



Université de Savoie

Habilitation à diriger des recherches

Spécialité : Physique des particules

**Contribution à l'étude
des constituants élémentaires
auprès des accélérateurs**

Alberto Baldisseri

**Service de Physique Nucléaire
DSM / DAPNIA
CEA Saclay**

Soutenue le 12 mai 2006 devant le jury composé de :

**Prof. Roman Kossakowski (président)
Dr. Nicolas Alamanos (rapporteur)
Dr. Jean-Yves Grossiord (rapporteur)
Dr. Jacques Martino (rapporteur)
Dr. Jean-Yves Ollitrault (examinateur)**

Préface

Je voudrais tout d'abord faire quelques remarques sur ce document.

J'ai voulu intentionnellement ne pas décrire de manière exhaustive tous mes travaux depuis 15 ans. Cela aurait été dépourvu d'intérêt et ennuyeux pour le lecteur. J'ai préféré, à la place, éclairer plus certains aspects qui m'ont paru importants et dans lesquels j'ai participé directement. La vie de chercheur en physique expérimentale est si variée qu'il serait impossible de détailler tous ses aspects : management, direction des groupes, projets techniques, développement de détecteurs, tests faisceau, prise des données, rédaction des documents, réunions (hélas très nombreuses dans les grosses collaborations), encadrement des étudiants, analyse et interprétation des données, phénoménologie, etc.

Dans ce document, les chapitres représentent les différents thèmes de recherche. Pour chaque thème, j'ai voulu donner une courte introduction avec les motivations principales. Les deux premiers chapitres abordent les thèmes des désintégrations rares du méson η (chapitre 1) et des oscillations des neutrinos dans NOMAD (chapitre 2). Les trois autres chapitres concernent le thème des ions lourds ultrarelativistes, avec une introduction à la physique (chapitre 3) puis le détail de ma participation à PHENIX (chapitre 3) et ALICE (chapitre 4). En annexe on peut trouver un recueil (très réduit) des publications ou notes dans lesquelles j'ai joué un rôle clé et qui sont un complément à ce document. Je n'ai pas voulu ajouter certains ouvrages auxquels j'ai participé activement à cause de leur volume important (Technical Design Reports en particulier), afin de ne pas surcharger excessivement ce document.

Par ailleurs, les publications citées dans les références sont classées avec des étoiles indiquant mon niveau de participation. Ceci est fait dans le souci de mieux éclairer le lecteur sur mon implication dans les différents sujets.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Les désintégrations rares du η	3
2.1	Motivations	3
2.2	Dispositif expérimental de l'expérience LNS 198 : $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	4
2.2.1	L'étiquetage du η	5
2.2.2	La détection des muons	5
2.2.3	Déclenchement et acquisition des données	6
2.3	Le principe de l'analyse des données	7
2.3.1	Simulations de l'expérience LNS 198	7
2.3.2	Reconstruction et sélection des événements	7
2.4	Résultats	8
2.4.1	$\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$	8
2.4.2	$\eta \rightarrow \mu + e$	8
2.4.3	$\eta \rightarrow e^+ + e^-$	9
2.5	Le futur du η à Saturne	9
2.5.1	Simulations du dispositif expérimental	10
2.5.2	Résultats et conclusions	11
3	Les oscillations des neutrinos dans NOMAD	13
3.1	Motivations	13
3.2	Les oscillations des neutrinos	15
3.3	L'expérience NOMAD	17
3.3.1	Principe de la détection	17
3.3.2	Le détecteur de NOMAD	19
3.4	Les chambres à dérive	21
3.4.1	Les prototypes	23
3.4.2	Design final et qualification	27
3.4.3	Performances	30
3.5	Surveillance du détecteur au CERN	30
3.5.1	Le programme de monitoring	31
3.5.2	Le contrôle lent et la base des données	33
3.6	L'analyse des données	34
3.6.1	Les particules neutres étranges	34
3.6.2	Analyse des oscillations et résultats finaux	37
3.7	Conclusion	39
4	Le plasma de quarks et de gluons	41
4.1	La Chromodynamique quantique (QCD)	41
4.2	Les collisions d'ions lourds	43
4.3	Dynamique et évolution du QGP	43
4.4	Signatures du QGP	46
4.4.1	La suppression des résonances	46
5	L'expérience PHENIX à RHIC	49
5.1	Le collisionneur RHIC	49
5.2	Le détecteur de PHENIX	50
5.3	Les bras à muons	51

5.3.1	Les chambres à pistes	52
5.3.2	L'identificateur des muons	54
5.4	Prise des données et résultats	55
5.5	Étude du J/ψ	55
5.5.1	Collisions p+p et d+Au	55
5.5.2	Collisions Au+Au et Cu+Cu	58
5.6	Conclusion	60
6	L'expérience ALICE au LHC	63
6.1	Le collisionneur LHC	63
6.2	Le détecteur d'ALICE	63
6.3	Le spectromètre à muons	66
6.4	Les stations 3, 4 et 5	67
6.4.1	La segmentation	68
6.4.2	Les pertes géométriques	69
6.5	Les chambres à damiers de type <i>latte</i>	70
6.5.1	Prototypes testés en faisceau	70
6.5.2	Le programme de monitoring et d'analyse des données des tests en faisceau	77
6.5.3	Électronique finale et calibration	80
6.5.4	Design final et production	84
6.6	Intégration et refroidissement	85
6.6.1	Le support des lattes	85
6.6.2	Positionnement des lattes	86
6.6.3	Refroidissement	88
6.6.4	Intégration des chambres au CERN	89
6.7	La physique des dimuons dans ALICE	91
6.8	Conclusion	92
7	Conclusion et perspectives	95
8	Références	97
A	Annexes	105
A.1	Simulation of Laboratoire National Saturne Dipoles for $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ decay. Note interne collaboration Eta, Nov. 1991.	
A.2	The drift chambers of the NOMAD experiment. M. Anfreville et al., Nucl. Inst. Meth. A481 (2002) 339.	
A.3	Pad segmentation for stations 4 and 5 of the ALICE Muon spectrometer CPC's, A. Baldisseri et al, ALICE-INT-99/37, 28 July 1999.	
A.4	Results of the Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer. Subatech Nantes, Dapnia Saclay, INFN Cagliari, JINR Dubna, IPN Orsay et PNPI Gatchina. ALICE-INT-2002-023, 15 July 2002.	

1 Introduction

J'ai commencé ma carrière scientifique dans l'expérience NA38 du CERN en préparant une thèse à l'Université de Savoie qui a été soutenue le 14 mai 1990 au Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique de Particules (LAPP) à Annecy [1]. Cette expérience s'inscrivait dans le programme développé auprès de l'accélérateur SPS du CERN qui visait à mettre en évidence un éventuel nouvel état de la matière, le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Mes travaux ont porté sur la production des quarks étranges. J'ai fait la première étude de la production des mésons ϕ dans les collisions S-U et O-U à 200 GeV/nucléon montrant une claire augmentation du rapport de production $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de la centralité de la collision [2–4]. Ce comportement était considéré comme une des signatures possibles de la formation du QGP [5, 6].

À la fin de ma thèse j'ai été embauché dans le Service d'Expérimentation en Physique Nucléaire (SEPN) du Département de Physique Nucléaire (DPhN) au CEA Saclay. Dès mon arrivée, j'ai rejoint la collaboration qui étudiait les désintégrations rares du méson η auprès de l'accélérateur Saturne à Saclay. J'ai participé à l'expérience qui étudiait les désintégrations $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Dans le groupe du SEPN, je me suis plus particulièrement intéressé aux simulations du dispositif expérimental et à la possibilité d'étendre ses capacités en vue d'un ambitieux programme d'étude des différents modes de désintégration rares du η . Après quelques mois de simulations intenses basées sur le code GEANT, je suis arrivé à la conclusion que le bruit de fond était trop important et empêchait de augmenter la sensibilité. La suite du programme a été donc abandonnée.

Vers la fin de l'année 1991, j'ai commencé à faire un tour d'horizon des différentes expériences qui existaient dans notre tout nouveau département, le DAPNIA, qui regroupait l'Astrophysique et la Physique des Particules en plus de la Physique Nucléaire. À l'époque, j'avais très peu participé aux développements des détecteurs et je n'avais jamais été dans une expérience dès le début. J'ai alors choisi de participer à l'expérience NOMAD qui allait étudier les oscillations des neutrinos. Le sujet était captivant et la collaboration venait de se former. En plus le groupe de Saclay avait la responsabilité d'une partie importante du détecteur : les chambres à dérive, qui constituaient aussi la cible. Toutes les conditions étaient réunies.

Dans le groupe de Saclay, je me suis plus particulièrement occupé de la mise au point des chambres à dérive et de leur qualification en fin de chaîne de production. Une fois les chambres installées au CERN, j'ai mis au point le système de surveillance de leur fonctionnement : monitoring, contrôle lent (gaz, basse tension, haute tension, etc), base des données, etc. J'ai activement participé aux 5 ans de prises des données et au démarrage et à la maintenance du détecteur. J'ai aussi participé à l'analyse des premières données en collaboration avec notre thésard Patrick Rathouit qui travaillait sur la production des particules neutres étranges. J'ai participé aussi à son encadrement.

