 雪崩区附近电场强度见图 2.3, 在丝网附近的电场要远大于其他地方的均匀场。

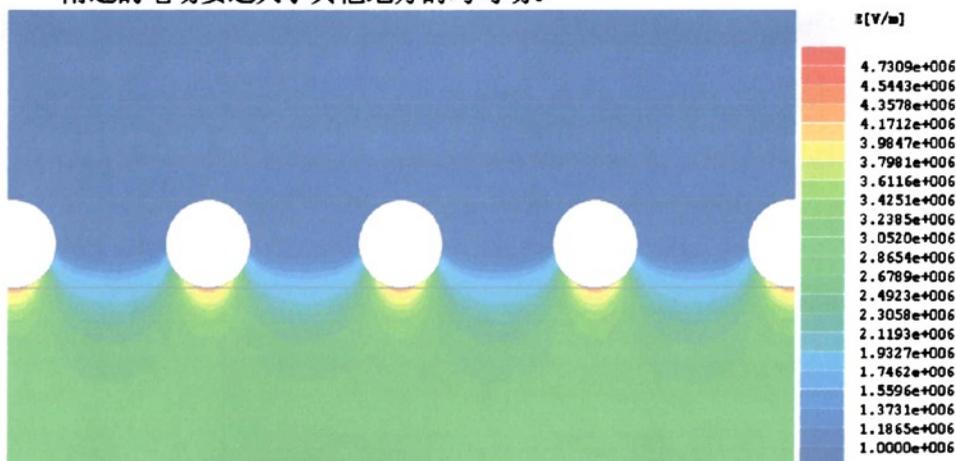


图 2.3 Micromegas 雪崩区附近电场强度图, $V_{amp}=-360V$, $V_{drift}=-372V$

考虑到后续 Garfield 软件的数据导入过程, 这里详细介绍这些文件产生过程 [17]:

- (1). 提供具体细分网格信息的文件包括: “.hyd”和“.pnt”文件, 如果在具体 Garfield

模拟中还需要考虑“delete-background”，那么也应该包括“.shd”文件，这些文件在完成求解后自动生成。

(2). 反映电场电压数值的文件，具体产生过程是：在“Post Process”菜单中，选择“Nominal Problem”，在“Data”菜单中，选择“Calculator”，在“Input”列中，选择“Qty”选项，然后选择“phi”，然后在“Output”列中，选择“Write”把电压数据文件写至目录文件，为标识方便，命名为“V.reg”，用同样的步骤生成表示电场强度 E，电位移矢量 D 的文件，分别用“E.reg”和“D.reg”表示。

(3). 如果要考虑感应信号的模拟计算，需考虑权场 (weighting field)。在 Maxwell 软件中，由权场的定义可知具体的生成步骤是：把需要考虑的电极的电势设为 1V，其他电极的电压设为 0V，然后计算电场，生成表示电场强度 E 的文件，命名为“Weighting.reg”。由于 Garfield 软件计算感应电流时，使用权场的网格切分直接采用的是计算以前电场的“mesh”结构文件，所以必须要保证最后网格数与之前电场的计算一致。

2.2 Garfield 气体探测器模拟软件介绍与安装

Garfield 软件是由 CERN 的 Rob Veenhof 开发的一种详细模拟二维和三维气体探测器模拟程序，该程序软件和 3D 的电场计算软件如：Ansys, Maxwell, Tosca, QuickField 和 FEMLAB 兼容，并可正确读取这些电场计算数据结果。

在 <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/files/> 上可查到 Garfield 的安装文件与源代码，下面详细介绍 Garfield 的安装：

从 <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/files/> 下载 garfield-9 的可执行文件 (Linux 操作平台下)，该文件版本会实时更新。把下载得到的压缩文件解压缩得到文件名为“garfield-9”文件，首先把该文件放至高能组的 pcfarm Linux 操作平台下，用“mv”命令重新命名为“garfield-9.gz”，然后用“gunzip”命令再次解压缩文件，可得到文件名为“garfield-9”的文件，最后使用“chmod”命令改变该文件的属性，改为可执行文件。

2.3 电场模拟

电场分布可以很好地了解 Micromegas 工作原理和性能。图 2.4 是用 Garfield 软件计算的二维电场分布示意图，图中漂移极的高压是 -630V，雪崩极的高压是 -560V。漂移区是 3mm，雪崩区是 100 μ m。漂移区的电场像漏斗一样在网孔中汇聚，并延伸到雪崩区，终止在阳极，而雪崩区的电场线绝大部分终止在金属丝网，只有少部分电场线穿过雪崩极，进入漂移区，由于在雪崩区产生的离子沿着电场

线运动,有少部分离子就会进入漂移区,这就是离子的 backflow 效应,该效应会改变漂移区的电场分布并影响最高计数率,在 Micromegas 作为 TPC 时应尽量减少该效应,有实验表明 backflow 离子比例等于雪崩区与漂移区的电场比[18]。由图 2.5 可见,电场在漂移区和雪崩区的区域基本上是均匀分布的,电场的突变集中在雪崩极附近。

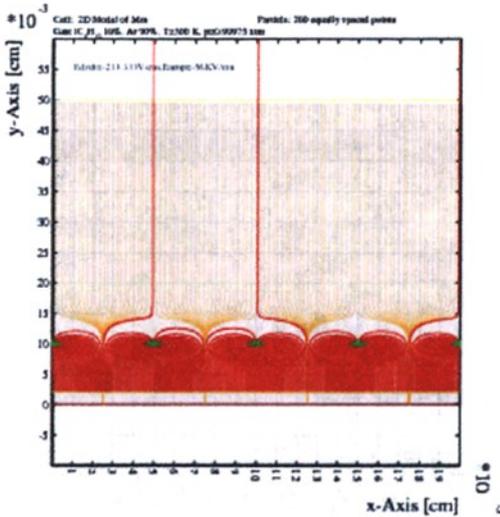


图 2.4 雪崩区电场与漂移区电场之比为 240 时的电场分布,漂移区红线表示离子 backflow 效应

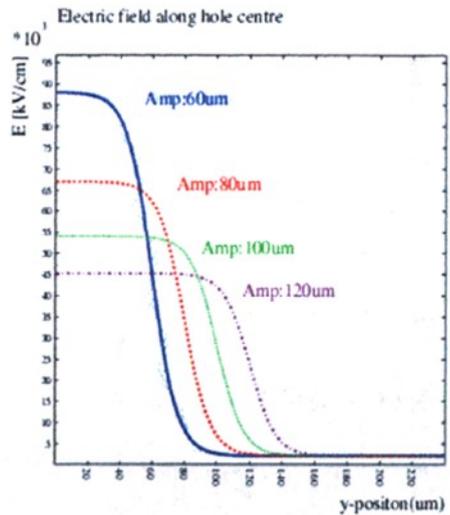


图 2.5 不同雪崩区间隙下,相同的雪崩极和漂移极电压产生的电场强度随 Z 方向的变化, $V_{amp} = -560V, V_{drift} = -1160V$

2.4 气体参数的模拟

在 pcfarm Linux 操作平台上使用 Garfield 内嵌的 Magboltz 程序计算气体参数程序, Magboltz 程序由 Stephen Biagi 开发,主要通过数值积分在混合气体中 Boltzmann 输运方程,可求解电子漂移速度、汤生系数、吸附系数、扩散系数等气体参数,也可得到在磁场中的 Lorentz 角[19]。为了得到详细的漂移速度之类的微观参数, Magboltz 需要有每种研究气体的微观属性,这些属性中最主要的是散射截面,它可以衡量碰撞几率,每次碰撞的几率等系数。图 2.6 和图 2.7 反映了 Argon 和 Isobutane 气体在不同分子能级下作用截面和随机入射电子能量的变化关系。实验主要使用的是 Argon 和 Isobutane 混合气体,模拟工作均在该混合气体成分下进行。

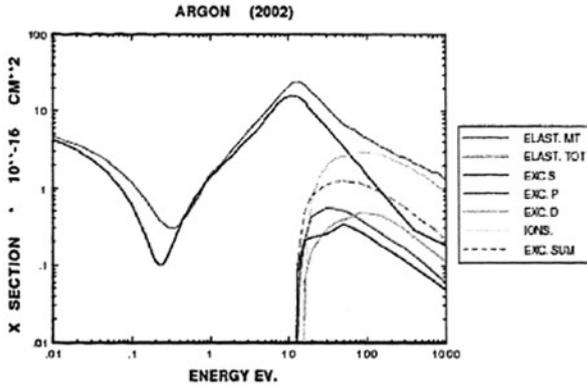


图 2.6 作用截面随入射电子能量变化

图 2.8 中显示不同气体成分下漂移速度随电场强度的变化，在 $0.5\sim 0.8\text{kV/cm/atm}$ 的电场区间有一个小峰，这是 Ramsauer 效应造成的：速度较慢的电子在 Ar, Kr, Xe 等气体中运动时，由于电子的波长与气体分子的电子壳层大小可相比较，从而在两者之间发生复杂的量子力学过程，当电子的动能一个定值附近时（其中 Xe 中为在 0.7eV ），电子与气体原子之间碰撞几率会降低到一个极小值，如图 2.6 所示，这时电子主要受到电场作用，从电场中得到能量，从而提高了运动速度[20]。

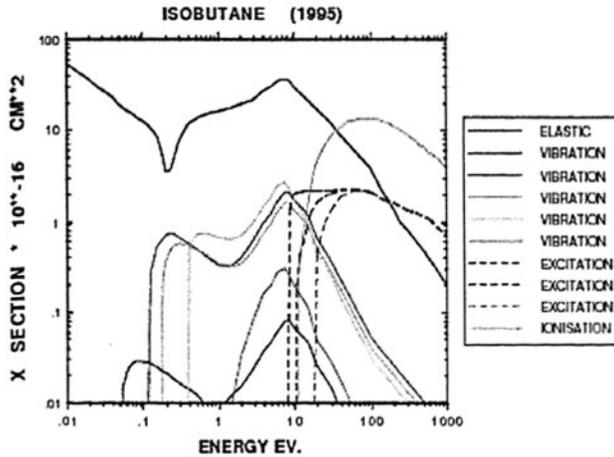


图 2.7 作用截面随入射电子能量变化

Ramsauer 效应引起的在 $0.5\sim 0.8\text{kV/cm/atm}$ 附近的电场下的极大值，这使 Micromegas 作为 TPC 很好选择[21]，Micromegas 的漂移区电场强度在该电场区域，微小的电场对于漂移速度的影响很小，可保证漂移时间 t 与 z 方向的运动距离成正比。

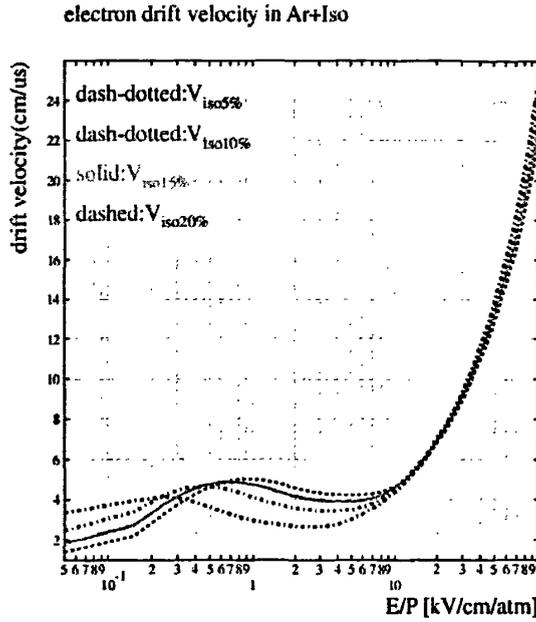


图 2.8 不同气体成份下漂移速度随电场强度的变化

图 2.9 反映了 Ar90%+Iso10%混合气体中扩散系数与电场的变化关系，由公式 $\sigma_z = C_{DL} * \sqrt{z}$ 可决定 Z 方向的分辨率， C_{DL} 表示纵向扩散系数。由公式 $\sigma_t = C_{DT} * \sqrt{z}$ 可影响空间分辨能力的下限， C_{DT} 表示横向扩散系数。由图 2.9 可知在 Argon 和 Isobutane 混合气体中雪崩区电场强度区间，其横向扩散较小，为 Micromegas 较好的空间分辨能力提供了基础[22]。

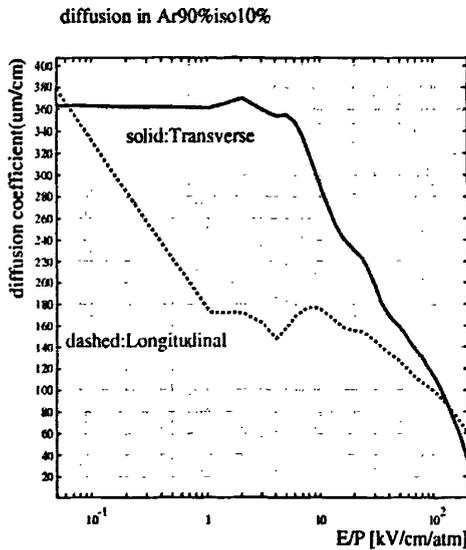


图 2.9 在 Ar90%+Iso10%混合气体中，扩散系数随电场强度变化

由图 2.10 可知, 随着 Isobutane 比例的降低, 汤生系数逐渐增加, 这是由于在较少的 Isobutane 时电子分布的平均能量会增加, 进而提高进一步电离电子的数目。还可得知在雪崩区电场区间吸附作用与汤生系数相比很小, 基本上不用考虑吸附作用。

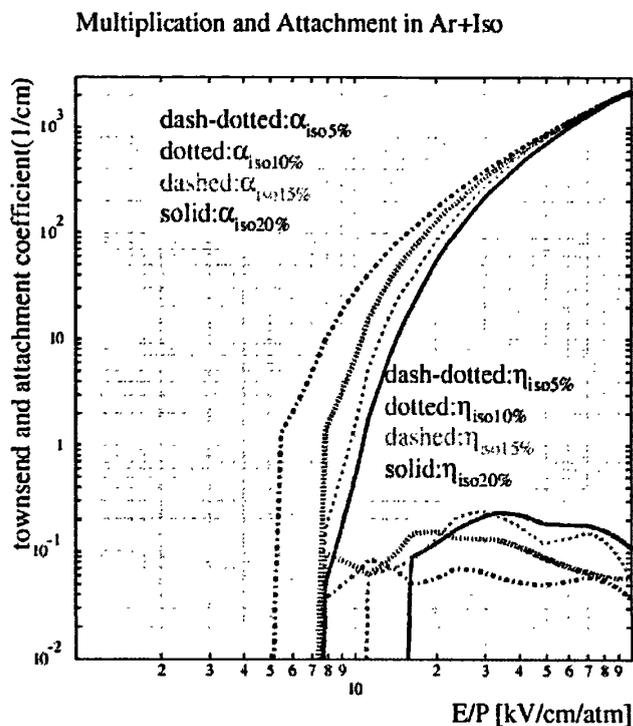


图 2.10 不同气体成分下, 吸附系数与汤生系数随电场的变化

2.5 原初电离模拟

Garfield 内嵌 HEED 软件包由 CERN 的 Igor Smirnov 开发, 同时考虑俄歇电子和多重散射, 可以详细计算带电粒子在气体中的能量沉积, 可计算不同粒子入射的以下几个量: (1) 每厘米产生 cluster (簇团) 数。(2) cluster 大小分布。(3) Auger 电子的射程与散射[23]。

2.5.1 cluster 分析

入射带电粒子气体中在发生原初电离时, 产生一串的 cluster, 一般一个 cluster 含有多个电子和离子, 研究该过程的细节有助于我们正确理解带电粒子在 Micromegas 的运动和信号的产生。

图 2.11 显示了 4GeV μ 子在原初电离过程中产生的 cluster 数和每个 cluster

数中的电子离子对数的分布。由图可见 μ 子在电离过程中的 cluster 数基本服从高斯分布，而每个 cluster 产生电子离子数基本上为 1，也有可能大于 1。

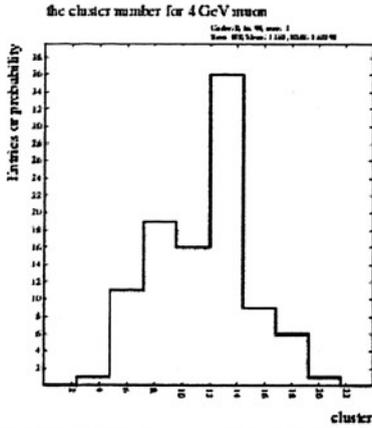


图 2.11(a) 4GeV μ 子原初电离 cluster 数

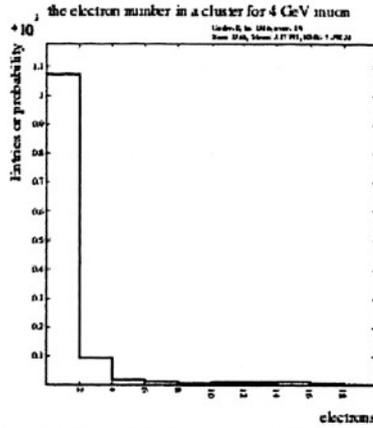


图 2.11(b) 4GeV μ 子 cluster 中的电子数的分布

2.5.2 原初电离电子漂移扩散

当原初电子在漂移区产生以后，在电场的作用下沿电场纵向漂移，同时在气体中有横向扩散，在到达阳极读出时，会有一些分布。图 2.12(a)表示的是，在 Argon90%+Isobutane10%的混合气体中，漂移极电压为-510V，雪崩极电压为-490V，在距离雪崩极 2.4mm 产生的电子到达阳极的时间分布，漂移时间为 $0.08\mu\text{s}$ ，漂移误差 δ 为 $0.0057\mu\text{s}$ 。图 2.12(b)表示在该模拟条件下，产生的横向扩散 δ 为 $179\mu\text{m}$ ，该扩散系数可反映出空间分辨的下限。

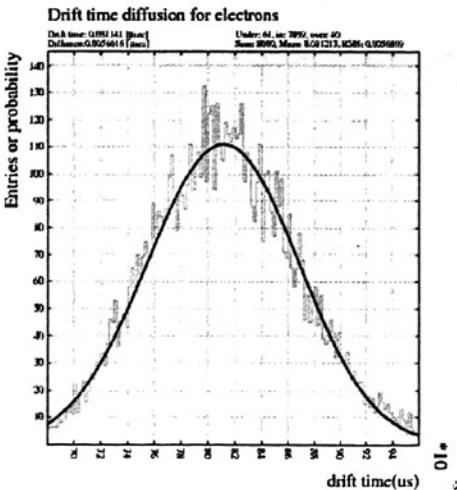


图 2.12(a) 电子在 Ar90%iso10%气体中的纵向漂移时间，距雪崩极 2.4mm

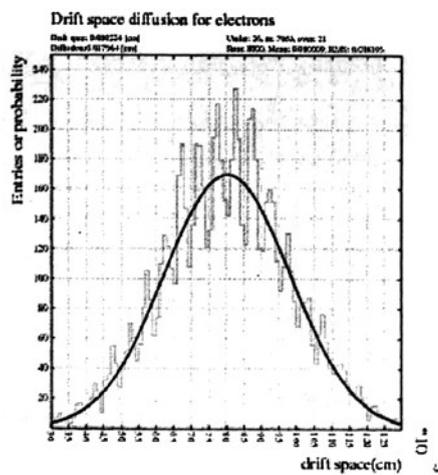


图 2.12(b) 电子在该气体中的横向扩散，可以反映位置分辨

2.5.3 原初电离数

我们研究了 5.9keV 光子原初电离数目,同时也考察了 4GeV μ 子原初电离数目。如图 2.13(a) 所示: 5.9keV 光子全能峰对应的原初电离数, 逃逸峰对应的原初电离数分别是 229 与 108, 两者之比是比例是 2.1, 这与理论计算值 2 基本符合。正常情况下, 光子与 Ar 原子 K 壳层电子光电吸收发生光电效应。此时 Ar 原子处于激发态, 这种激发态是不稳定的, 要退激发到较低的能态。此时有两种相互竞争的机制可能发生: 一种是发射 X 射线, 另一种是发生俄歇效应。Ar 原子 L 壳层的电子填充 K 壳层留下的空位, 两个壳层的结合能之差就是跃迁时释放的特征 X 射线的能量, 这能量将以特征 X 射线形式释放出来, 若 X 射线逃出探测器没有被记录, 测到的就是逃逸峰。俄歇效应是 Ar 原子 L 壳层的电子填充 K 壳层的空穴, 多余的能量再在 L 壳层上打出电子, 该电子就称为 Auger 电子。

由模拟可知: μ 子在 3mm 气隙的沉积能量要远远小于 5.9keV, 如图 2.13(b), 原初电离符合朗道分布, 峰值为 14, 远小于 X 射线全能峰的 229。所以在相同测试条件下, 所加的雪崩极与漂移极电压固定, X 射线的信号幅度要远大于宇宙线 μ 子的信号幅度。

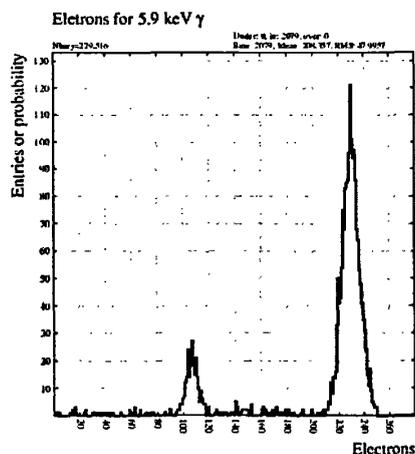


图 2.13(a) 5.9keV 光子在 Ar90%+Iso10%中的原初电离电子离子对数分布

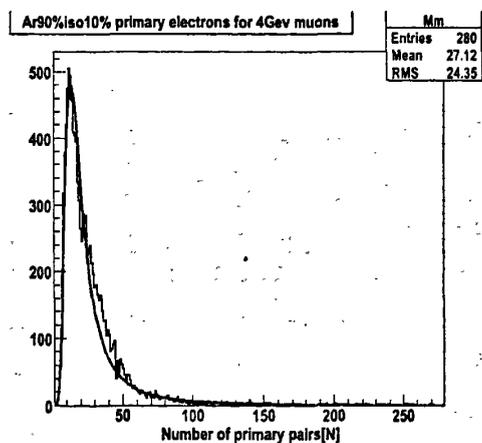


图 2.13(b) 4GeV μ 子在 Ar90%+Iso10%中的原初电离电子离子对数分布

2.6 原初电子透过率

在漂移区产生的原初电子在漂移区的电场作用下漂移, 穿过雪崩极的丝网, 进入雪崩区, 3 维的电子漂移示意图见图 2.14。影响最后信号大小的有雪崩极电

压和漂移极电压，不同的雪崩区电场与漂移区电场之比会改变电场分布[6]。

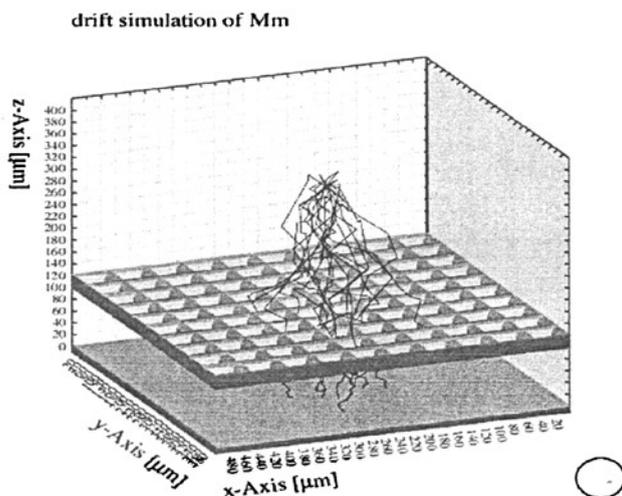


图 2.14 3D Micromegas 模型中，原初电子在漂移区的漂移

如图 2.15 (a)当雪崩区与漂移区电场比例比较大(比例为 187)时，漂移区电场的汇聚作用很明显：电场线在网眼处形成汇聚，集中进入雪崩区。从雪崩区的电场分布可知：雪崩产生的离子在电场作用下，汇集在丝网底部或网眼的边缘。而如图 2.15(b)所示，当电场比例比较小(比例为 21)时，漂移区电场线有部分终止在雪崩极丝网上，并没有完全进入雪崩区，这样会减少漂移区电子进入雪崩区的几率。同时由雪崩极出发的电场线也有较多进入漂移区，这反映出较严重的离子 backflow 效应。

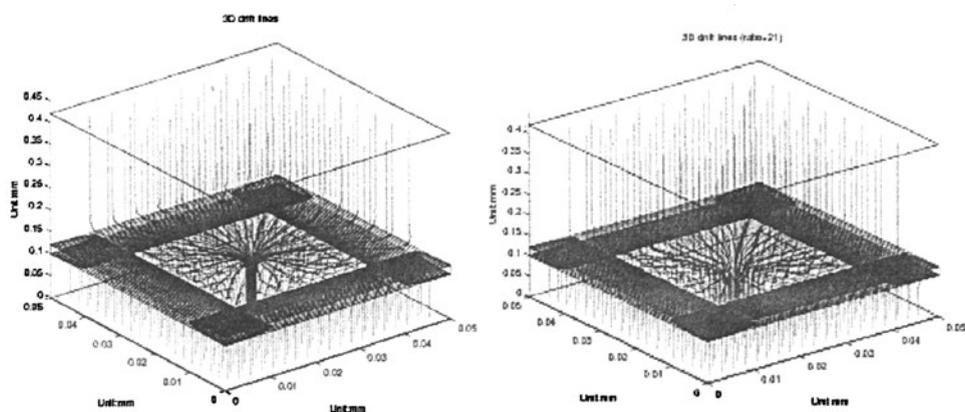


图 2.15(a)电场比为 187 时的 3 维电力线分布 图 2.15 (b) 电场比为 21 时的 3 维电力线分布
为研究不同规格的丝网对透过率的影响，我们建立 Maxwell 3D 立方体模型，

改变了丝网厚度与网孔规格，在 Garfield Monte Carlo 模拟中电子的起点随机分布在高于雪崩极 150~250 μm 的地方，在电场作用下做电子漂移，跟踪电子径迹，记录进入雪崩区的电子数，再计算进入雪崩区电子数与起始电子数目之比，可得到物理模拟的透过率。

在 Garfield 模拟中，我们使用 microscopic 方法，microscopic 方法相当于在分子水平的 Monte Carlo 方法，Monte Carlo 方法具体的模拟步骤是[17]：

1. 在一定的漂移速度和时间幅度，计算步长，并假设在这步长中运动速度是不变的。
2. 在起点计算纵向和横向扩散系数，考虑步长的平方根，也假定扩散系数是不变的。
3. 生成扩散步长：a 参数表示在电子漂移速度方向的纵向扩散，b 参数表示横向扩散，c 表示高斯分布的不确定度。
4. 根据速度和扩散产生的随机步数，定出位置。

如此循环，直到达到以下条件：

- a. 粒子到达最近的电极。
- b. 迭代的步数达到所允许的最大值
- c. 漂移速度为零。

在与气体分子碰撞过程之间，电子沿着真空轨迹运动，根据电子的能量可得到平均自由程，电子碰撞间的路径长度符合该自由程的指数分布。该方法较依赖于 Magboltz 过程并给出与 Magboltz 数据一致的结果。

每一步碰撞都可以归为以下几种状态之一：

1. 弹性碰撞：能量即没有增加也没有减少。
2. 非弹性碰撞：电子激发气体分子，在该过程中损失能量。
3. 超-弹性碰撞：电子获得能量。
4. 吸附：电子在吸附作用下消失。
5. 电离：另一个电子的产生。

至于发生何种作用由该作用截面决定，Magboltz 软件包括每种作用的作用截面数据。

在具体模拟中，我们采用 50 \times 50 μm^2 单元 500 目（长度为 25.4mm 丝网中有 500 个单元）和 60 \times 60 μm^2 单元 423 目的丝网作对比，模拟结果见图 2.16(a)和(b)，其中 H 表示丝网立方网孔边长，T 表示丝网厚度，单位是 μm ，Optical 表示在该规格丝网的光学透过率。由模拟结果可知：对相同目数规格丝网，当丝径越小时，进入坪区越早，并且坪区的透过率越大，而丝网在较大厚度时透过率会明显下降，对 423 目丝网，30 μm 厚度的丝网电子透过率甚至只与光学透过率相当。这是由