Pendant l'année 1997 j'ai commencé à m'intéresser à la physique des ions lourds ultra relativistes. Il s'agissait de préparer l'avenir en même temps que mon implication sur NOMAD diminuait. Nous avons formé un groupe de 5 physiciens qui a rejoint l'expérience ALICE au LHC (CERN) fin 1997. Le groupe s'est impliqué dans les chambres de trajectographie du bras à dimuons et a commencé des développements techniques sur les chambres de type "micromégas". Le nombre important des particules présentes dans chaque chambre (plusieurs centaines par événement) demandait une localisation à deux dimensions (X et Y), ce que les micromégas n'étaient pas capables de faire à l'époque. La collaboration a donc choisi début 1999 la technologie des chambres à damiers pour tous les plans de détection de la trajectographie du bras à dimuons d'ALICE. J'ai été fortement impliqué dans la phase de R&D de ces détecteurs. Aujourd'hui la production des chambres est terminée à Saclay et on va commencer la phase d'installation au CERN.

À la fin de l'année 2000 nous avons rejoint la collaboration PHENIX dans le but de participer à une expérience qui prenait des données afin de rester actifs dans la communauté et d'attirer des étudiants. J'ai participé à l'installation de l'électronique ainsi qu'aux prises des données. J'ai aussi participé à la lecture

des articles et aux discussions sur la physique. L'expérience PHENIX vient de produire les premiers résultats significatifs sur le J/ψ dans des collisions Au-Au et Cu-Cu à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon.

Les prochaines prises des données dans ALICE qui commenceront à partir de 2007 vont ouvrir des nouvelles perspectives dans la physique des ions lourds. Pour la première fois on disposera d'une densité d'énergie très au-delà de la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons. La détection des résonances de la famille du J/ψ et du Υ va offrir un panorama complet pour l'étude de l'écrantage dans un milieu déconfiné.

Tous les aspects évoqués précédemment sont exposés dans la suite.

2 Les désintégrations rares du η

Lors de mon arrivée dans le groupe qui étudiait les désintégrations rares du méson η à Saclay, l'heure était à la mise au point de l'expérience LNS 198. Cette expérience se proposait de mesurer le rapport d'embranchement du mode $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ avec une précision supérieure aux expériences précédentes, en détectant 3-4 fois plus d'événements. Les mésons η étaient produits en grand nombre par la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, en utilisant le faisceau de protons à haute intensité de l'accélérateur Saturne à Saclay.

Dans le groupe du SEPNE, je me suis plus occupé des simulations du dispositif expérimental et des possibles extensions vers un projet plus ambitieux en vue d'étudier les différents modes de désintégration rares du η . J'ai aussi participé aux prises des données et aux discussions sur l'analyse.

Nous allons maintenant aborder les motivations de cette expérience, décrire brièvement le dispositif expérimental et la méthode d'analyse, ainsi que rappeler les résultats les plus importants. Nous aborderons ensuite la question de l'avenir de l'« usine » à η à Saturne, telle qu'elle se posait au début des années 1990. Dans ce contexte, les simulations que j'ai mises en oeuvre ont été un facteur déterminant dans la décision de ne plus continuer dans cette voie à cause d'un bruit de fond trop important.

2.1 Motivations

Le η est un méson pseudo-scalaire ($J^{PC} = 0^{-+}$) formé d'une combinaison des quarks u , d et s , à savoir : $\eta \approx \eta_8 = (u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$. Nous allons nous intéresser à la désintégration $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ qui est un exemple type de transition entre un méson pseudo-scalaire P^0 et une paire de leptons, $P^0 \rightarrow l^+ + l^-$. Dans le cadre du modèle standard, ce processus est dominé par un état intermédiaire à deux photons décrit par l'Électrodynamique Quantique (QED) (fig. 2.1a). La figure 2.1b montre la contribution faible faisant intervenir le propagateur du Z^0 , qui est négligeable ici ($\sim 1\%$ [7]). Le processus électromagnétique dominant est du 4^{ème} ordre, donc avec une faible probabilité, ce qui le rend sensible à d'éventuels nouveaux couplages. La figure 2.1c montre le diagramme d'un éventuel nouveau couplage au-delà du modèle standard faisant intervenir un « leptoquark ». Dans ce cas le boson « leptoquark » véhicule aussi bien les saveurs des quarks que des leptons.

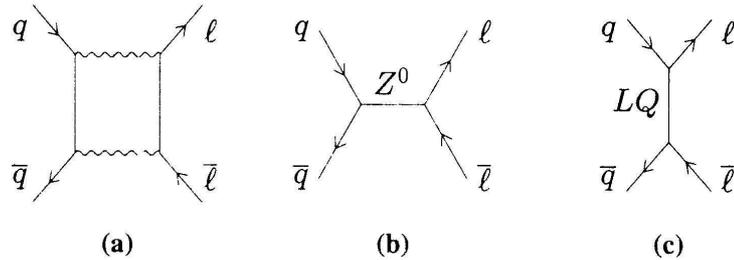


FIG. 2.1: Diagrammes pour la désintégration $P^0 \rightarrow l^+ + l^-$: (a) Contribution QED, (b) Contribution faible, (c) Leptoquark

Le mode $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ paraît donc très intéressant pour chercher des contributions exotiques et tester avec précision le modèle standard. Ce mode présente aussi des avantages du côté expérimental, car les muons sont plus faciles à extraire du bruit de fond hadronique que d'autres particules comme les pions ou les électrons.

Un autre point fondamental fut la découverte quelques années auparavant d'une importante section efficace pour la production du η par la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ près du seuil [8] [15], ce qui permettait de produire un grand nombre de η . Ceci ouvrait un nouvel horizon pour l'étude des modes de désintégration rares du η en utilisant le faisceau de protons à haute intensité de l'accélérateur Saturne à Saclay. Les

rapports d'embranchement étant relativement faibles ($\sim 10^{-6}$ et en dessous), une bonne statistique était nécessaire et une très bonne maîtrise du bruit de fond aussi. D'où l'importance capitale des simulations très précises de l'appareillage pour bien connaître son comportement.

Les mesures disponibles au début des années 1990 du rapport d'embranchement du $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ défini par : $BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = \Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-) / \Gamma(\eta \rightarrow all)$ étaient assez peu précises (environ 30 % d'erreur pour la meilleure) et les deux mesures les plus récentes étaient incompatibles à presque deux écarts standards (voir tab. 2.1). La valeur trouvée par l'expérience du CERN, beaucoup plus grande que la limite unitaire de $4.3 \cdot 10^{-6}$ [9], suggérait que des processus « exotiques » pourraient contribuer [11]. L'expérience faite à l'accélérateur IHEP à Serpukov en 1980 trouva une valeur beaucoup plus proche de la limite unitaire avec 27 évènements détectés [12]. Il est important de noter que dans ces deux expériences (CERN et Serpukov), les η étaient produits par la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$. Les mesures du rapport d'embranchement $BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$ étaient faites de manière indirecte, car les mésons η n'étaient pas directement identifiés. Par exemple dans l'expérience de Serpukov, c'est le rapport $\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-) / \Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma)$ qui a été mesuré.

Année	Expérience	$BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$
1968	Brookhaven [10]	$< 2 \cdot 10^{-5}$ (95% CL)
1969	CERN [11]	$(2.3 \pm 0.9) \cdot 10^{-5}$
1980	Serpukov [12]	$(6.5 \pm 2.1) \cdot 10^{-6}$

TAB. 2.1: Expériences mesurant $BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$

2.2 Dispositif expérimental de l'expérience LNS 198 : $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

L'expérience consistait à produire des mésons η à partir de la réaction $p + d \rightarrow {}^3He + \eta$, puis à identifier le méson η (voir 2.2.1) et les deux muons venant de sa désintégration (voir 2.2.2). A cet effet, le dispositif expérimental était composé de deux parties distinctes : le spectromètre SPES II situé à l'avant et servant à étiqueter les mésons η (en détectant 3He) et deux détecteurs à muons situés de part et d'autre de la cible (voir fig. 2.2).

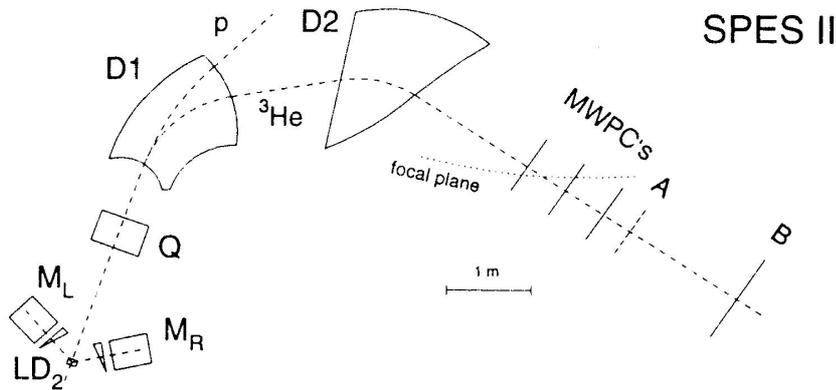


FIG. 2.2: Dispositif expérimental pour l'expérience LNS 198 (vue d'en haut). On peut voir la cible de deutérium liquide LD2, les deux détecteurs de muons ML et MR, le quadripôle Q, les deux dipôles D1 et D2 ainsi que les 3 chambres à fils proportionnelles MWPC et les hodoscopes à scintillateur plastique A et B

Les protons incidents produits par l'accélérateur Saturne étaient extraits à une énergie cinétique

$T_p = 893$ MeV proche du seuil ($T_p^0 = 891.4$ MeV¹) de production de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ et envoyés sur une cible de 6.5 mm de long de deutérium liquide. La section efficace de production de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, mesurée dans une expérience précédente, augmente à partir du seuil pour arriver à une valeur de $0.4 \mu\text{b}$ à $\Delta T_p = T_p - T_p^0 \approx 2$ MeV puis elle reste constante jusqu'à $\Delta T_p \approx 10$ MeV [8]. Ceci motive le choix de l'énergie incidente $\Delta T_p = 1.6$ MeV qui tient aussi compte d'une perte d'énergie moyenne dans la cible de 0.3 MeV.