于更多电子经过扩散漂移落在丝网的侧面，被丝网吸收，没有进入雪崩区。这就是在制作工艺中为什么要用滚轮辗过丝网以增加丝网的电子透过率的原因[9]。

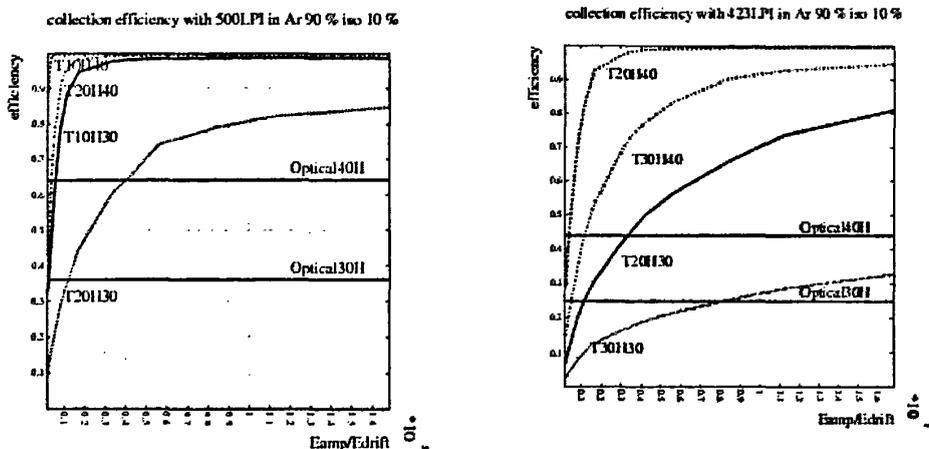


图 2.16 (a) 500 目 $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ 单元丝网中电子透过率随雪崩区与漂移区电场的变化
 图 2.16(b) 423 目 $60 \times 60 \mu\text{m}^2$ 单元丝网中电子透过率随雪崩区与漂移区电场的变化

2.7 增益

在强电场中在给定时刻电子具有能量为 ϵ 的几率由适当的能量分布函数 $F(\epsilon)$ 给出。电子在漂移过程中在两次碰撞间的能量增加遵从统计涨落规律，当电子获得的能量超过第一激发电位时，电离碰撞就可能发生。在两次电离碰撞之间通过的平均距离称为平均电离自由程 λ ，平均电离自由程 λ 的倒数 α 称为第一汤生系数，表示一个电子在沿电场方向漂移 1cm 所产生的离子对数目。放大倍数 M 随雪崩区的大小 d 的变化可用(2.5)表示：

$$M = e^{\alpha d} \tag{2.5}$$

d 是两个平行电极之间的间隙大小，对于 α 的计算可以用 Rose-Korff 公式计算：

$$\alpha = pAe^{-Bp/E} \tag{2.6}$$

E 是电场大小， $E = V/d$ ， A, B 是由气体决定的参数，将(2.6)代入(2.5)得到：

$$M = e^{Ape^{-Bpd/V}} \tag{2.7}$$

通过对(2.7)的偏微分得到：

$$\frac{\delta M}{M} = \alpha d \left(1 - \frac{Bd}{V}\right) \frac{\delta d}{d} \tag{2.8}$$

在一个标准大气压情况下，当 $d = V/B$ 时放大倍数达到极大值，后随着 d 的增大 M 减少。

在 Garfield 模拟中, 我们使用 microscopic 方法模拟 Micromegas 增益特性, 具体过程是: 让一个电子从 3D 模型丝网网孔中心开始, 在雪崩区经过雪崩倍增到达阳极, 得到最后的雪崩电子数, 根据大量事例统计平均, 得到固定雪崩极电压下的增益。

我们模拟 Argon90%+Isobutane10%的混合气体中, 固定漂移极和雪崩极高压下, 不同的雪崩区间隙的增益变化, 由图 2.17 可知: 在雪崩区间隙厚度为 60~80 μm 时增益可达到最大。由式(2.7)计算得到的曲线中 A, B 的取值来自其他实验组 [24], 当 Micromegas 的雪崩区间隙, 雪崩极所加电压满足 M 取极大值该条件, 雪崩极与阳极间隙误差对增益的影响较小, 雪崩区间隙的机械误差对最后的增益影响较小, 可以得到较均匀的增益。

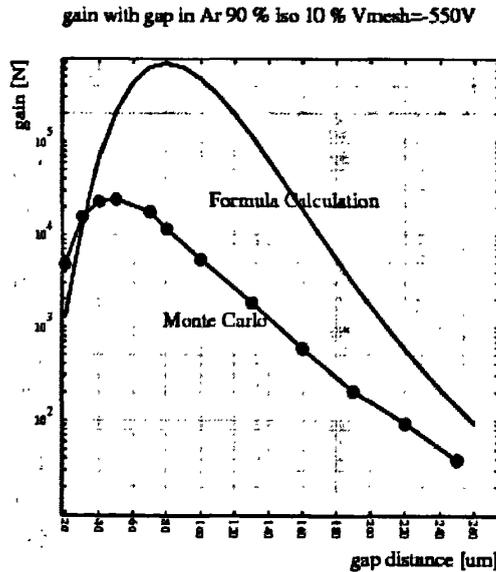


图 2.17 相同的高压设置下不同雪崩区间隙下的增益对比, 雪崩极高压是-550V, 混合气体是 Ar90%+Iso10%

2.8 感应信号

2.8.1 感应电流的模拟

雪崩区的电子和离子的漂移运动在信号条上感应出信号, 一个带电量为 q 的电荷产生的感应电流可使用 Ramo 公式[25]:

$$I_k = -q * \vec{V}(x) * \vec{E}_w(x) \quad (2.9)$$

$\vec{V}(x)$ 表示在电场中的电荷漂移速度, $\vec{E}_w(x)$ 是权场, 权场定义是: 要分析的

感应条电压为 1V，其他电极电压设为 0V 所产生的电场。

考虑到实验的需要，我们模拟了 5.9keV 光子产生感应电流过程：结果见图 2.18，模拟条件设置是：Argon90%+Isobutane10%的混合气体雪崩极电压为-490V，漂移极电压为-510V，其中深绿色曲线表示 5.9keV 光子产生的光电子运动轨迹，紫色线表示 Auger 电子的运动轨迹。这两种电子漂移过程中产生原初电离，在漂移区扩散（黄线表示），漂移至雪崩区，产生大量的电子—离子对，电子往阳极运动，在漂移区红线表示离子的 backflow 效应。

图 2.19(a)表示在上述情况下产生的感应信号，信号的前沿部分表示雪崩电子感应的信号，由于雪崩电子在强电场作用下，漂移速度较大。而离子的速度只有电子速度的 1/1000 左右，所以上升沿信号很慢，大约是 300ns。

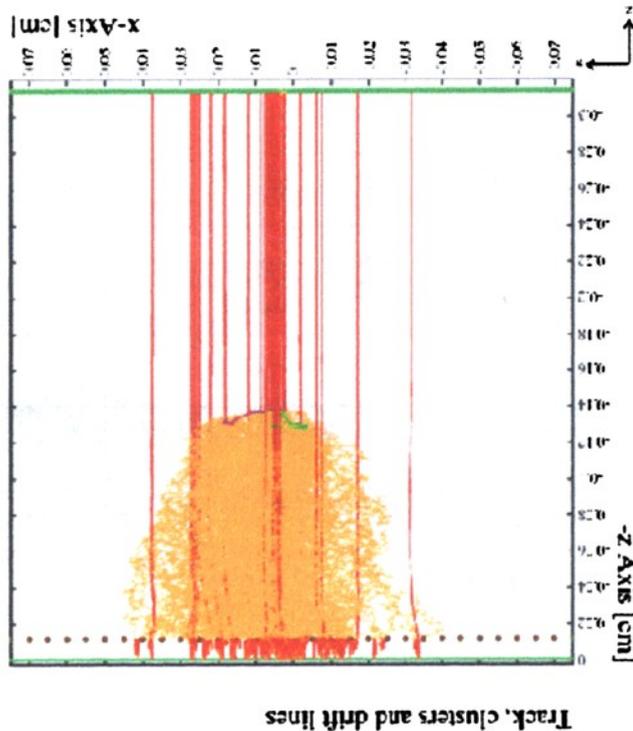


图 2.18 5.9 keV 在 3D 探测器产生电子雪崩的示意图，黄线表示电子的运动雪崩，红线表示在雪崩过程中离子的运动

图 2.19 (b) 表示了前沿信号的放大，在下降沿中，有不少的尖脉冲信号是由于在漂移区中原初电离不同 cluster 产生造成的。每个尖脉冲的时间大约只有 1ns 左右，由图 2.8 可知，Magboltz 得到在~50KV/cm 的电场强度下的漂移速度可达 120 μm /ns，两者是一致。而相邻的尖脉冲的时间间隔是 1ns 左右，是由于

在漂移区不同的 cluster 造成的。信号的下降时间是 20ns 左右，能量为 3keV 左右光电子和 Auger 电子在 μm 量级运动时间可以忽略，原初电子在 z 方向的分布路程大约是 $200\mu\text{m}$ (注：图中显示的是 xz 方向的投影)，而电子在漂移区的速度由图 2.8 得知大约是 $20\mu\text{m}/\text{ns}$ ，得到原初电离引起的误差约为 10ns，同时同一个位置产生的原初电子在漂移区也有扩散，见图 2.12(a)，扩散误差 δ 约为 6ns。结合这两者的误差可与信号模拟结果基本一致。

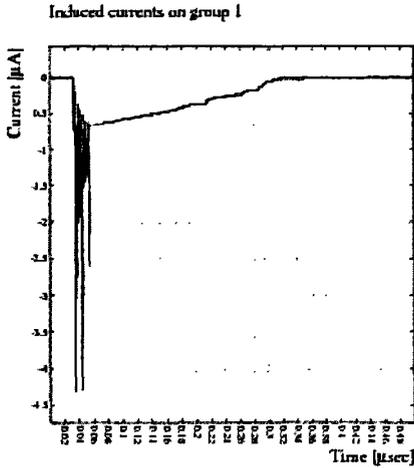


图 2.19(a) 5.9keV 光子产生的感应电流

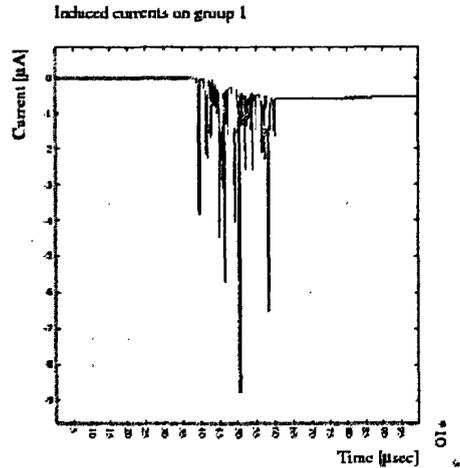


图 2.19(b) 前沿部分信号的放大

2.8.2 感应电流前放处理

由于从感应条输出的感应电流信号幅度过小，示波器很难直接观测到信号。实验中使用 ORTEC 的 142AH 电荷灵敏前置放大器。为方便与实验作对比，搭建了一个简单的电荷灵敏前置放大器，使用 TI 公司生产的 TLE2082 JFET 输入型运算放大器，Pspice 电路模拟图见图 2.20，TLE2082 JFET 输入型运放具有 10MHz 宽带宽的特点[26]，并且使用 1pF 的反馈电容，得到的电荷灵敏度为 $1\text{V}/\text{pC}$ ，与 142AH 的电荷灵敏度一致。模拟中的 R_d 对应实验的接地电阻 $10\text{M}\Omega$ 。

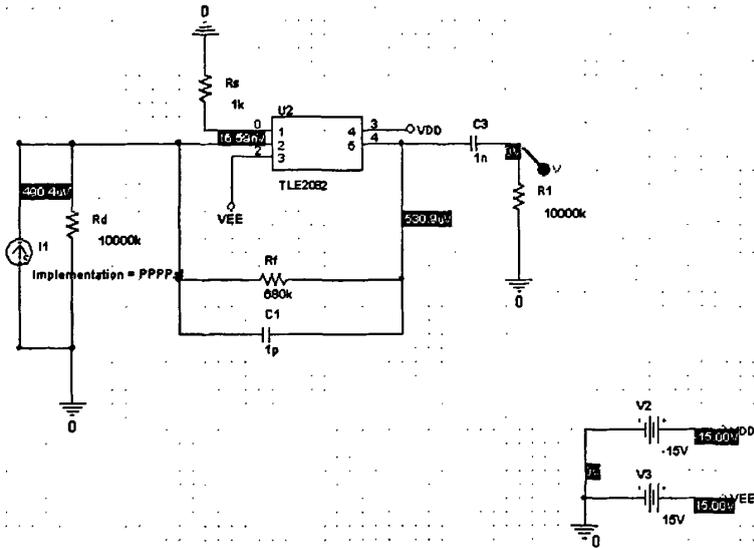


图 2.20 使用 TLE2082 JFET 运算放大器搭建的电荷灵敏放大器电路图

把 Garfield 得到的感应电流数据导入到 Pspice 中，作为激励源 i1，得到的信号如图 2.21(a)，幅度为 50mV 左右，信号的下降沿为 3 μ s。在相同的气体比例、漂移极，雪崩极电压设置下，示波器观测到的从 ORTEC 142AH 中输出的信号如图 2.21(b)，信号的幅度为 40mv 左右，这与模拟的基本一致，信号的下降沿为 400 μ s 左右，与模拟结果相差较大，这是由于两个放大器不同的时间常数造成的。

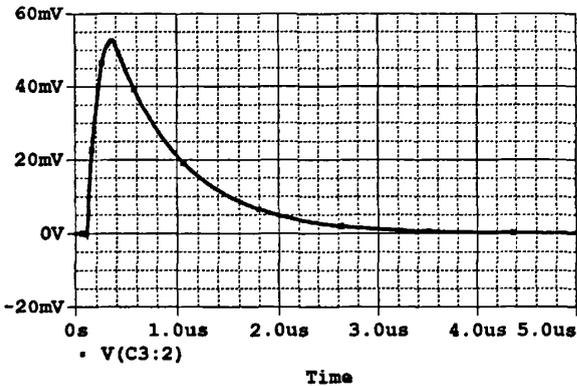


图 2.21(a) Pspice 模拟得到的信号

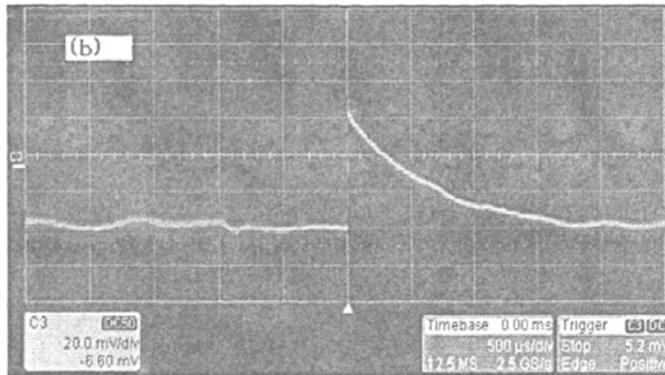


图 2.21(b) 在相同电压设置下，示波器观测到的信号

2.9 总结

在 Micromegas 三维模拟研究中主要做了以下工作：

- Maxwell 三维模型模拟研究中，采用了圆柱形模拟金属网丝，该模型更接近实验丝网，模拟的结果与实验符合的更好。

- 结合实验的气体参数分析，研究了气体漂移速度，通过气体扩散参数的模拟研究，给出了 Micromegas 空间分辨能力的下限：在 Argon90%+Isobutane10%的混合气体中，漂移极电压为-510V，雪崩极电压是-490V，仅考虑气体扩散空间分辨 δ 为 180 μm 。

- 通过 Micromegas 电场的计算分析，发现漂移区和雪崩区基本上都是均匀电场，电场的突变集中在雪崩极丝网附近，雪崩区电场远远强于漂移区。雪崩区电场线基本汇聚在雪崩极丝网上，雪崩产生的大量正离子沿电场线漂移到雪崩极丝网，被丝网吸收，所以 Micromegas 有较高的计数能力。

- 对 5.9keV 光子的原初电离模拟可以得到全能峰与逃逸峰之比为 2.1，与实验一致。

- 原初电子透过率的模拟主要研究了雪崩区与漂移区电场比对电子透过率的影响，模拟结果显示对 20 μm -30 μm 厚的丝网，雪崩区与漂移区电场比大于 200 时，电子透过率进入坪区。通过对 50 \times 50 μm^2 和 60 \times 60 μm^2 单元丝网正方体模型不同丝径参数结构对比发现：丝径越小的丝网，电子透过率越大，所以在 Micromegas 制作过程中，使用碾压后的丝网，可以获得更好的电子透过率。

- 增益的 MC 模拟结果与公式计算得到在气息间隔为 60~80 μm 左右时增益会达到极大值，所以 Micromegas 雪崩区间隙一般选取 50~100 μm ，在此范围的间隙均匀性误差对增益并不会有很大的影响。

➤ 感应信号的模拟，感应电流信号的大小主要由原初电子在漂移区漂移和在雪崩区的雪崩放大决定，电子漂移速度很快，感应时间很短。在雪崩区产生的离子运动速度较慢，感应电流幅度较小，时间较慢。通过简单电荷灵敏放大器的信号模拟处理得到与实验示波器观测基本一致的结果。

通过模拟研究深入理解了 Micromegas 的工作原理，对实验中气体成份的选择，雪崩极丝网参数，具体结构的选择，工作条件的选择提供了有益的参考。

第3章 Micromegas 研制改进

在 Micromegas 的研制过程中，我们实验组已经有了初步的研究结果，具体的结果可见文献[27]，下面工作是在此基础上，在研制 Micromegas 上作了改进，争取尽量地机械化，以减少装配过程中的误差。

3.1 Micromegas 材料准备

研制的 Micromegas 是以鱼线作为雪崩间距隔开的工艺，下面介绍具体材料与部件：

- 1) 金属丝网。用来作为雪崩电极和漂移电极，目前我们有 4 种不锈钢丝网：分别是 500 目斜纹，400 目斜纹，400 目平纹，350 目平纹。为便于区分斜纹和平纹，400 目斜纹和 400 目平纹丝网的电镜扫描的结果如图 3.1(a)和 3.1(b)。可以明显地看出：斜纹是有 2 根经纱和 2 根纬纱相互交织，平纹是经纱和纬纱每隔一根纱交织一次，且丝网不是很均匀。

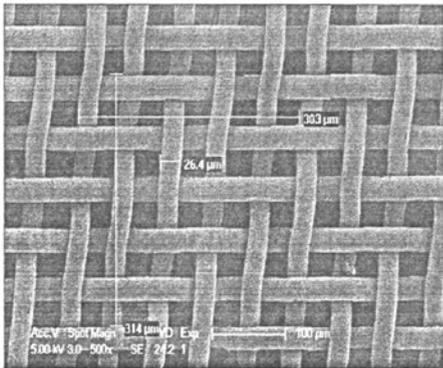


图 3.1(a) 400 目斜纹的电镜扫描照片及具体的参数

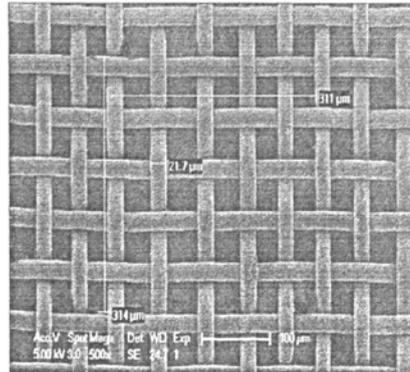


图 3.1(b) 400 目平纹的电镜扫描照片及具体的参数

四种丝网具体的参数见表 3.1，这些参数可以为探测器的 3 维模拟模型的建立提供参考值。

表 3.1 不同丝网的结构参数

种类	丝网直径 (μm)	网眼大小 (μm)
350LPI (平纹)	24	47.2-48.2
400LPI (平纹)	21.7	40.5-41.1
400LPI (斜纹)	26.4	34.2-36.4
500LPI (斜纹)	21.7	27.7-29.9

- 2) PCB 框架, 是雪崩电极和漂移极的支撑载体。实物图见图 3.2 所示, 外框尺寸是 $90 \times 100 \text{mm}^2$, 四角小孔用来以后固定组装探测器, 内框尺寸是 $50 \times 50 \text{mm}^2$ 。为了保证丝网与 PCB 板的接触, 内框的边界是镀铜薄膜, 后在边缘引出。
- 3) PCB 读出板, 有效面积是: $45 \times 45 \text{mm}^2$ 。为测量雪崩极的均匀性, 将该区域平分为 9 个 pad 读出, 可见图 3.3。
- 4) 作为雪崩区隔开的鱼线, 具体的直径规格有: $75 \mu\text{m}$, $108 \mu\text{m}$, $115 \mu\text{m}$ 。后用螺旋测微器得到的精确值是: $80 \mu\text{m}$, $110 \mu\text{m}$, $120 \mu\text{m}$ 。
- 5) 装配用的螺杆, 螺帽, 信号线, 电阻, 固定整体探测器的铝框架等配件。

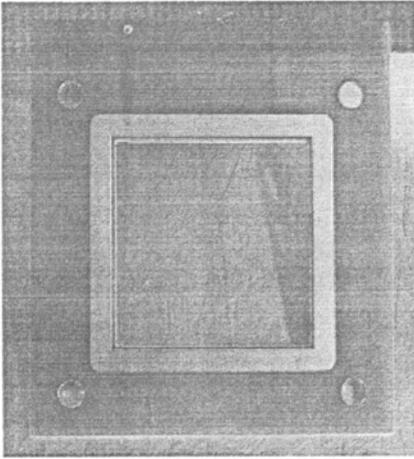


图 3.2 支撑电极用的 PCB 框架

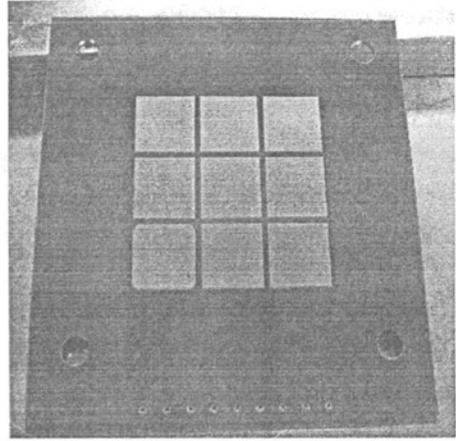


图 3.3 阳极读出 PCB 板

3.2 Micromegas 研制

在以上材料的基础上, 经过长期的研制测试, 我们总结出 Micromegas 具体制作工艺总结如下:

1. 超声清洗: 将铝框架, PCB板, PCB框架, 螺杆, 螺母, 垫片等先用丙酮清洗, 后用酒精清洗。要做到无油污无灰尘, 洗后放在超净工作台内晾干。
2. 拉丝网: 使用拉网设备将丝网绷直, 肉眼看上去完全平整。拉好 500 目斜纹丝网的拉力器可见图 3.4。
3. 粘丝网: 将 PCB 框架贴在丝网上, 用 101 胶水粘合。胶水要涂匀, 勿将胶水溅在框架内的丝网上。

4. 切丝网：选择没有划痕和脱丝的部分丝网从框架外侧切下来。不要伤及框架内的丝网。
5. 检查丝网：若完全平整、无瑕疵，则可以作为雪崩电极，如稍微有所欠缺，则可作为漂移极。较好的一个雪崩极丝网见图3.5。

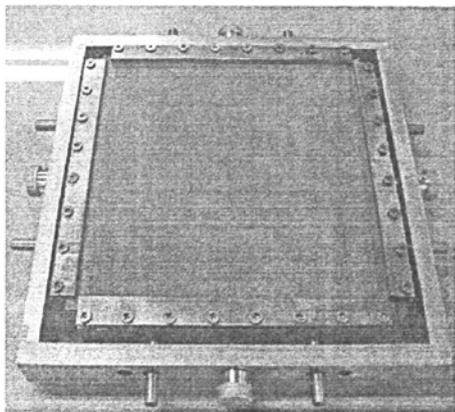


图3.4 绷好丝网的机械框架

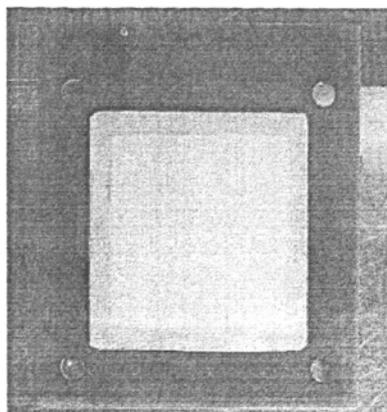


图3.5 粘好丝网的雪崩极

6. PCB板刻槽：由机械厂家负责刻间距为2mm，深100 μm 左右的小槽。
7. 绕鱼线：在PCB板上绕鱼线，绕丝间隔均匀，用力均匀。并用101胶水在背面粘合，注意涂得胶水不宜过多，厚度不要超过鱼线。
8. 清洗PCB板：将绕好丝的PCB板再次用酒精超声清洗。
9. 组装：从下到上依次是：铝框架，PCB板，漂移极框架，垫片（1mm），漂移极框架，铝框架用螺杆，螺母固定。螺母前加垫片可有效地提高精度。组装完成的Micromegas实物图见图3.6。
10. 几何尺寸与绝缘性能检测：用数字游标卡尺测量室厚，用万用表测量阳极、丝网、阴极之间的绝缘性能。
11. 装入测试盒：测试盒上高压线、信号线、电阻、地线与探测器对应的接头焊好，线尽量短，高压接头包上高压绝缘胶带，见图3.7。在漂移极的输出我们接了一个10M Ω 的保护电阻，信号读出的感应条的接地电阻也是10M Ω 。

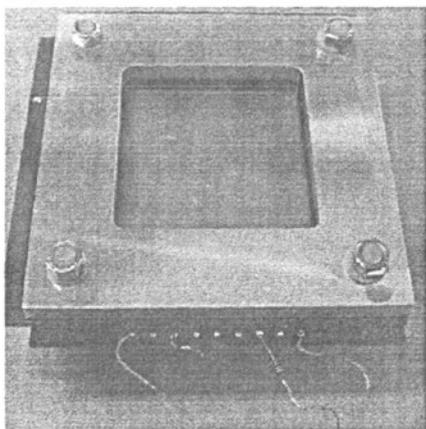


图 3.6 装配好的 Micromegas 的实物图

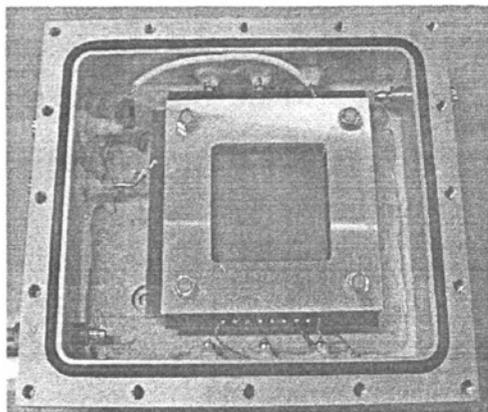


图 3.7 装入气盒、接好电路的 Micromegas

12. 通气待测试：将测试盒封闭通气，并检查气密性。

在 Micromegas 的整个研制过程中，重点注意是该装配过程良好的清洁度，由于在工作测试时雪崩区有很强的电场，很少的灰尘，毛刺就会增加噪声或引起打火。而实验组之前的 MRPC 批量生产项目留下来的超净工作台、工作室为 Micromegas 的研制提供了很好的装配环境。