La cinématique de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ à l'énergie incidente choisie présente l'avantage que les ${}^3\text{He}$ sont produits vers l'avant dans un cône de 1.2° et dans une bande d'impulsion étroite $p_{{}^3\text{He}} = 1320 \pm 30$ MeV/c ce qui donne 100% d'acceptance géométrique pour l' ${}^3\text{He}$ dans le spectromètre SPES II (voir 2.2.1). Les mésons η sont aussi produits vers l'avant avec une faible dispersion en impulsion et avec un angle maximum de 6° , ce qui implique que les muons venant de la désintégration $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ sont émis avec un angle $\theta_\mu \approx 63^\circ$ et avec une énergie cinétique d'environ 200 MeV (voir 2.2.2).

2.2.1 L'étiquetage du η

Une des particularités de l'expérience était le fait que les mésons η produits étaient identifiés (étiquetés) événement par événement, ce qui constitue un avantage indéniable et donne une mesure directe du rapport d'embranchement $BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-)$. Pour cela les ${}^3\text{He}$ étaient détectés par le spectromètre SPES II, qui était constitué d'un quadripôle Q et de deux dipôles D1 et D2 (voir fig.2.2). La rigidité magnétique (p/Z) des protons incidents était 2.4 fois plus grande que celle de l' ${}^3\text{He}$, par conséquent les protons du faisceau sortaient par une fenêtre entre les deux dipôles (fig. 2.2). Pour limiter la diffusion multiple de l' ${}^3\text{He}$ lors de son parcours de 8 m dans SPES II, le vide était maintenu entre la cible de deutérium liquide et la fenêtre de sortie du dipôle D2.

Le système de détection de l' ${}^3\text{He}$ était situé proche du plan focal et était constitué de 3 chambres proportionnelles à fils (MWPC) et de deux plans de scintillateurs A et B (fig. 2.2). Chaque chambre à fils comportait deux plans de 256 fils orientés à $\pm 45^\circ$ par rapport à la verticale. La distance entre les compteurs A et B était de 157 cm, ce qui permettait de faire une mesure du temps de vol de l' ${}^3\text{He}$ (≈ 12 ns) avec une précision ≈ 1 ns. L'identification de l' ${}^3\text{He}$ était faite de deux manières indépendantes : en utilisant la mesure de l'amplitude dans les scintillateurs A associée à la mesure du temps de vol entre A et B d'une part, et en utilisant la dispersion de l'impulsion de l' ${}^3\text{He}$, qui est pratiquement monocinétique, d'autre part. En utilisant les deux méthodes précédentes on obtient une efficacité de sélection des événements $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ de 94 % [16].

Avec une intensité moyenne de faisceau de 10^{11} protons par cycle (spill) de 0.7 s de long tous les 1.5 s, la production des mésons η était d'environ 800 par seconde, ce qui a donné un total de η étiquetés pendant les 4 semaines de l'expérience $N(p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta) = (1.22 \pm 0.01) \times 10^9$ [14] [16].

2.2.2 La détection des muons

Les muons venant de la désintégration $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ étaient détectés par deux télescopes situés symétriquement à $\pm 63^\circ$ par rapport à la direction des protons incidents (fig. 2.3).

Chaque télescope est composé d'un absorbeur frontal en fer de forme triangulaire (fig. 2.3) de 3 cm d'épaisseur au centre, dont l'angle de 11° a été calculé pour minimiser la dispersion en énergie des muons dans chaque bras, afin de rendre plus efficace leur identification dans les compteurs d'arrêt S. La position était mesurée par deux plans d'hodoscopes P (un vertical et un horizontal) composés chacun de 16 éléments de scintillateurs de 1 cm d'épaisseur placés en quinconce. Les hodoscopes de position P étaient situés à 60 cm de la cible et leur dimension (31.5×25.8 cm²) définissait l'acceptance géométrique de chaque télescope. Un absorbeur de 5.3 cm de plomb était placé juste après les hodoscopes de position P et contribuait à absorber une partie de l'important bruit de fond hadronique ainsi qu'à atténuer les gerbes électromagnétiques venant des γ des événements $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ ($BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) \sim 40\%$). L'absorbeur en plomb faisait aussi perdre de l'énergie aux muons pour qu'ils s'arrêtent dans un des compteurs S. Les

¹en utilisant $m_\eta = 547.3$ MeV [13]

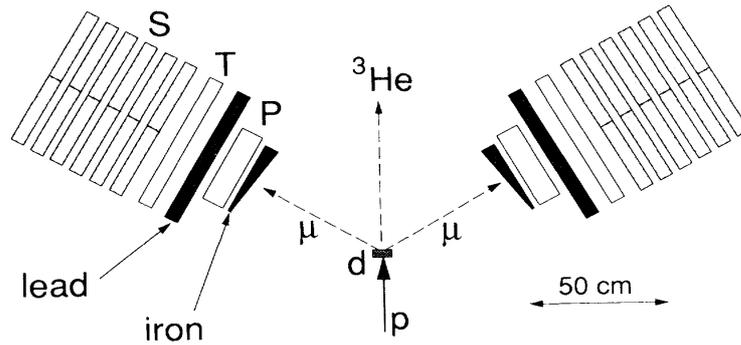


FIG. 2.3: Détecteurs à muons. On peut voir les hodoscopes horizontaux et verticaux (P), les absorbeurs en fer et en plomb, les hodoscopes à déclenchement (T) et les six compteurs d'arrêt (S). La cible (d) est aussi représentée.

hodoscopes de déclenchement T étaient faits de manière similaire aux hodoscopes P mais avec des lattes de scintillateur plus grandes et ils étaient utilisés dans la logique de déclenchement. Enfin les compteurs S formaient 6 plans de deux blocs chacun de scintillateur plastique de 5.08 cm (2 pouces) d'épaisseur. Ils servaient à mesurer le parcours (lié à l'énergie) des muons. Le taux de comptage typique était de $\sim 10^5 \text{ s}^{-1}$ dans les compteurs T et de $\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$ dans les compteurs S. Plus de détails sur les détecteurs à muons sont donnés dans [17].

La résolution angulaire de chaque télescope à muon était d'environ 20 mrad (FWHM^2) dans les deux directions (horizontale et verticale) en incluant la contribution de la diffusion multiple dans l'absorbeur W. La dispersion en parcours des muons dans le détecteur était d'environ 7 cm de scintillateur correspondant à une résolution en énergie de $\sim 12 \text{ MeV}$.

2.2.3 Déclenchement et acquisition des données

L'expérience comptait avec 3 déclenchements différents :

- ${}^3\text{He}$: Utilisé pour déterminer le nombre de mésons η . Il était constitué par le OU logique entre les 6 compteurs A situés sur le plan focal du spectromètre SPES II (fig. 2.2). Un facteur de réduction constant de 3200 (prescaling) était appliqué afin de ne pas avoir un temps mort trop important de l'acquisition.
- $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$: Utilisé pour sélectionner les mésons η produits et qui se désintègrent en une paire de muons (le signal que l'on cherche). Il était constitué par la triple coïncidence des deux télescopes à muons (coïncidence P·T dans chaque bras) et du OU logique des 6 compteurs A (identique au déclenchement ${}^3\text{He}$ précédent mais sans le facteur de réduction).
- Générateur : Utilisé pour déterminer l'efficacité du déclenchement, les effets de temps mort et d'éventuels effets dus à l'empilement des événements. Il était formé par de triples coïncidences (idem au $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ précédent) générées électroniquement.

Le taux des coïncidences entre les deux bras était d'environ $3 \cdot 10^4$ par cycle, ce qui donnait 20-25 coïncidences triples par cycle de faisceau toutes les 1.5 s. L'information de chaque événement était lue à partir des modules CAMAC par le système d'acquisition SAR [19]. Les événements ayant un temps de vol correct entre les compteurs A et B (voir 2.2.1) étaient écrits sur bande magnétique entre les cycles du faisceau. Le temps mort de l'acquisition était $\sim 3 \%$. L'analyse des données du type "générateur" a donné une efficacité de déclenchement $\epsilon_{triple}^{décl.} = 0.92 \pm 0.03$ [16].

²Full Width at Half Maximum : Largeur totale à mi-hauteur

2.3 Le principe de l'analyse des données

2.3.1 Simulations de l'expérience LNS 198

Une simulation détaillée incluant le comportement du détecteur était nécessaire pour déterminer l'acceptance et les efficacités de reconstruction des muons pour pouvoir calculer le rapport d'embranchement. Bien que mon travail sur les simulations fût plutôt orienté vers les possibilités d'extension future pour des désintégrations rares du η (voir 2.5), j'ai cependant commencé par simuler le détecteur de l'expérience LNS 198 en utilisant le code GEANT [20]. Ceci m'a permis de me familiariser avec le dispositif expérimental et de le connaître avec précision, ce qui était utile pour mon travail futur. D'autre part, un étudiant de l'Université de Californie UCLA s'était aussi lancé sur les simulations de l'expérience LNS 198 qui était son sujet de thèse [17]. Vu l'importance des résultats il n'était pas inutile de faire des vérifications avec deux programmes différents. Par ailleurs, l'analyse de l'expérience allait aussi valider certains aspects de la simulation avant de passer à l'évaluation d'un dispositif futur.