第4章 Micromegas 实验研究

4.1 测试系统介绍

为测试 Micromegas 的性能，一个完整的测试系统是必要的，测试系统主要有以下部分组成：

1) 密封气盒。用于放置 Micromegas 并通以工作气体，同时提供屏蔽作用。底板厚8mm，上设计了四个孔，用于固定 Micromegas。上盖板厚5mm，留有 $5 \times 5 \text{cm}^2$ 的窗口，用 $10 \mu\text{m}$ 的聚乙烯薄膜封窗。

2) 前置放大器，使用 ORTEC公司的142AH前放，该前放的电荷灵敏度指标是 $45 \text{mv}/\text{Mev}$ ，可折合为 $1 \text{V}/\text{pC}$ 。电路图见图4.1。有两个输出端：表示电荷量大小的E能量端，和表示时间信息的T时间端[28]。

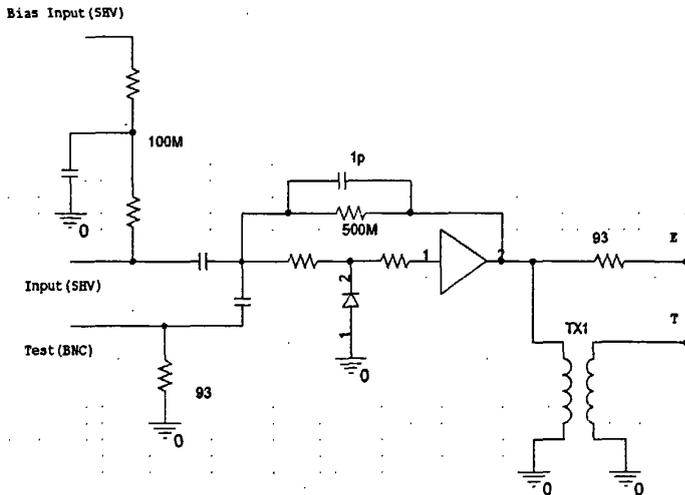


图4.1 142AH 的前放示意图

3) 主放。是和142AH配套使用的ORTEC 855 Dual Spectroscopy 放大器，可提供142AH的直流电源，主放的放大倍数为5—1250倍[29]。

4) 配气系统。我们选用的是北京圣业科技发展公司制造的四路 SY9506 型气体质量流量控制器提供 Argon 和 Isobutane 混合气体，不仅可以严格控制气体成分比例，还可以精确控制气体流量。该配气仪的流量单位是 sccm，表示每分钟气体的流量多少毫升。气体气压为1个标准大气压。

5) 高压电源：C.A.E.N 的 N471，为雪崩极和漂移电极提供两路负高压。

6) NIM 机箱。提供 -12V 的直流电压。

7) 多道分析仪。记录主放输出的信号，总道数为1024道。气体系统与多道

分析仪实物图见图 4.2。



图 4.2 气体系统与多道数据记录系统

具体测试详图可见图 4.2(a)，在测试过程中接地系统很重要，为尽量减少外界的电磁干扰，我们把 NIM 机箱、屏蔽金属气盒、多道分析器用宽铜缆接在一起，组成一个独立的系统，可以有效地减少噪声。

测试系统的示意图见图 4.3(b)，这里说明一下在雪崩极高压的输入端我们也串联一个 142 AH 前放，除了可以提供雪崩极信号读出，还可以利用如图 4.1 所示的左上角部分的滤波电路，消除直流电源输出的纹波。

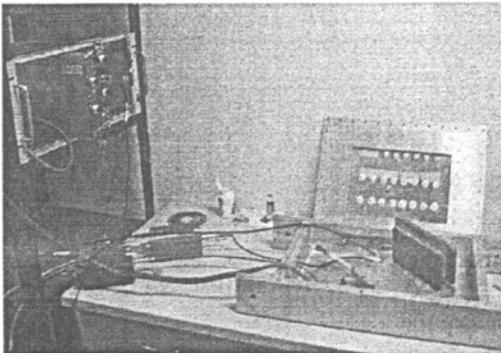


图 4.3(a)测试系统实物图

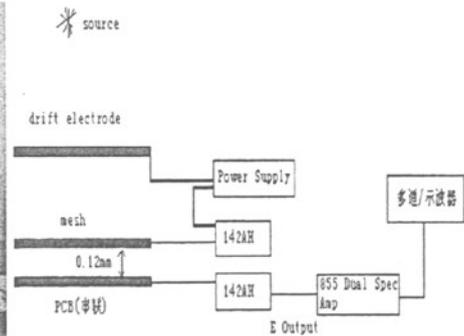


图 4.3(b) 测试系统示意图

4.2 间隙均匀性测试

我们装配好 $120\mu\text{m}$ 鱼线间隙隔开的探测器，为提高放射源粒子进入漂移区几率，采用 350 目平纹编织丝网作为漂移极，漂移区大小是 2.55mm 。500 目斜纹编织丝网作为雪崩极。具体的参数及结构示意图见图 4.4。

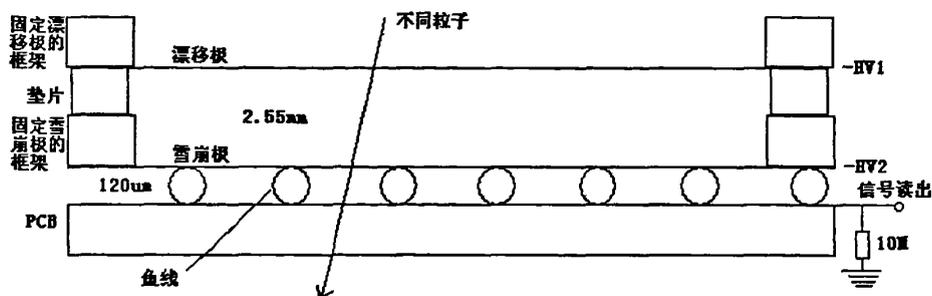


图 4.4 Micromegas 的示意图

我们首先对 Micromegas 增益均匀性作了实验测试，使用的放射源是 ^{55}Fe 5.9keV 的 X 射线，在 Argon90%+Isobutane10% 的混合气体下，雪崩极，漂移极的高压分别是 -500V ， -530V ，主放的放大倍数为 10 倍。封闭气盒上盖刻有宽为 2mm 的槽，与 PCB 读出条的中间位置对应，测试的具体位置见图 4.5。以 2mm 为一个移动单元，测试不同位置的 5.9keV 的 X 射线全能峰峰值，每组数据的测试时间为 300s 。

由图 4.6 测试结果可见：中间 20mm 范围内的增益均匀性较好，而在靠近两边的测试结果偏大或偏小。这产生的原因可能是雪崩丝网不均匀性引起的原初电子的透过率不一致，在后来的使用阿贝比长仪测试，发现其丝网的均匀性不是很差，不会产生如此大的偏差。由图 2.17 的模拟结果可知，雪崩区间距的不均匀性对增益的影响很大，峰位的偏大是鱼线在受力过大时的压缩引起雪崩区的偏小，反之是由于在固定探测器整体时，用力不均，雪崩极丝网有所上翘，引起雪崩区稍大，增益的均匀性可以较好反映 $120\mu\text{m}$ 雪崩区的间隙均匀性。后续的系列实验均选择在增益均匀性较好的中心点测试。

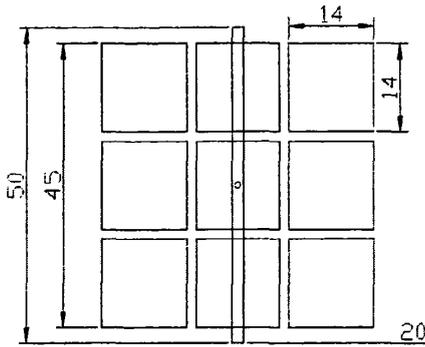


图 4.5 在均匀性测试中，移动位置与感应读出条的位置关系，单位是 mm。9 个 pad 边长为 14mm

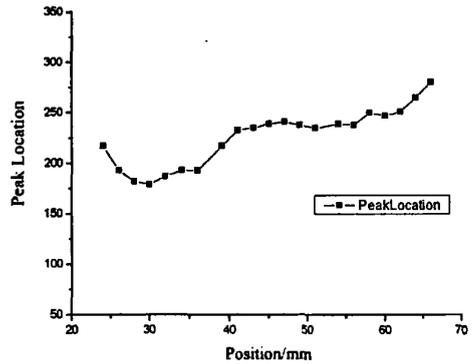


图 4.6 5.9keV 的 X 射线全能峰位置（多道分析仪的道数）随射线源位置变化，间距为 2mm

4.3 电子透过率研究

在 2.6 节中，我们详细研究了雪崩区电场与漂移区电场之比对电子的透过率的影响：当漂移区的电场增大时，穿过丝网进入雪崩区的电场线会减少，即丝网的电场线汇聚作用降低，进而影响漂移区的原初电离电子穿过雪崩极的透过率，在实验中表现为影响 X 射线粒子信号的大小。

我们使用 5.9keV 的 X 射线源，工作气体为 Argon90%+Isobutane10%混合气体，为保证绝对增益不会影响实验结果，我们保持雪崩极电压不变，改变漂移极电压，测试 X 射线能谱。用双高斯函数拟合全能峰，记录全能峰值的位置，测得峰值的变化，反映出原初电子透过率。峰值位置大的表示电子透过率大，反之，峰值位置小，表示电子透过率小。

实验与 MC 模拟分别研究了雪崩极电压为 -460V, -500V 两组电子透过率，结果可见图 4.7：横坐标是雪崩区电场与漂移区电场之比。由于无法对实验的透过率进行绝对的测量，我们对实验数据和模拟数据进行了归一化处理。归一参数根据实验的峰值除以模拟坪区值得出。

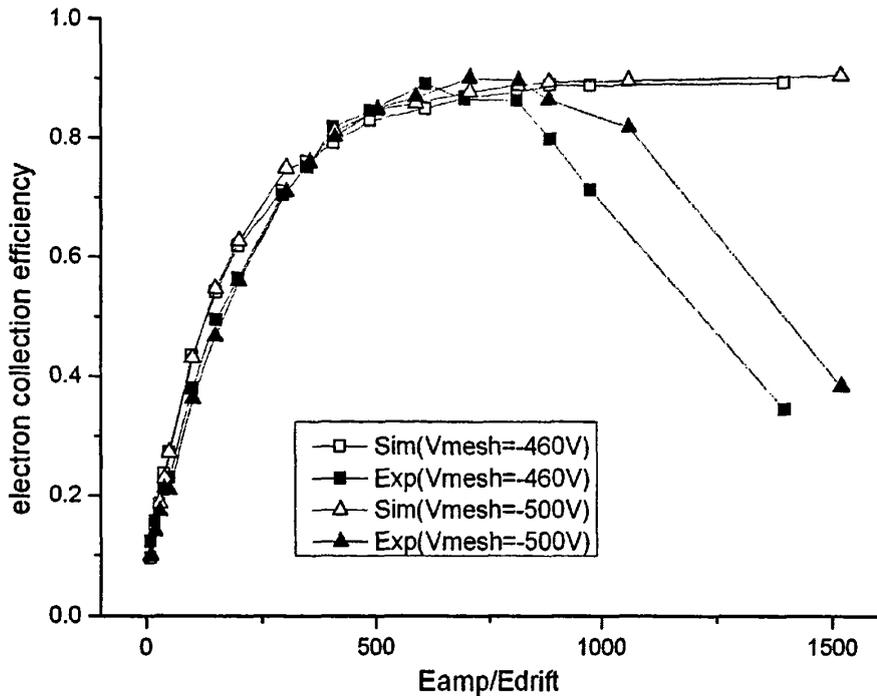


图 4.7. Ar90%+Iso10%气体比例下透过率随电场比的变化。模拟与实验保持一致，且电子透过率只与电场比有关，与雪崩极的电压无关

由图 4.7 可见，实验数据（实心）与模拟结果（空心）符合的很好，且雪崩极电压为-460V 和-500V 时的透过率在模拟和实验上都是一致的，与雪崩电极所加的电压大小无关，只与电场比有关，与电场比有关的电场线汇聚作用导致了原初电子的收集。坪区的透过率为 90%。

实验数据显示在雪崩区电场与漂移区电场之比大于 800 以后，透过率有明显下落。如图 4.8 所示为收集电荷数与外加电压的关系图，正常工作 Micromegas 处在正比区，当漂移区电场小于 50V/cm 时，此时处在第 I 复合区。由于所加的电压过小，离子的漂移速度很小，电子的吸附作用，扩散作用和复合效应起主要作用，电场越小，电子复合效应越明显，所对应的峰位就越小。

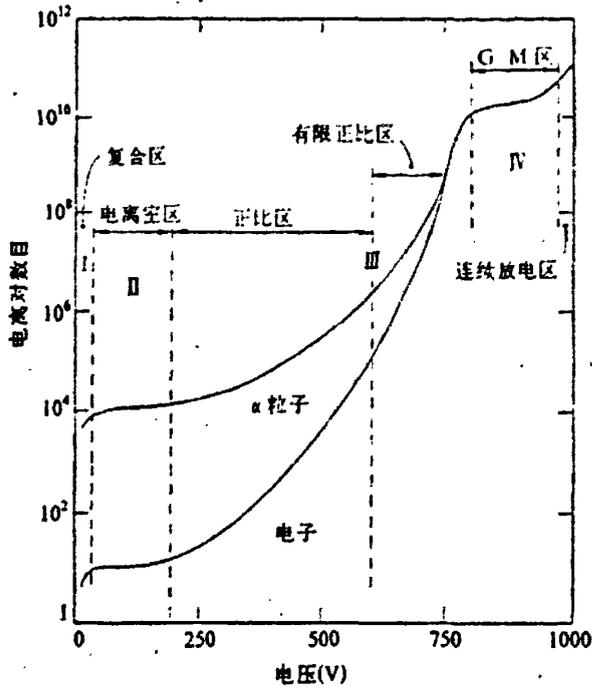


图 4.8 收集的电荷数与外加电场的关系

在不同的气体成分下，透过率的结果如图 4.9。绝对峰值的不同是由于我们在不同雪崩极电压下测得。得到在 Ar80%，Ar85%，Ar90%，Ar95%混合气体成分下，雪崩区电场与漂移区电场之比分别为 500，600，700，900 时透过率最高。随着 Isobutane 的减少，峰值极大值时所加漂移极电压越小，较低电场对原初电子的复合效应越小。