Les principales caractéristiques du programme de simulation étaient :

- Implémentation détaillée de la géométrie des deux télescopes à muons (fig. 2.3)
- Modélisation du spectromètre SPES II : résolutions en impulsion et en angle
- Génération complète de la cinématique de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ puis de $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$
- Simulation réaliste du faisceau avec des dispersions en position, angle et énergie
- Pertes d'énergie et diffusion multiple dans tout le détecteur y compris dans la cible
- Interactions inélastiques particule-matière incluses (absorption, Bremstrahlung, annihilation, ...)
- Simulation de la réponse des détecteurs en utilisant l'énergie déposée. Numérisation.
- Possibilité de passer en mode débogage (suivi pas à pas de chaque particule)
- Production d'un n-tuple au format HBOOK [21] contenant l'information finale

Les résultats produits par le programme de simulation sous forme de n-tuple étaient exploités de manière interactive à l'aide de macros dans le logiciel PAW [22]. Parmi les résultats les plus significatifs obtenus avec les simulations nous pouvons citer l'évaluation de l'acceptance du détecteur pour l'expérience LNS 198, à savoir $A_{\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (2.91 \pm 0.04^{\text{stat}} \pm 0.03^{\text{sys}}) \times 10^{-2}$ [16].

Le programme de simulation a aussi été utilisé pour évaluer les différentes sources possibles de bruit de fond. En particulier le canal $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ dont le rapport d'embranchement est de 39.4 % [23], soit plusieurs ordres de grandeur supérieur au signal. Le bruit de fond décorrélé produit par des coïncidences fortuites de deux pions (ou leur muon de désintégration) a aussi été étudié en détail. Il s'élimine en faisant des coupures en temps entre les deux télescopes à muons et l' ${}^3\text{He}$. Il ne pose pas de problème pour l'expérience LNS 198 mais il limite l'amélioration de la sensibilité pour les expériences futures (voir 2.5).

2.3.2 Reconstruction et sélection des événements

Nous allons décrire brièvement la procédure de reconstruction et sélection des événements, que l'on peut trouver de façon plus détaillée dans les publications [14, 16, 17].

Les trois critères fondamentaux de la sélection des événements $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ étaient :

1. Bonne résolution en temps pour la réjection des coïncidences fortuites (après calibration du détecteur en temps et amplitude)
2. Mesure de l'angle des muons et de leur parcours (range) dans les compteurs S afin de pouvoir appliquer des contraintes cinématiques.
3. Mesure d'amplitude dans les compteurs S pour éliminer les événements $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ et $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ qui ont produit des gerbes.

La quantité fondamentale dans la sélection cinématique était la corrélation angulaire $\Delta\theta_{LR} = \theta_{LR}^{\text{calc.}} - \theta_{LR}^{\text{mes.}}$, où $\theta_{LR}^{\text{calc.}}$ est l'angle d'ouverture des deux muons calculé à partir de l' ${}^3\text{He}$ et $\theta_{LR}^{\text{mes.}}$ l'angle mesuré dans les hodoscopes de position P (fig. 2.3). La figure 2.4 montre le spectre de $\Delta\theta_{LR}$ après toutes les coupures

(décrites en détail dans [16]) pour les 160 événements restants superposé aux simulations. Nous pouvons observer que l'accord entre les mesures et la simulation est très bon (χ^2 par degré de liberté égal à 0.9). Les flèches indiquent la coupure finale $|\Delta\theta_{LR}| < 3^\circ$ qui sera appliquée pour obtenir 128 événements. Après soustraction du bruit de fond constant on obtient $N(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-) = 114_{-15}^{+14}$.

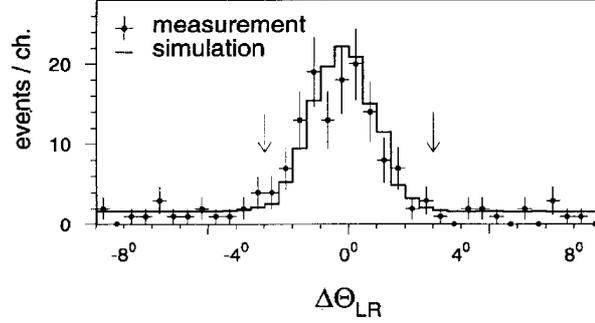


FIG. 2.4: Distribution de $\Delta\theta_{LR}$ pour les 160 événements candidats après les coupures. Les flèches indiquent la coupure finale $|\Delta\theta_{LR}| < 3^\circ$. Les mesures (points) sont comparés aux simulations (trait plein).

L'efficacité de toutes les coupures utilisées pour sélectionner les événements à été évaluée en utilisant le programme de simulation. On obtient $\epsilon_{\mu^+\mu^-}^{analyse} = 0.61 \pm 0.05$ [16].

2.4 Résultats

2.4.1 $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$

Le rapport d'embranchement est calculé à partir de l'expression :

$$BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = \frac{N(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)}{N(p+d \rightarrow 3He + \eta) \times A_{\eta \rightarrow \mu^+\mu^-} \times \epsilon_{triple}^{décl.} \times \epsilon_{\mu^+\mu^-}^{analyse}} \quad (2.1)$$

en utilisant les valeurs obtenues précédemment pour les différentes quantités. On obtient finalement [16] :

$$BR(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-) = \frac{\Gamma(\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-)}{\Gamma(\eta \rightarrow all)} = [5.7 \pm 0.7(stat.) \pm 0.5(syst.)] \times 10^{-6}$$

Cette valeur, la plus précise à ce jour pour le rapport d'embranchement $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ [23], est à comparer aux mesures précédentes (voir table 2.1). Elle confirme la mesure faite à Serpukov [12] et infirme celle du CERN [11]. La valeur trouvée est au-dessus de la limite unitaire $B_{unit}(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-) = 4.3 \cdot 10^{-6}$ donnée par QED tout en restant relativement proche :

$$R = \frac{BR(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)}{B_{unit}(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 1.3 \pm 0.2$$

Ceci indique qu'il n'y a pas de contributions "exotiques" notables aux processus décrits par la QED standard. On peut donc conclure que l'état intermédiaire à deux photons (fig. 2.1a) décrit bien la désintégration $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$.

2.4.2 $\eta \rightarrow \mu + e$

La désintégration $\eta \rightarrow \mu e$ viole la conservation du nombre leptonique. Si une telle désintégration était possible, elle serait une évidence pour une nouvelle physique au-delà du modèle standard. La structure

en quarks du méson η permet de tester cette violation aussi sur le couplage $s\bar{s}$ ce qui n'est pas possible dans d'autres cas. Il s'agissait de la première mesure directe du canal $\eta \rightarrow \mu e$.

La recherche du mode $\eta \rightarrow \mu e$ a été faite en utilisant le même échantillon de mésons η étiquetés (voir 2.2.1) que pour l'analyse du mode $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$. L'identification du muon était faite de manière identique à celle expliquée précédemment (voir 2.2.2 et 2.3.2) alors que pour l'électron il n'y avait pas d'identification dans les compteurs S mais seulement une mesure de position dans l'hodospe P. La variable principale utilisée était la corrélation angulaire $\Delta\theta_{LR}$ (voir 2.3.2) en utilisant la cinématique de $\eta \rightarrow \mu e$. Après toutes les coupures le nombre d'événements dans la fenêtre du signal $|\Delta\theta_{LR}| < 2^\circ$ était égal à zéro. On obtient alors une limite supérieure (à 90% de confiance) pour le rapport d'embranchement en utilisant une relation équivalente à l'équation 2.1 [18] :

$$BR(\eta \rightarrow \mu e) < 6 \times 10^{-6} \text{ (90 \% CL)}$$

Ce résultat est toujours la meilleure limite pour la désintégration $\eta \rightarrow \mu e$ [23].

2.4.3 $\eta \rightarrow e^+ + e^-$

La motivation pour cette analyse est la même que celle du $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ (voir 2.1). Le dispositif de l'expérience LNS 198 n'étant pas adapté à cette mesure, une prise de données dédiée (faible statistique) a été faite en enlevant les absorbeurs frontaux (fig. 2.3) et en supprimant les compteurs T du déclenchement (voir 2.2.3). Au total $2.71 \cdot 10^6$ mésons η ont été identifiés. Après estimation et soustraction des différentes sources de bruit de fond on obtient une limite supérieure (à 90% de confiance) [18] :

$$BR(\eta \rightarrow ee) < 2 \times 10^{-4} \text{ (90 \% CL)}$$

Ce résultat peut être facilement amélioré avec une meilleure statistique (plus de temps faisceau) et un dispositif un peu plus adapté à la détection des électrons. A l'époque il améliorait légèrement le résultat précédent ($BR(\eta \rightarrow ee) < 3 \times 10^{-4}$ (90 % CL)) obtenu dans une expérience en chambre à bulles [24]. La meilleure limite disponible aujourd'hui est $BR(\eta \rightarrow ee) < 7.7 \times 10^{-5}$ (90 % CL) obtenue par la collaboration Cleo en 1997 [25].

2.5 Le futur du η à Saturne

La haute intensité des mésons η (~ 1000 par seconde) produits et identifiés, a naturellement posé la question de son utilisation dans un projet plus ambitieux. Le méson η possède plusieurs modes de désintégration qui peuvent présenter un intérêt pour des tests précis du modèle standard ou au delà. Parmi ces modes on peut citer : $\eta \rightarrow \mu\bar{\mu}$ ³ (violation de CP), $\eta \rightarrow \mu^\pm e^\pm$ (violation du nombre leptonique), $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-$ (violation de P et CP), $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\pi^0$ (test de la conservation de C), et bien d'autres (voir par exemple [26]). Le mode $\eta \rightarrow \mu\bar{\mu}$, où l'on mesure la polarisation longitudinale des muons paraissait particulièrement intéressant, car une polarisation au niveau de $\sim 10^{-4}$ avait été prédite dans le cas où les leptosquarks contribueraient [27]. Dans un bon nombre de ces modes nous avons des muons dans l'état final qui seront pollués par les désintégrations en vol des pions produits en grand nombre par les collisions hadroniques servant à la production du méson η . Pour l'étude qui va suivre nous nous sommes alors focalisés sur le mode $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ pour la mise au point des simulations de l'appareillage futur.

Il apparaissait clairement qu'un dispositif plus sophistiqué que celui de l'expérience LNS 198 (fig. 2.3) était nécessaire pour détecter les produits de désintégration du η , alors que l'identification de l'³He pouvait être conservée. En effet, si l'on veut augmenter la sensibilité et le pouvoir de discrimination du bruit de fond, il fallait se doter d'une mesure précise des angles des particules émises ainsi que de l'impulsion. D'où l'idée d'utiliser deux dipôles situés de part et d'autre de la cible pour mesurer l'impulsion des particules (fig. 2.5). La déflexion des particules se fait dans le plan vertical pour pouvoir garder le dispositif d'étiquetage vers l'avant. La déflexion verticale a aussi l'avantage de pouvoir fournir

³Mode avec mesure de la polarisation longitudinale d'un des muons

une mesure assez précise (1-2 mm) du vertex en z (direction du faisceau), ce qui rend possible l'utilisation d'une cible de 5 cm de long.

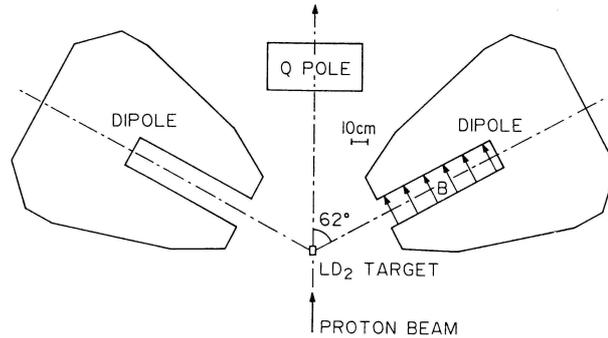


FIG. 2.5: Projet des dipôles pour la détection des produits de désintégration du η (vue d'en haut). On aperçoit le premier quadripôle (Q) du spectromètre SPES II et la cible de deutérium liquide (LD_2).

Le dispositif expérimental envisagé comprenait, en plus des deux dipôles : des chambres à fils proportionnelles (MWPC) pour mesurer la position, un absorbeur et deux plans de scintillateurs servant au déclenchement (fig. 2.6).

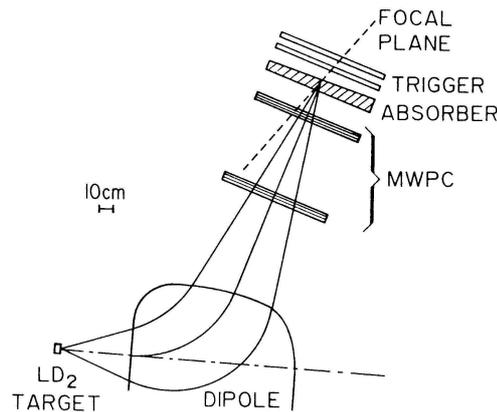


FIG. 2.6: Projet de dispositif expérimental pour étudier les désintégrations rares du η à Saturne (un seul dipôle, vue en coupe verticale). On peut voir la cible en deutérium liquide (LD_2), les chambres à fils (MWPC), l'absorbeur et les scintillateurs de déclenchement. La culasse du dipôle et le plan focal sont aussi représentés.

Nous allons donner dans la suite les ingrédients principaux des simulations et les résultats les plus importants, sachant qu'une note interne [28], reproduite en annexe (voir A.1), en donne plus de détails.

2.5.1 Simulations du dispositif expérimental

Pour améliorer la sensibilité et pouvoir accéder à des mesures des désintégrations à un niveau $< 10^{-6}$ il faut être sûr que le bruit de fond peut être contrôlé. En utilisant une détection magnétique on améliore considérablement les contraintes cinématiques, mais on introduit aussi un parcours de plusieurs mètres dans les dipôles. Dans ces conditions, le bruit de fond venant des pions décorrélés, produits en grand nombre à haute luminosité, risquent de se désintégrer en muons entre la cible et le début de la détection. Il était donc nécessaire de faire des simulations où l'on tient compte des désintégrations $\pi \rightarrow \mu\nu$ en vol dans les dipôles. Pour la simulation du signal, nous nous sommes concentrés sur le mode $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ où les mésons η étaient produits par la réaction $p + d \rightarrow {}^3He + \eta$. Les protons incidents avaient une

énergie cinétique $T_p = 897$ MeV proche du seuil. Cette énergie était 4 MeV au dessus de celle utilisée dans l'expérience LNS 198 (voir 2.2) pour compenser la perte d'énergie dans la cible de 5 cm de long.

Le dispositif simulé était composé des éléments suivants (voir fig. 2 dans A.1) :

- Cible en deutérium liquide de 5 cm de long et sa boîte
- Deux dipôles placés à $\pm 63^\circ$ de chaque côté de la cible (champ maximum de 1.26 T)
- Quatre plans (2 mesures X et Y) de chambres à fils proportionnelles (MWPC) de $1 \times 1 \text{ m}^2$ dans le plan focal de chaque dipôle (1 mm d'espacement entre fils).

Mise à part la géométrie différente, les caractéristiques du programme de simulation sont les mêmes que celles évoquées précédemment (voir 2.3.1).

Un travail important a consisté à implémenter le champ magnétique modélisé au Laboratoire National Saturne (LNS) dans le logiciel GEANT et à trouver la relation qui permet d'obtenir la cinématique au niveau de la cible pour chaque particule (angles, impulsion et vertex en z) en fonction des mesures (angles et positions) dans le plan focal du dipôle. Nous rappelons qu'il n'y a pas de mesure de position à l'entrée du dipôle. Pour trouver ces relations, nous avons utilisé des ajustements polynomiaux à partir d'un ensemble de traces générées avec un faisceau idéal (sans dispersions), sans diffusion multiple et sans perte d'énergie. Les résolutions angulaires au niveau de la cible sont de 0.1-0.2 mrad et pour l'impulsion $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ pour une cible ponctuelle (voir table 1 dans A.1).

Nous avons ensuite examiné en détail les performances de cet appareillage dans des conditions réalistes. En particulier le fait de mettre tout le spectromètre dans une atmosphère d'hélium semblait être un bon choix (plus proche du vide que de l'air) pour limiter la dégradation due à la diffusion multiple. En effet, dans le cas idéal le vide aurait été le meilleur choix, mais cela obligeait à mettre des fenêtres épaisses à l'entrée et à la sortie des dipôles qui auraient considérablement dégradé la résolution.

Les principales variables servant à imposer des contraintes cinématiques ont été évaluées : angle entre les deux muons, masse invariante, angle de coplanarité (angle du η projeté dans le plan formé par les deux muons) et $\Delta\theta_{LR}$ (voir 2.3.2). Les résolutions obtenues sur ces variables (voir table 4 dans A.1) caractérisent le pouvoir de discrimination du bruit de fond de l'appareillage.

2.5.2 Résultats et conclusions

Un travail important a été fait pour optimiser le transport des particules dans GEANT dans le but de limiter le temps de calcul par événement et pouvoir disposer d'une statistique conséquente. Pour estimer le pouvoir de discrimination du bruit de fond un important échantillon avec deux pions décorrélés a été généré. L'estimation du taux de comptage venant des pions a été faite en utilisant les sections efficaces de production, un faisceau de 10^{12} protons par cycle et une cible de 5 cm de long de deutérium liquide. En utilisant une résolution en temps de 2 ns entre les deux bras, nous obtenons un taux de comptage des coïncidences fortuites des deux pions par rapport au signal, au niveau des chambres à fils MWPC (voir A.1) :

$$\left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right)^{MWPC} \simeq 2.6 \cdot 10^5$$

$N_{\pi^+\pi^-}$ comprend aussi bien les pions directs que ceux qui se sont déjà désintégrés en muons. La vaste majorité des pions directs peuvent être éliminés avec un absorbeur placé après les chambres à fils (fig. 2.6). Cet absorbeur aurait demandé une étude détaillée, car à l'époque les pertes d'énergie des pions de basse énergie n'étaient pas bien prises en compte dans GEANT. Nous disposons aussi des coupures cinématiques pour éliminer les pions résiduels.