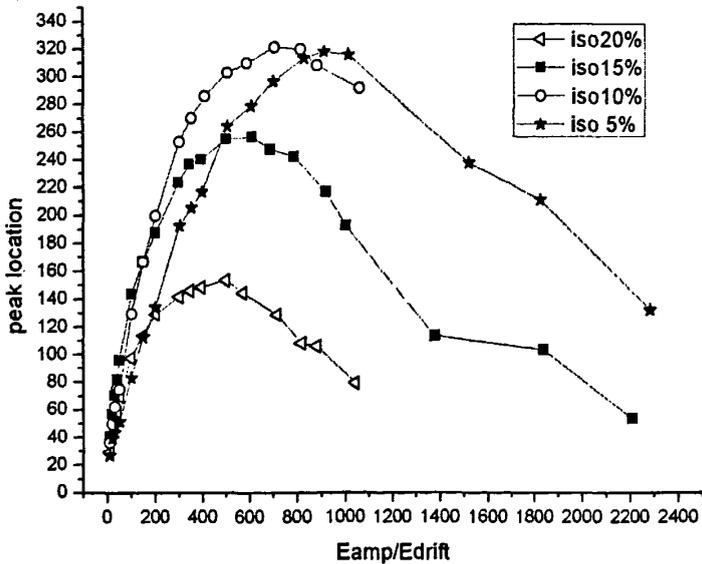


图 4.9 不同气体成分下，固定雪崩极电压，改变漂移极电压，测得的峰位随电场比的关系

4.4 不同气体成分下增益对比

4.4.1 电子学刻度

在增益实验测试中,对探测器的信号输出电荷量的准确刻度是必要的。我们把 142AH 电荷灵敏前放和 ORTEC 855 Dual Spectroscopy 放大器一起进行刻度。我们使用输入脉冲的周期是 3.6ms。为了让脉冲信号在前放的 test 端的微分电路完全的充电和放电,采用的信号宽度是 100 μ s,脉冲的前沿只有 10ns。后直接在多道上记录道数。由 4.1 所示,前放的 test 端的电容是 1pf,输入的脉冲 AmV 可以直接转化为电荷量 AfC,图 4.10 中的数据用线性函数作拟合,得到拟和函数为:

$$N = -8.76223 + 2.4475 * Q \quad (4.1)$$

N 为多道的道数, Q 为输入的电荷量,单位是 fC。

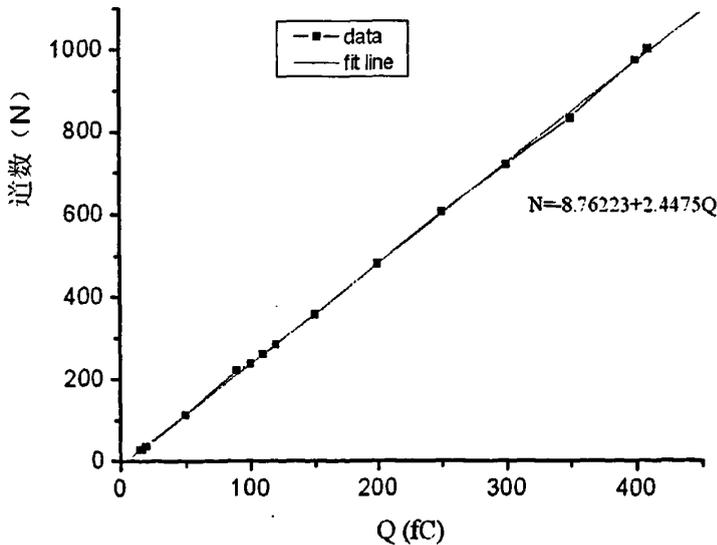


图 4.10 电子学系统刻度,横坐标是输入的电荷量,单位是 fC,纵坐标是多道对应的道数

4.4.2 增益测试

实验研究了不同 Argon 和 Isobutane 气体比例下增益,气压均为 1 个标准大气压。漂移极电压根据 4.3 节得出电子透过率最大时取值。

实验计算气体放大倍数如公式(4.2)所示:

$$M = \frac{Q}{Q_0} = \frac{N}{N_0} \quad (4.2)$$

漂移区的原初电离数 $N_0 = E/\varepsilon_0$, E 代表入射 X 射线在探测器中沉积的能量, ε_0 是混合气体中产生一对电子粒子对所需要的平均能量, 计算公式是:

$$\varepsilon_{0ij}^{-1} = \varepsilon_{0i}^{-1} \cdot \frac{Z'_i P_i}{Z'_i P_i + Z'_j P_j} + \varepsilon_{0j}^{-1} \cdot \frac{Z'_j P_j}{Z'_i P_i + Z'_j P_j} \quad (4.3)$$

ε_{0i} 、 P_i 、 Z'_i 和 ε_{0j} 、 P_j 、 Z'_j 分别为 i 和 j 种气体产生一对电子粒子对所需要的平均能量, 分气压和有效原子序数, 用 Argon 和 Isobutane 气体的数据代入得到 ε_0 。总信号电荷量除以原初电离数得增益值。

使用 ^{55}Fe 放射源进行实验, 每次数据的测试时间为 300s。在实验中, 我们从放大倍数为 200 的信号开始测试, 到最后的有较频繁的打火结束。记录全能峰的位置 N , 由电子学系统刻度得到的折算公式(4.1), N 为多道分析仪对应的道数, Q 为脉冲信号输入的电荷量, 单位为 fC, 折算出收集到信号电荷量。

在探测器的物理增益模拟上, 采用 Garfield 的 microscopic 方法, 详细步骤见 2.7 节, 最后得到的实验与模拟结果见图 4.11。由实验(实心)与模拟(细线)的结果可知较少的 Isobutane 可以提高增益, 这是因为较少的 Isobutane 提高了雪崩电子的能量分布, 进而提高汤生系数。此时, 探测器进坪早, 但打火放电也早, 正常工作坪区较短。在 Argon95%+Isobutane5%混合气体中, 雪崩极电压约为 -470V 时, 就有明显的打火现象。从 Ar80%+Iso 混合气体中的电压范围是 130V 到后来 Ar90%+Iso 的 110V 的范围。坪区有所减少。我们可以看到实验数据要明显高于模拟结果, 这是由于模拟过程中未考虑彭宁效应[30]。

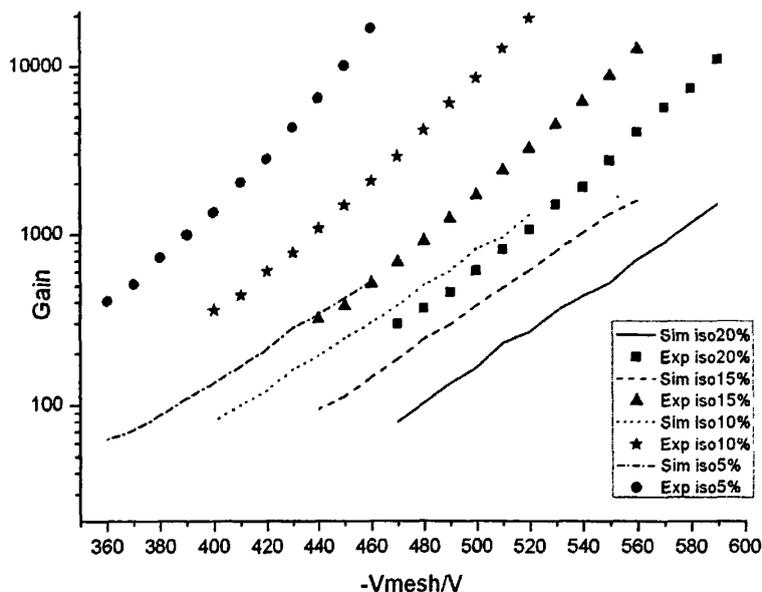


图 4.11 在 Ar80%+Iso20%, Ar85%+Iso15%, Ar90%+Iso10%, Ar95%+Iso5% 气体成份下, 模拟 (Sim) 与实验 (Exp) 的对比

4.4.3 彭宁效应研究

彭宁效应产生原因是: 由于自旋-宇称的选择定则, 处于某些激发态的原子很难迅速的发射光子退激发回到基态, 而是通过与另一个原子的碰撞退激发, 并促使该原子发生电离。Argon 的激发能大于 Isobutane 的电离能, 处于激发态的 Argon 原子与 Isobutane 分子之间的作用使 Isobutane 分子电离, 产生大量的电子离子对, 提高了气体增益。其过程如下:



处于激发态的 Argon 原子可能发生彭宁效应的能级是 S, P, D 能级, 能量分别为: 11.55eV, 13.0eV, 14.0eV。而 Isobutane 的激发能仅为 10.7eV, 所以我们在模拟中考虑这三种激发态电离 Isobutane 分子的比例。

图 4.12 表示在 Garfield 软件模拟中, Argon+Isobutane 混合气体中参加彭宁效应的 Argon 原子百分比对增益的影响, 雪崩极间隙是 100 μm , 雪崩极的高压是 -500V, 由图可见随着参与彭宁效应 Argon 原子比例的增加, 增益是指数增加的。

penning effect on gain in Ar+iso

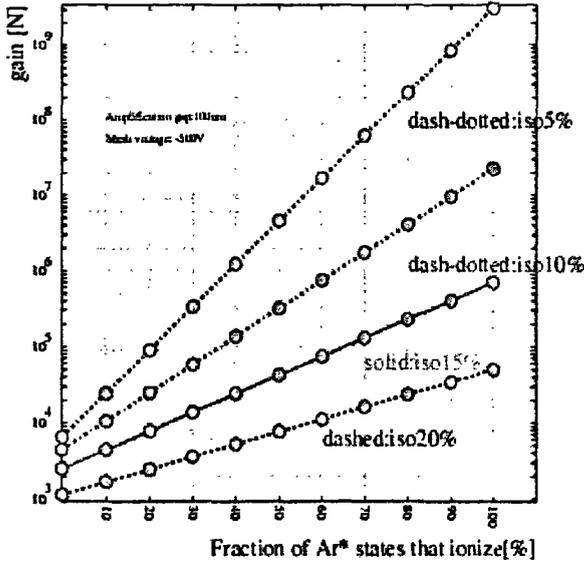


图 4.12 参加彭宁效应的激发 Argon 原子百分比与增益关系

后在 Garfield 模拟时加入彭宁效应修正，发现在 Ar95%，Ar90%，Ar85%，Ar80%时，参加电离 Isobutane 作用激发的 Ar⁺离子百分比分别为 26%，33%，35%，50%时，模拟结果与实验数据符合的较好，见图 4.13 中的实线，随着 Isobutane 比例的增加，Argon 原子与 Isobutane 分子作用的截面也会增加，彭宁效应也就越明显。

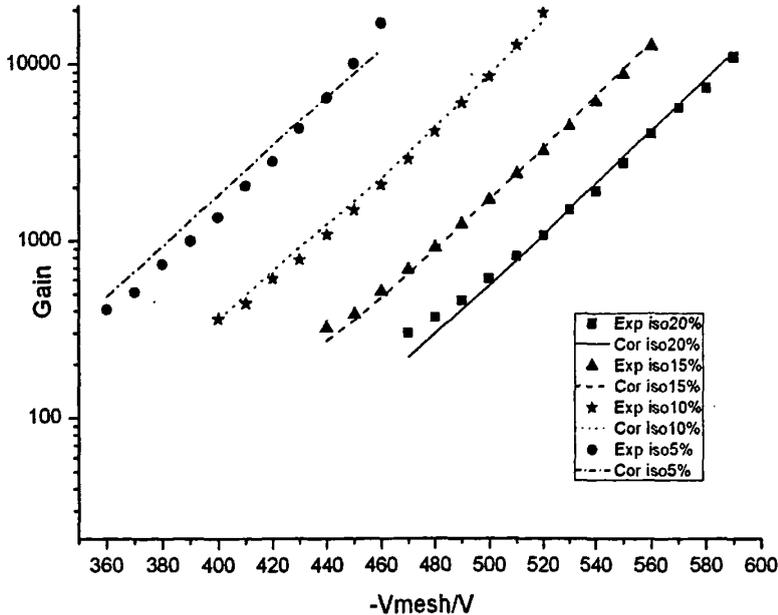


图 4.13 Ar80%+Iso20%，Ar85%+Iso15%，Ar90%+Iso10%，Ar95%+Iso5%比例下，加彭宁效应后模拟增益 (Cor) 与实验 (Exp) 对比

4.5 不同气体成分下能量分辨率研究

我们使用 ^{55}Fe 5.9keV X 射线源, 鱼线直径是 $110\mu\text{m}$, 雪崩极采用 500 目斜纹编织丝网。

在 Argon80%+Isobutane20% 气体比例下, 测试在不同雪崩极高压下的能量分辨率, 首先测试了在雪崩极高压为 -540V 时, 不同漂移极高压下的全能峰峰值和能量分辨率变化。由图 4.14(a) 可以发现在漂移极电压达到峰值最高, 增益最大的值时电场比约是 600~700, 所对应的能量分辨率并不是最好, 能量分辨率会在电场比更小 150~350 时达到极小值, 并且会有一些区域的坪区。

后在不同的雪崩极电压下测试了峰值最大时能量分辨率和最佳能量分辨率, 由图 4.14(b) 可知: 最高峰值时的能量分辨率在 50% 左右, 而最佳的能量分辨率在 30% 晃动。在气体的漂移、雪崩过程中, 除了电离过程中会产生离子对数 N_0 的统计涨落外, 在气体放大过程中, 气体放大倍数 M 也存在统计涨落, 这些涨落构成了 Micromegas 固有能量分辨率。若 $M * N_0 = N$, 假如所有分离的雪崩独立发展, 初级电离和由雪崩产生的电离之间不存在相互作用的话, 则可以导出:

$$\left(\frac{\sigma_N}{N}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{N_0}}{N_0}\right)^2 + \frac{1}{N_0} \left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 \quad (4.5)$$

从图 4.8 可知在增益最大时, 漂移区的电场处于复合区, 会有电子复合效应, 此时 N_0 对增益就会有较大的涨落影响, 所以就会有较差的能量分辨率。在电场比比较小时, 由于较低电子透过率而引起电子数目的涨落, 也会引起能量分辨率变差。