Nous avons ensuite considéré le cas des pions qui se désintègrent en muons et qui ne peuvent pas être éliminés avec l'absorbeur. Environ 1.7% des coïncidences fortuites $\pi^+\pi^-$ donnent un muon dans chaque bras du spectromètre, ce qui donne :

$$\left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}^{\pi \rightarrow \mu}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right) \simeq 4420$$

Avec environ 15% des muons venant des désintégrations des pions dans l'intervalle d'impulsion du signal dans chaque bras, il ne reste pour ces événements que les coupures cinématiques pour les éliminer. Après avoir appliqué toutes les coupures nous avons (voir détails dans A.1) :

$$\left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}^{\pi \rightarrow \mu}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right)_{\text{après coupures}} \simeq 3\%$$

L'impulsion de la majorité des ces muons se trouve dans la fenêtre du signal (fig. 12 dans A.1), il est donc impossible de les éliminer avec un absorbeur sans éliminer le signal aussi ! Ce niveau de bruit est un facteur limitant qui ne permet pas d'augmenter la sensibilité pour qu'un programme futur pour le η à Saturne puisse voir le jour dans de bonnes conditions. Nous avons donc décidé d'arrêter nos efforts dans cette direction.

3 Les oscillations des neutrinos dans NOMAD

Le but de l'expérience NOMAD (Neutrino Oscillation MAGnetic Detector) était d'étudier les oscillations des neutrinos $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en utilisant un faisceau de ν_μ produit par le Super Proton Synchrotron (SPS) du CERN. Elle devait enregistrer un million d'événements "courants chargés" et ainsi améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité aux faibles angles de mélange des neutrinos. J'ai présenté la demande de participation du Service de Physique Nucléaire (SPhN) à cette expérience devant le Conseil Scientifique et Technique du Service (CSTS) en mai 1992. La participation de deux physiciens du SPhN a été acceptée et nous avons rejoint le groupe des physiciens du Service de Physique des Particules (SPP) qui avait commencé à travailler sur le projet quelques mois auparavant.

La responsabilité de Saclay était de construire la cible qui devait aussi servir à reconstruire les traces. La solution adoptée était de faire 150 (réduit à 147 ensuite) plans de chambres à dérive où les parois servaient de cible.

Dans le groupe de Saclay, je me suis plus impliqué dans la mise au point des chambres, avec la fabrication des prototypes, avant d'arriver au concept final. J'ai mis au point le banc-test servant à qualifier les chambres à la fin de la chaîne de production. J'ai aussi participé activement aux prises des données et au démarrage et à la maintenance du détecteur.

J'étais le responsable à Saclay pour la partie du contrôle en ligne (online). J'ai participé aux nombreuses réunions où nous avons défini les modalités de la lecture, le monitoring et la calibration des chambres pendant la prise des données. J'ai mis aux point différents programmes pour la surveillance, l'extraction et le stockage des paramètres caractérisant le fonctionnement du détecteur. Ces paramètres étaient ensuite enregistrés dans la base des données qui était utilisée dans l'analyse. J'ai aussi proposé une solution pour le système de contrôle lent (slow control) qui a été adoptée par toute la collaboration.

Du côté analyse des données, j'ai passé une bonne partie de mon temps à installer et à tester les premières versions du code d'analyse des données à Saclay. Ce travail était nécessaire pour l'étudiant de notre groupe Patrick Rathouit, qui allait travailler sur la production des particules neutres étranges et la polarisation du lambda. J'ai activement participé à son encadrement (son directeur de thèse étant parti au CERN en sabbatique pendant 2 ans).

Nous allons décrire tous les aspects ci-dessus plus en détail dans les paragraphes suivants.

3.1 Motivations

L'existence du neutrino est postulée par W. Pauli en 1930 afin d'expliquer le spectre d'énergie des électrons dans les désintégrations β^- . C'est E. Fermi qui en 1932 lui donne le nom de "neutrino" (petit neutre en italien), pour le différencier du neutron de Chadwick, alors qu'il formulait sa théorie sur l'émission β^- qui a vu le jour en 1934 [29]. Depuis les physiciens n'ont cessé de porter au neutrino une attention toute particulière et un grand nombre d'expériences le concernant ont vu le jour. Il n'interagit que via l'interaction faible, ce qui rend délicate sa détection à cause de sa faible section efficace d'interaction. C'est probablement une des raisons qui ont fait qu'une partie de ses propriétés sont restées des énigmes pendant tant d'années. On sait par exemple, depuis la confirmation par les expériences du Large Electron Collider (LEP) du CERN, qu'il existe 3 familles de neutrinos légers : ν_e , ν_μ et ν_τ , qui correspondent aux trois leptons : e , μ et τ .

La particularité des neutrinos par rapport aux autres particules a toujours intrigué les physiciens. Alors que les quarks et les leptons sont massifs, les neutrinos semblaient ne pas avoir de masse. De la même manière, alors que les quarks sont mélangés par l'interaction faible avec la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa, que deviennent les neutrinos ? Sont-ils mélangés aussi ?

Du côté de la cosmologie, le déficit (~90 %) de la matière visible dans l'univers posait aussi la question de la composition de cette masse manquante, la *matière noire*. Plusieurs types de particules "exotiques", pouvant expliquer le déficit observé étaient recherchés : WIMPS (Weakly Interacting Massive

Particles), MACHOS (MASSive Compact Halo ObjectS), particules super-symétriques (photino, etc). Les neutrinos, très nombreux dans l'univers, auraient pu expliquer au moins une partie de la matière noire, s'ils avaient une faible masse (~ 30 eV) [30].

Lequel des trois neutrinos pouvait avoir une masse de l'ordre de la dizaine d'eV ? D'après le mécanisme de "see-saw" [31], qui intervient dans beaucoup de théories de grande unification, il y aurait une hiérarchie dans les masses des neutrinos. Elles seraient liées au carré des masses des quarks u, c et t par la relation :

$$m_{\nu_e} \sim \frac{m_u^2}{M_U} \quad m_{\nu_\mu} \sim \frac{m_c^2}{M_U} \quad m_{\nu_\tau} \sim \frac{m_t^2}{M_U}$$

où $M_U \sim 10^{15} - 10^{19}$ GeV est la masse de l'échelle de grande unification. Ceci implique une forte hiérarchie pour les masses des neutrinos : $m_{\nu_\tau} \gg m_{\nu_\mu} \gg m_{\nu_e}$. Le neutrino le plus massif serait donc le ν_τ et il était le candidat le plus vraisemblable pour expliquer le déficit de masse de l'univers.

D'autre part, les résultats du satellite COBE (Cosmic Background Explorer) lancé en 1989 et qui a mesuré les fluctuations de température du rayonnement cosmologique à 3°K, indiquaient que la matière noire ne pouvait pas être seulement "froide" (WIMPS, matière noire baryonique) mais aussi "chaude". Cette matière chaude pouvait être composée de neutrinos.

A tout ceci vient s'ajouter le "problème des neutrinos solaires" (the solar-neutrino problem) où un désaccord important existait entre les mesures et les modèles. Rappelons brièvement le problème. Le soleil produit des neutrinos électron par différentes réactions, dont les plus importantes en termes de flux sont (voir aussi fig. 3.1) :

$$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e \quad E_{\nu_e} < 420 \text{ keV} \quad (3.1)$$

$${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e \quad E_{\nu_e} = 860 \text{ keV} \quad (3.2)$$

$${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e \quad E_{\nu_e} < 14 \text{ MeV} \quad (3.3)$$

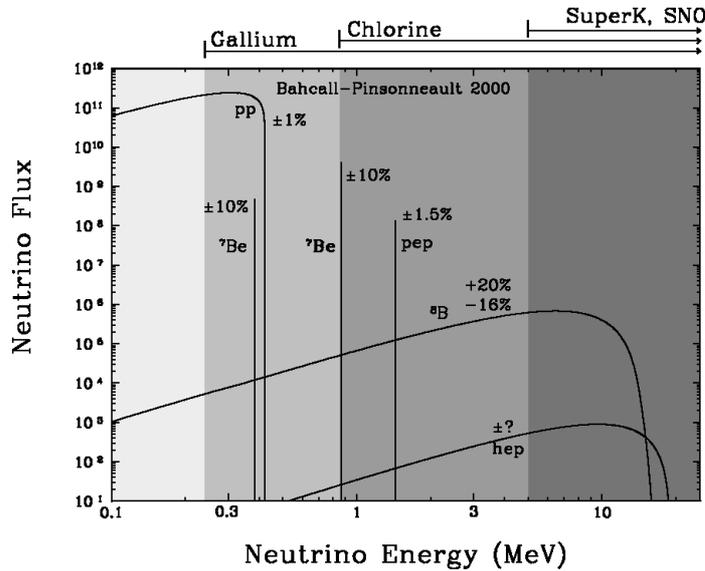


FIG. 3.1: Spectre des neutrinos solaires indiquant les différentes composantes. Le flux est indiqué en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{MeV}^{-1}$. Les seuils des expériences : Chlore, Gallex et Kamiokande sont montrés. D'après Bahcall et Pinsonneault.

Au tout début des années 1990, les seules mesures des neutrinos solaires venaient des deux expériences : "Chlore" à Homestake (Etats Unis) et Kamiokande (Japon). Elles observaient toutes les deux un déficit de ν_e venant du soleil en utilisant des réactions différentes pour la détection du neutrino.

L'expérience de Homestake mesurait les neutrinos électron en utilisant la réaction $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ avec un réservoir de 520 T de tétrachloroéthylène (C_2Cl_4) [32]. Avec un seuil de 814 keV, cette expérience était sensible essentiellement aux neutrinos venant du ${}^7\text{Be}$ (éq. 3.2) et du ${}^8\text{B}$ (éq. 3.3). Le résultat obtenu à partir de 1970 sur la première quinzaine d'années d'opération pour le flux des neutrinos était de $2.1 \pm 0.3 \text{ SNU}^1$ [33]. Le modèle solaire standard SSM (Solar Standard Model) prévoyait à l'époque $7.9 \pm 2.6 \text{ SNU}$ [35]. Une autre variante du SSM prédisait un flux de $5.8 \pm 1.3 \text{ SNU}$ [36]. Il y avait donc environ un facteur 3 de différence entre le flux mesuré et celui attendu.

Kamiokande de son côté détectait les neutrinos avec la réaction $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ en utilisant l'effet Cerenkov produit par les électrons dans 680 tonnes d'eau [34]. Le seuil de détection était d'environ 8 MeV, ce qui constituait une mesure d'une partie du spectre du ${}^8\text{B}$ (éq. 3.3). Les résultats obtenus à l'époque (confirmés depuis par SuperKamiokande) étaient en désaccord avec les prévisions du modèle SSM. Le flux mesuré expérimentalement normalisé aux calculs des deux variantes du SSM (Bahcall et al. [35] et Turck-Chièze et al. [36]) donnaient : $\phi_{exp}/\phi_{Bahcall} = 0.46 \pm 0.05 (stat.) \pm 0.06 (syst.)$ et $\phi_{exp}/\phi_{Turck-Chièze} = 0.70 \pm 0.08 (stat.) \pm 0.09 (syst.)$. Donc dans le meilleur des cas nous avons un déficit de 30% dans le flux des neutrinos venant du ${}^8\text{B}$ mesurés par Kamiokande.

D'autre part, la majorité du flux des neutrinos solaires venant de la composante "pp" (éq. 3.1 et fig. 3.1), il était essentiel de les détecter pour éclaircir la question du déficit. Les expériences SAGE et GALLEX ont mis au point des dispositifs expérimentaux basés sur la réaction $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$, avec un seuil de 233 keV qui rendait possible la mesure d'une partie importante du spectre des neutrinos de basse énergie. C'est GALLEX qui en premier observa un signal clair avec un flux de $83 \pm 19 (stat.) \pm 8 (syst.) \text{ SNU}$ [37] alors que les prévisions des modèles solaires allaient de $125 \pm 5 \text{ SNU}$ [36] à $132^{+20}_{-17} \text{ SNU}$ [35], confirmant ainsi le déficit des neutrinos solaires.

Ces résultats favorisaient une solution du problème venant plutôt des propriétés des neutrinos que de l'imperfection des modèles solaires. Le déficit observé pouvait être interprété comme une disparition des ν_e depuis leur production dans le soleil jusqu'à la détection sur terre. Cela est possible s'il y a une oscillation de saveur, ce qui implique que les neutrinos soient massifs (voir 3.2). L'interprétation des données de GALLEX dans le cadre d'une oscillation dans la matière solaire favorisait la solution cosmologique avec $m_{\nu_\tau} \sim 10 \text{ eV}$ et un faible angle de mélange $\sim 10^{-2}$ [38, 39] ce qui était la bonne région pour l'expérience NOMAD (voir 3.3).

Pour finir, nous pouvons dire qu'au début des années 1990 il y avait beaucoup d'éléments indiquant que l'expérience NOMAD avait une bonne chance d'observer des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et d'apporter ainsi des résultats importants à la problématique du neutrino. Nous verrons au 3.6.2 que la nature en a décidé autrement.

3.2 Les oscillations des neutrinos

Dès 1969 V. Gribov et B. Pontecorvo ont proposé une interprétation des premiers résultats de l'expérience de Homestake [32, 40]. Ils suggéraient qu'une oscillation entre différentes saveurs des neutrinos pouvait rendre compte du déficit observé. En effet si les ν_e produits dans les réactions nucléaires dans le soleil changeaient de saveur (par exemple $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$) lors de leur parcours jusqu'à la terre, cela expliquerait que l'on compte moins de ν_e que prévu dans les détecteurs.

En toute rigueur, les oscillations des neutrinos peuvent avoir lieu entre les 3 familles. Dans ce cas les états propres de saveur ν_e , ν_μ et ν_τ sont des combinaisons linéaires des états propre de masse ν_1 , ν_2 et ν_3 . On peut donc écrire une matrice de mélange de façon analogue aux quarks (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa). Nous allons nous limiter ici aux oscillations à deux saveurs, par exemple ν_μ et ν_τ , afin d'en illustrer le principe.

Si les états propres de saveur ne coïncident pas avec les états propres de masse nous avons un mélange avec un angle θ et dans ce cas :

¹ 1 SNU (Solar Neutrino Unit) = une capture de neutrino pour 10^{36} atomes dans la cible

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}$$

L'évolution dans le temps d'un état ν_μ produit à l'instant $t = 0$ est alors :

$$|\nu_\mu(t)\rangle = |\nu_1(0)\rangle \cos\theta e^{-iE_1 t} + |\nu_2(0)\rangle \sin\theta e^{-iE_2 t} \quad (3.4)$$

où E_1 et E_2 sont les énergies de ν_1 et ν_2 respectivement. Si un ν_μ est créé au temps $t = 0$, la probabilité qu'il devienne un ν_τ au temps t est donnée par :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = |\langle \nu_\tau | \nu_\mu(t) \rangle|^2 = 2\sin^2\theta \cos^2\theta (1 - \cos(\Delta E t)) \quad (3.5)$$

Avec $\Delta E = E_1 - E_2$. En négligeant les masses devant les impulsions et en supposant les quantités de mouvement identiques on a : $\Delta E \simeq \delta m^2/2E$ où $E \approx E_1 \approx E_2$ est l'énergie du neutrino et $\delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ est la différence des carrés des masses. On peut alors écrire l'équation 3.5 sous la forme :

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\pi \frac{d}{L}\right) \quad (3.6)$$

où $d \simeq ct$ est la distance parcourue par le neutrino et L est la longueur de l'oscillation que l'on peut écrire sous la forme :

$$L(km) \simeq 2.5 \frac{E(GeV)}{\delta m^2(eV^2)} \quad (3.7)$$

Le phénomène d'oscillation dépend donc de deux paramètres δm^2 et $\sin^2 2\theta$. Nous pouvons aussi remarquer que les neutrinos oscillent s'ils ont une masse, car $\delta m^2 = 0$ implique directement $P = 0$. Mesurer les oscillations est donc une façon de mesurer la différence de masse des neutrinos. Les expériences mesurent en général P et en déduisent des zones dans le plan $(\delta m^2, \sin^2 2\theta)$ où les oscillations sont autorisées ou exclues. Cela fut le cas pour NOMAD dont les résultats ont abouti à un contour d'exclusion (voir 3.6.2). Il faudra alors combiner plusieurs expériences pour accéder aux masses absolues ou utiliser d'autres méthodes que les oscillations, comme les mesures de masse directe à partir des spectres de désintégration β .

Les oscillations décrites ci-dessus peuvent avoir lieu sans matière, on les appelle "oscillations dans le vide". En présence de matière, les neutrinos peuvent interagir par *courant neutre* avec les électrons du milieu en échangeant un boson Z^0 . Les ν_e peuvent aussi interagir par *courant chargé* et échanger un W^\pm , ce qui n'est pas le cas des ν_μ et ν_τ à cause de la conservation du nombre leptonique. La probabilité d'oscillation dans la matière s'écrit de façon analogue à l'équation 3.6 en remplaçant θ par θ_m et L par L_m . Dans ce cas :

$$\sin^2(2\theta_m) = \frac{tg^2(2\theta)}{(1 - N_e/N_e^{res})^2 + tg^2(2\theta)}$$

$$L_m = \frac{L}{\sqrt{(1 - N_e/N_e^{res})^2 \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta)}}$$

avec N_e la densité électronique du milieu et N_e^{res} la densité électronique à laquelle le phénomène de "résonance" se produit. En effet, on peut obtenir de grandes amplitudes d'oscillation ($\sin^2(2\theta) \simeq 1$) avec des angles de mélange θ petits si $N_e \simeq N_e^{res}$. Cette densité résonnante est donnée par :

$$N_e^{res} = \frac{\delta m^2 \cos(2\theta)}{2\sqrt{2}EG_F}$$

où G_F est la constante de Fermi et E l'énergie des neutrinos. Cet effet est appelé MSW (Mykheyev Smirnov Wolfeinstein) du nom des 3 physiciens qui l'ont proposé pour expliquer le déficit des neutrinos solaires [41]. L'effet MSW est une des solutions favorisées aujourd'hui pour expliquer le déficit des neutrinos solaires.