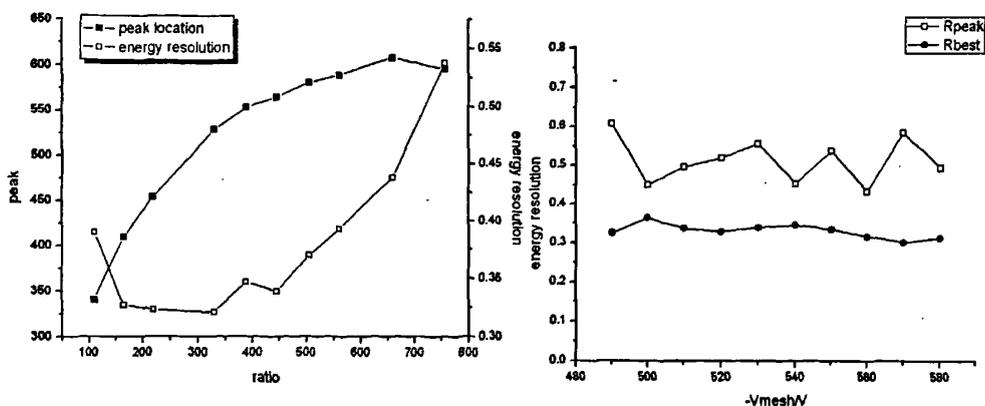


图 4.14(a) Ar80%+Iso20% 混合气体中, 雪崩极电压为 -540V, 改变漂移极电压, 测得全能峰位置、能量分辨率随雪崩区与漂移区电场比变化

图 4.14(b) Ar80%+Iso20% 气体成分下, 能量分辨率随雪崩极电压的变化, Rpeak 表示全能峰峰值最大时能量分辨率, Rbest 表示在改变漂移极电压时能量分辨率最低值

在 Ar85%+Iso15%, Ar90%+Iso90%, Ar95%+Iso5%用同样的方法测试峰值最大时能量分辨率和最佳能量分辨率。测试结果见图 4.14(c), 4.14(d), 4.14(e), 4.14(f), 4.14(g), 4.14(h)。

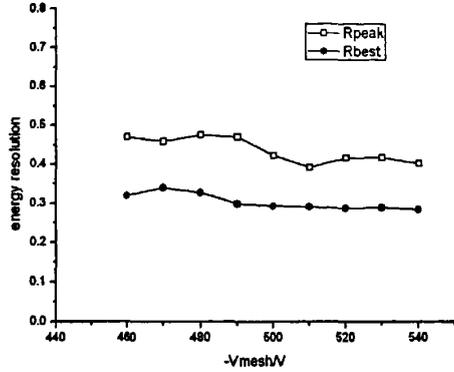
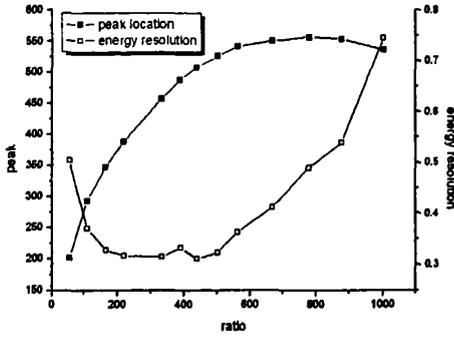


图 4.14(c) Ar85%+Iso15%混合气体中, 雪崩极电压为-500V, 改变漂移极电压, 测得全能峰位置、能量分辨率随雪崩区与漂移区电场比变化

图 4.14(d) Ar85%+Iso15% 气体成分下, 能量分辨率随雪崩极电压的变化, Rpeak 表示全能峰峰值最大时能量分辨率, Rbest 表示在改变漂移极电压时能量分辨率最佳值

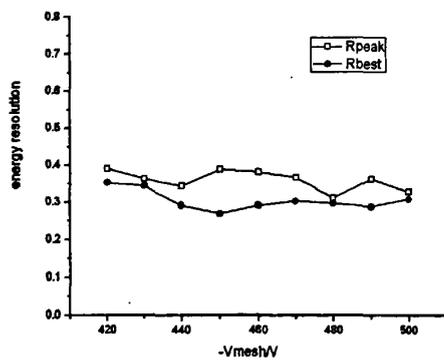
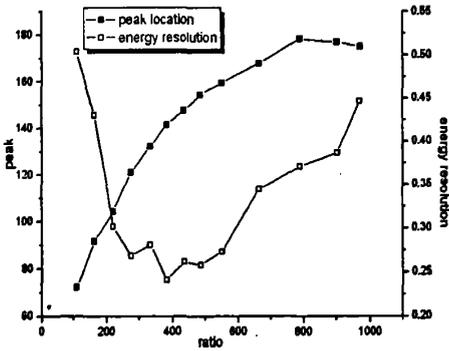


图 4.14(e) Ar90%+Iso10%混合气体中, 雪崩极电压为-450V, 改变漂移极电压, 测得全能峰位置、能量分辨率随雪崩区与漂移区电场比变化

图 4.15(f) Ar90%+Iso10% 气体成分下, 能量分辨率随雪崩极电压变化, Rpeak 表示全能峰峰值最大时能量分辨率, Rbest 表示在改变漂移极电压时能量分辨率的最佳值

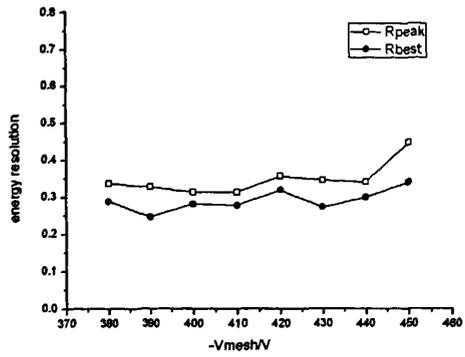
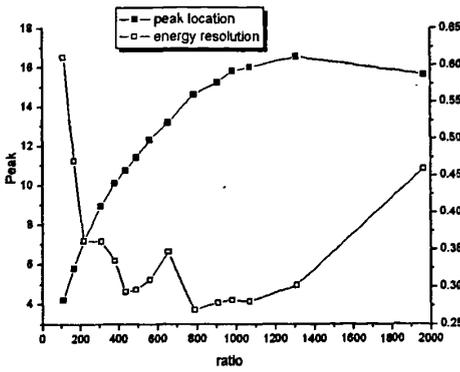


图 4.14(g) Ar95%+Iso5%混合气体中, 雪崩极电压为-420V, 改变漂移极电压, 测得全能峰位置、能量分辨率随雪崩区与漂移区电场比变化

图 4.14(h) Ar95%+Iso5% 气体成分下, 能量分辨率随雪崩极电压变化, Rpeak 表示全能峰峰值最大时能量分辨率, Rbest 表示在改变漂移极电压时能量分辨率的最低值

我们总结出增益峰值的雪崩区与漂移区电场比位置和最佳能量分辨率的电场比坪区见表 4.1。可以发现随着 Isobutane 的减少, 最佳能量分辨率时电场比的坪区逐渐增大。

表 4.1 增益峰值的雪崩区与漂移区电场比位置和最佳能量分辨率电场比坪区

气体成分	增益最大位置(电场比)	幅度最大漂移区电场(V/cm)	最佳分辨率坪区(电场比)
Ar80%Iso20%	600~700	64~75	150~350
Ar85%Iso15%	700~800	52~60	150~500
Ar90%Iso10%	800~900	42~47	300~600
Ar95%Iso5%	1200~1400	25~30	400~1200

四种气体成分下最佳能量分辨率的变化如图 4.15, 由图可见最佳能量分辨率随雪崩极电压的变化, 基本上在 30%左右变化, 不随混合气体成分不同而变化。

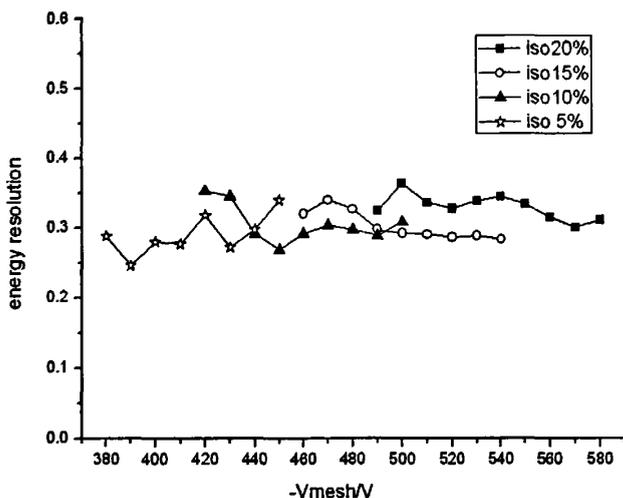


图 4.15 四种气体成分最佳能量分辨率随雪崩极电压的变化

我们比较了四种气体成分下,最大增益时的能量分辨率和最佳能量分辨率的差异,由图 4.16 可见随着 isobutane 减少,两者越接近,与混合气体的增益无关。可能的原因是:随着 Isobutane 比例的减少,漂移区低电场下复合效应引起的原初电离的电子离子对数的统计误差越小。较少 Isobutane 比例混合气体有利于:

- 1) 通过减少低电场强度下的电子复合效应,延长了最佳能量分辨率雪崩区与漂移区电场比的坪区:从 Isobutane 20% 混合气体的 200 延长至 Isobutane 5% 混合气体的 800。
- 2) 改善了最高增益时的能量分辨率:从 Isobutane 20% 混合气体在 50% 左右到 Isobutane 5% 混合气体 35% 左右,接近最佳的能量分辨率。

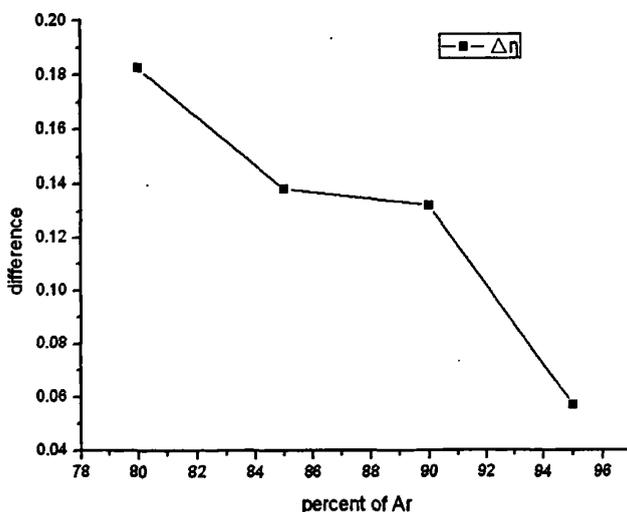


图 4.16 最大增益时的能量分辨率与最佳能量分辨率的差异随气体成分的变化

4.6 热压膜工艺 Micromegas 的初步研究

我们使用热压膜工艺的室进行了初步测试，其中主要工艺改进是在雪崩极与阳极的间距隔开，见图 4.17。该工艺的主要创新点是：

- 1) . 间隙的隔采用了热压膜，厚度为 $120\mu\text{m}$ ，使用热压膜优点是：可以直接把雪崩极与阳极粘合，不需要通过雪崩极框架。减少了因框架变形引起的雪崩区误差。
- 2) .在间距的隔开，只使用了中间边长为 5mm 正方形作为中间的雪崩区隔开，比起鱼线或小柱子隔开更方便，死区更小。

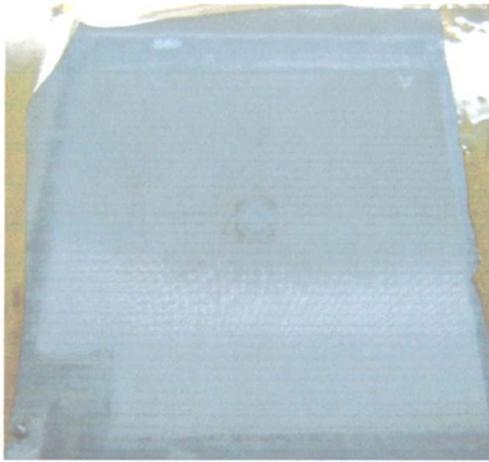


图 4.17 雪崩极与阳极的实物图，中间小正方形为雪崩间距隔开。中间的小方形离两边距离约为 22mm

图 4.18 所示，在 Argon90%+Isobutane10%混合气体中，测试时间是 1000s ，漂移极电压，雪崩极的电压分别是 -550V ， -520V 时的能量分辨率，可达到 22% ，图中 h2 点位置见 4.19(a)。

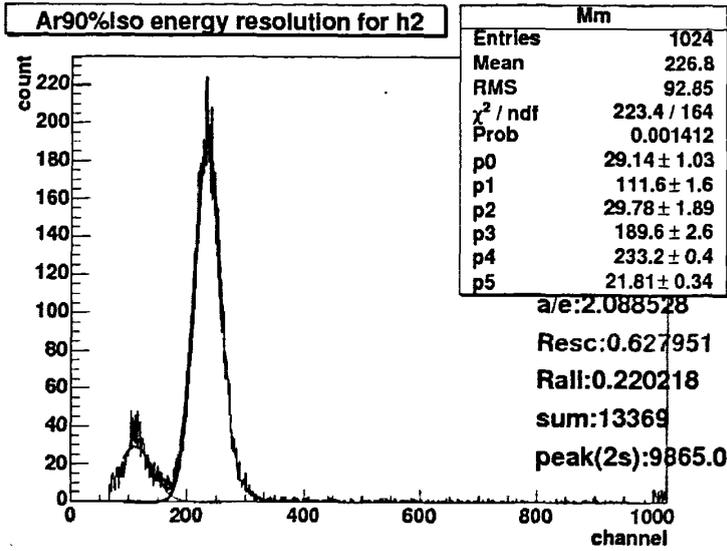


图 4.18 性能测试：能量分辨率可达到 22%

对边缘的雪崩增益作了测试，位置根据测试气盒窗细缝，见图 4.19(a)，每 1mm 测一组数据，从图 4.19(b)可以看出，雪崩区在相当的区域是均匀性较好的，同时说明了使用大跨度的间隔是一种可行的方案，不会受高压下电场力的作用而引起短路。左边的峰位的上升可能与热压膜厚度的误差有关。

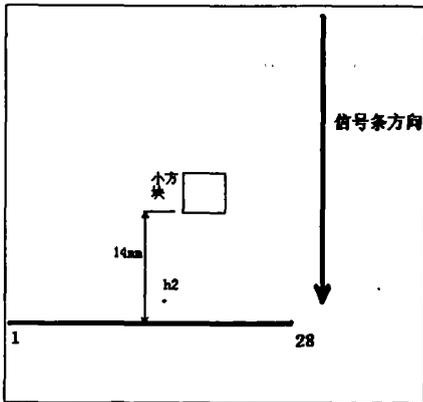


图 4.19(a) 测试过程图解

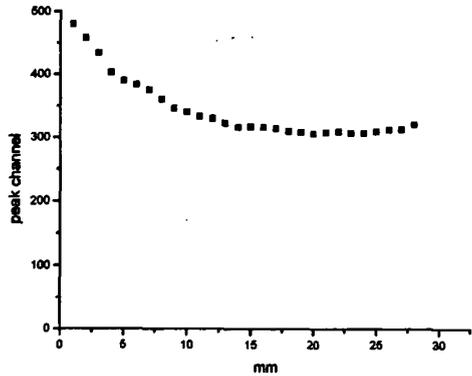


图 4.19(b) 均匀性测试结果

4.7 总结与讨论

实验集中研究了 Micromegas 雪崩均匀性、电子透过率、气体增益和能量分辨率等性能。

➤ 在实验中固定雪崩极电压，通过改变漂移极的电压，测试了原初电子的透过率。通过两组不同雪崩极电压实验的比较，发现电子透过率的改变与雪崩极所加电压无关，主要的影响因素是雪崩区与漂移区的电场比。与三维的模拟结果一致。并测量了在不同气体成分下，全能峰峰位随不同电场比的变化，发现当 Isobutane 比例的减少时，当电场比较大（相当于漂移极电压减小，漂移区电场减弱），混合气体对原初电子复合效应的影响逐渐减少。

➤ 通过增益的测量，发现 MC 模拟远小于实验测试结果，详细研究了在气体探测器中的彭宁效应，模拟计算了在不同 Argon 和 Isobutane 比例气体中，气体增益与发生彭宁效应的 Argon 原子百分比增加的关系曲线，给出了在 Ar95%+Iso, Ar90%+Iso, Ar85%+Iso, Ar80%+ Iso 四种混合气体成分下参与彭宁效应的亚稳态的 Argon 原子准确百分比分别为 26%, 33%, 35%, 50%。考虑彭宁效应后，模拟结果与实验基本符合。

➤ 通过对不同气体成分下，能量分辨率与雪崩极高压的变化关系，发现由于在增益最大时，漂移区的电场较低，存在复合效应引起的原初电子数目统计涨落，能量分辨率并不是最佳的点。当 Isobutane 减少时，随着电场比的增加，漂移区电场强度较低，电子复合效应影响减少，最佳能量分辨率的雪崩区与漂移区电场比的坪区范围增大，同时也改善了在最高增益时的能量分辨率。我所做实验的模型室在不同的气体成分中，在电场比坪区范围内，最佳的分辨率为 30%左右，与雪崩极的电压无关。

➤ 对热压膜作为雪崩区间距工艺的 Micromegas 性能进行初步测试，对 5.9keV X 射线全能峰的能量分辨率达到 22%，均匀性好于鱼线做间距的模型室。这是一种有研究价值的新工艺。

第5章 总结与展望

Micromegas 作为微观气体探测器的一种, 具有很高计数率能力($\sim 10^8/\text{mm}^2\text{s}$), 良好的空间分辨能力($< 100\mu\text{m}$), 以及很好的抗辐照性能的优点。开展 Micromegas 气体探测器制作工艺和性能研究, 了解其工作原理, 对推广该探测器的应用, 有非常重要的意义, 是一个很有研究价值, 有很多问题值得研究的课题。

我们通过 Maxwell 的 3D 电场计算软件与 Garfield 模拟软件结合, 在 Micromegas 三维模拟研究中主要做了以下工作:

Maxwell 三维模型模拟研究中, 采用了圆柱形的框架来模拟实验采用的编织丝网, 该模型更接近实验丝网, 模拟的结果与实验符合的更好。

结合实验的气体参数分析, 研究了气体漂移速度, 通过气体扩散参数的模拟研究, 给出了 Micromegas 空间分辨能力的下限: 在 Argon90%+Isobutane10% 的混合气体中, 漂移极电压为-510V, 雪崩极电压是-490V, 仅考虑气体扩散空间分辨 δ 为 $180\mu\text{m}$ 。

通过 Micromegas 电场的计算分析, 发现漂移区和雪崩区基本上都是均匀电场, 电场的突变集中在雪崩极丝网附近, 雪崩区电场远远强于漂移区。雪崩区电场线基本汇聚在雪崩极丝网上, 雪崩产生的大量正离子沿电场线漂移到雪崩极丝网, 被丝网吸收, 所以 Micromegas 有较高的计数率。

对 5.9keV 光子的原初电离模拟可以得到全能峰与逃逸峰之比为 2.1, 与实验一致。

原初电子透过率的模拟主要研究了雪崩区与漂移区电场比对电子透过率的影响, 模拟结果显示对 $20\mu\text{m}$ - $30\mu\text{m}$ 厚的丝网, 雪崩区与漂移区电场比大于 200 时, 电子透过率进入坪区。通过对 $50\times 50\mu\text{m}^2$ 和 $60\times 60\mu\text{m}^2$ 单元丝网正方体模型不同丝径参数结构对比发现: 丝径越小的丝网, 电子透过率越大, 所以在 Micromegas 制作过程中, 使用碾压后的丝网, 可以获得更好的电子透过率。

增益的 MC 模拟结果与公式计算的一致, 证明 MC 模拟过程的正确性, 得到在气息间隔为 $60\sim 80\mu\text{m}$ 左右时增益会达到极大值, 所以 Micromegas 雪崩区间隙一般选取 $50\sim 100\mu\text{m}$, 在此范围的间隙均匀性误差对增益并不会有很大的影响。

感应信号的模拟, 感应电流信号的大小主要由原初电子在漂移区漂移和在雪崩区的雪崩放大决定, 电子漂移速度很快, 感应时间很短。在雪崩区产生的离子运动速度较慢, 感应电流幅度较小, 时间较慢。通过简单电荷灵敏放大器的 Pspice 信号模拟处理得到与实验示波器观测基本一致的结果。

通过模拟研究深入理解了 Micromegas 的工作原理, 对实验中气体成份的选

择, 雪崩极丝网参数, 具体结构的选择, 工作条件的选择提供了有益的参考。

实验研究了 Micromegas 的性能, 主要集中研究了雪崩均匀性、电子透过率、气体增益和能量分辨率等性能。

在实验中固定雪崩极电压, 通过改变漂移极的电压, 测试了原初电子的透过率, 与三维的模拟结果一致。通过两组不同雪崩极电压实验的比较, 发现电子透过率的变化与雪崩极所加电压无关, 主要的影响因素是雪崩区与漂移区的电场比。并测量了在不同气体成分下, 全能峰峰位随不同电场比的变化, 发现当 Isobutane 比例的减少时, 随着电场比的增加 (相当于漂移极电压减小, 漂移区电场减弱), 混合气体对原初电子复合效应的影响逐渐减少。

通过增益的测量, 发现 MC 模拟远小于实验测试结果, 详细研究了在气体探测器中的彭宁效应, 模拟计算了在不同 Argon 和 Isobutane 比例气体中, 气体增益与发生彭宁效应的 Argon 百分比增加的关系曲线, 给出了在 Ar95%+Iso, Ar90%+Iso, Ar85%+Iso, Ar80%+Iso 四种混合气体成分彭宁效应的准确百分比分别为 26%, 33%, 35%, 50%。考虑彭宁效应后, 模拟结果与实验基本符合。

通过对不同气体成分下, 能量分辨率与雪崩极高压的变化关系, 发现由于在增益最大时, 漂移区的电场较低, 存在复合效应引起的原初电子数目统计涨落, 能量分辨率并不是最佳的点。当 Isobutane 减少时, 随着电场比的增加, 漂移区电场强度较低, 电子复合效应影响减少, 最佳能量分辨率的雪崩区与漂移区电场比的坪区范围增大, 同时也改善了在最高增益时的能量分辨率。我所做实验的模型室在不同的气体成分中, 在电场比坪区范围内, 最佳的分辨率为 30%左右, 与雪崩极的电压无关。

对热压膜作为雪崩区间距工艺的 Micromegas 性能进行初步测试, 对 5.9keV X 射线全能峰的能量分辨率达到 22%, 均匀性好于鱼线做间距的模型室。这是一种有研究价值的新工艺。

目前还有雪崩区间距的均匀性问题有待进一步研究解决, 研究发展 Micromegas Bulk 制作工艺, 研制大面积、有实用价值的 Micromegas, 性能指标达到国内外水平是今后需继续努力的方向, 为我国第三代同步辐射光源以及散裂中子源的科学应用, 提供重要的探测和记录手段。Micromegas 的推广和应用, 将为医学、工业的射线成像提供一种崭新的高计数能力、高空间分辨的像素探测器。

参考文献

- [1] A.Ored, Micro pattern structure for gas detectors, N.I.M A 471 (2001) 109.
- [2] 李金, 蓬勃发展的位置灵敏气体探测器, 核电子学与探测器技术, Vol. 21 No.1 (2001)
- [3] 微条气体室 (MSGC) 性能改进方案, 核电子学与探测技术, Vol. 23 No.2 (2003)
- [4] 张明龙, 等. 高分辨X射线成像器件—微间隙室 (MGC) 的研究, 核电子学与探测技术, Vol. 27 No.1 (2007)
- [5] 李澄, 等. 一台高计数率GEM X射线成像装置原型, 高能物理与核物理, 2005年01期。
- [6] Y.Giomataris, et al. MICROMEAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments, N. I. M A376 (1996)29.
- [7] G.Charpak, et al. First beam test results with Micromegas, a high-rate, high-resolution detector, N. I. M A412 (1998)47.
- [8] P. Jeanneret, et al. Performance of a new Micromegas detector, with woven mesh, in CF₄, N. I. M A 500(2003)133.
- [9] I. Giomataris, et al. Micromegas in a bulk, N.I.M A560 (2006) 405.
- [10] Y.Giomataris, Development and prospects of the new gaseous detector 'Micromegas', N.I.M.A 419 (1998) 239
- [11] J. Derre, et al. Spatial resolution in Micromegas detectors, N.I.M A 459 (2001) 523
- [12] J. Derre, et al. Fast signals and single electron detection with a MICROMEAS photo-detector, N.I.M A 449 (2000) 314.
- [13] A. Delbart, et al. New developments of Micromegas detector, N.I.M.A 461 (2001) 84
- [14] G.Barouch et al., Development of a fast gaseous detector *Micromegas*, N.I. M. A423 (1999)32.
- [15] D. Thers, et al, Micromegas as a large micro-strip detector for the COMPASS experiment, N.I. M. A469(2001)133.
- [16] Maxwell 3D Field Simulator. Available: <http://wwwinfo.cern.ch/ce/ae/Maxwell/Maxwell.html>.
- [17] R.Veenhof, Garfield. Available: <http://consult.cern.ch/writeup/garfield>.
- [18] P.Colas, et al. Ion backflow in the Micromegas TPC for the future linear collider, N.I.M A535 (2004) 226.
- [19] S.Biagi, Magboltz. Available: <http://consult.cern.ch/writeup/magboltz>.
- [20] R.M. Avramidou, et al. Drift properties of the ATLAS MDT chambers, N.I.M A568 (2006) 672
- [21] Y.Giomataris, et al. Neutrino properties studied with a triton source and a large spherical TPC, N.I.M A 530(2004) 330.
- [22] J.derre, et al. Spatial resolution and rate capability of MICROMEAS detector, N.I.M A 461(2001) 74.
- [23] Igor Smirnov, HEED. Available: <http://consult.cern.ch/writeup/heed/>.
- [24] P.Desauvais, et al. performance of New Type of Micromegas Detector with Stainless Steel Woven Wire Mesh and Resistive Anode Readout, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2003 IEEE.
- [25] S.Ramo, Currents induced in electron motion, Proc. IRE 27, 584(1939).
- [26] TLE2082 Datasheet, Texas Instruments, 2000

- [27] Tang Hao-hui, et al, Chinese Physics C 2008-0254.
- [28] ORTEC 142AH Pre-amplifier. Available:
<http://www.ortec-online.com/electronics/preamp/142ah.htm>.
- [29] ORTEC 855 Dual Amplifier. Available:
<http://www.ortec-online.com/electronics/amp/855.htm>.
- [30] Rob Veenhof. Photon detector in a gas, N.I.M A 563 (2006) 291.

致谢

首先感谢我的导师汪晓莲教授，给我提供去兰州近代物理所学习的机会，在后来实验研制、测试过程中无微不至的指导。您平易近人的生活作风让我可以自由的学习，科研，您对工作的责任心，耐心细致的工作作风是我一辈子值得学习的。

感谢许咨宗教授，在实验中遇到困难时的建议与帮助，您丰富的物理知识，朴实的治学精神让我学习如何踏实地做科研，工作。

感谢陈宏芳教授，您广博的知识，严谨的科学态度，是值得以后我们在工作中崇敬并学习的。

感谢王从容老师，您在机械设计与零部件加工的辛勤奔波让我们的实验顺利进行。

感谢邵明老师，帮我解决了模拟时遇到的不少问题，感谢赵艳娥师姐和周意师兄在科研初期热心的帮助和指导。

另外还要感谢唐浩辉师兄，在解决具体科研问题上都给了很好的物理解释与改进方法。感谢管亮师弟，一致来认真协助我做实验及性能测试。还有实验室的邹涛师兄，张云龙同学，可以让我在科研之余有了很多欢乐。

感谢给我们提供硬件改进建议的高能物理所以及给予我们指点和帮助的赵天池教授。

感谢我的家人，女朋友给我自由选择的机会并一直默默支持着我。