3.3 L'expérience NOMAD

L'expérience NOMAD avait pour but de rechercher les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ ce qui aurait prouvé que les neutrinos étaient massifs. L'expérience avait été proposée en 1991 [42] et a pris les premières données en 1994. A l'époque la meilleure limite dans la région des petits angles de mélange dans le plan $(\delta m^2, \sin^2 2\theta)$ pour $\delta m^2 \gtrsim 10 \text{ eV}^2$ était $\sin^2 2\theta < 4 \cdot 10^{-3}$ (à 90 % de niveau de confiance) et venait de E531 à Fermilab (USA) [43]. NOMAD se proposait d'améliorer d'un ordre de grandeur la sensibilité aux petits angles de mélange ($\sin^2 2\theta < 4 \cdot 10^{-4}$) pour $\delta m^2 \gtrsim 50 \text{ eV}^2$ (fig. 3.2) et ainsi chercher l'existence d'un ν_τ massif dans le domaine cosmologique ($\delta m^2 \gtrsim 1 \text{ eV}^2$).

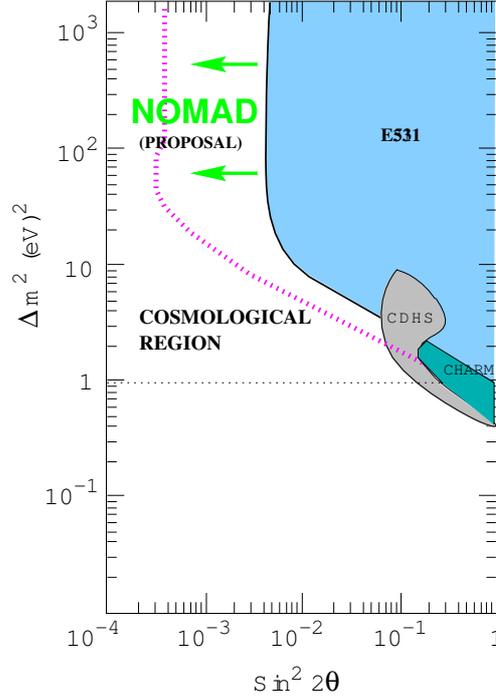


FIG. 3.2: Contour d'exclusion de la proposition d'expérience de NOMAD (pointillés) pour une oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ à 90% de niveau de confiance. Les contours d'exclusion de E531, CHARM et CDHS figurent aussi.

Nous allons maintenant aborder le principe de l'expérience et l'appareillage utilisé. Nous regarderons plus particulièrement les chambres à dérive dont j'ai activement participé à la mise au point, au fonctionnement et à la surveillance.

3.3.1 Principe de la détection

NOMAD était une expérience de type *apparition*, car elle se proposait d'étudier les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ en cherchant à détecter des ν_τ dans un faisceau constitué essentiellement de ν_μ et dépourvu de ν_τ . Le faisceau de neutrinos était produit en utilisant les protons de 450 GeV du SPS du CERN qui étaient focalisés sur une cible primaire de béryllium. Les neutrinos étaient produits par les désintégrations en vol des mésons secondaires π et K originaires de l'interaction primaire p-Be. L'accélérateur SPS délivrait deux déversements d'environ 10^{13} protons dans un cycle de 14.4 s de long avec une énergie moyenne des ν_μ produits de 24 GeV. Le faisceau était constitué majoritairement de ν_μ mais avec une contamination en $\bar{\nu}_\mu$ (6.8%), ν_e (1%) et $\bar{\nu}_e$ (0.3%) [45]. La proportion de ν_τ calculée dans le faisceau était négligeable ($\sim 10^{-7}$). L'expérience était située à 940 m de la cible de production dans le Hall Ouest au CERN. La fig. 3.3 montre le spectre d'énergie des différentes espèces présentes dans le faisceau [44].

Les ν_τ étaient détectés à travers la réaction *courant chargé* :

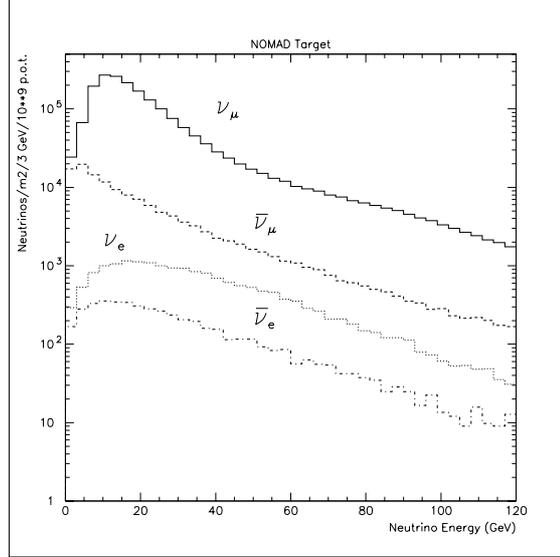


FIG. 3.3: Spectre en énergie simulé des différentes espèces présentes dans le faisceau des neutrinos à la position de NOMAD (par m^2 et pour 10^9 protons incidents).

$$\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X \quad (3.8)$$

où le τ^- était identifié par la détection de ses produits de désintégration dans l'appareillage. Il était impossible dans l'appareillage de NOMAD d'identifier directement les τ^- en mesurant leur parcours avant de se désintégrer car il était d'environ 1 mm en tenant compte de son énergie ($c\tau=87 \mu m$ [23]). Une des particularités de NOMAD par rapport à son concurrent direct CHORUS était que le signal des ν_τ était isolé à partir de considérations cinématiques plutôt que par une observation directe de la trace du τ^- dans des émulsions photographiques [46]. Il est intéressant de noter qu'à l'époque on n'avait jamais observé le ν_τ de manière directe (en détectant le τ^- dans l'éq. 3.8) et NOMAD aurait pu aussi l'identifier pour la première fois. C'est finalement la collaboration DONUT qui a observé les premiers événements *courant chargé* induits par des ν_τ [47].

Les principaux modes de désintégration du τ^- utilisés par NOMAD sont :

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \quad (3.9)$$

$$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad (3.10)$$

$$\tau^- \rightarrow \text{hadrons} \nu_\tau \quad (3.11)$$

Une des variables les plus importantes dans l'identification des événements venant du τ^- était l'impulsion transverse manquante p_T^{manquant} venant des neutrinos non détectés. Par exemple, pour identifier le τ^- en mode électron (eq. 3.10), le principal bruit de fond vient de la production des électrons par les ν_e du faisceau : $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$. Dans ce cas on reconstruit toutes les traces de l'événement (électron et hadrons) et on impose la conservation de l'impulsion dans le plan transverse : $p_T^{\text{electron}} + p_T^{\text{hadrons}} + p_T^{\text{manquant}} = 0$. La figure 3.4 montre la différence de topologie du signal et du bruit de fond, où les événements du signal ont un $p_T^{\text{manquant}} \neq 0$ alors que pour le bruit $p_T^{\text{manquant}} \simeq 0$. Cela impose de reconstruire toutes les traces sans qu'aucune ne s'échappe du détecteur et de bien les identifier. Nous verrons dans le paragraphe suivant que le détecteur NOMAD a été conçu en ce sens.

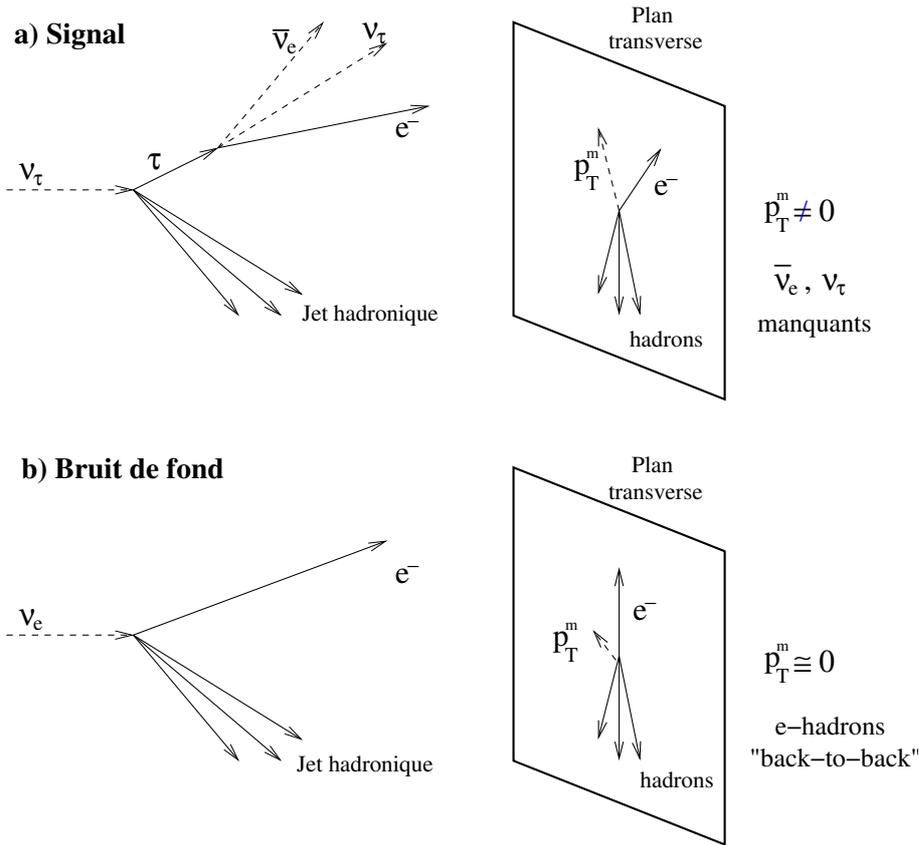


FIG. 3.4: Topologie du signal en mode électron et du bruit de fond. a) Signal $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$ puis $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$. b) Bruit de fond venant des courants chargés $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$

3.3.2 Le détecteur de NOMAD

Pour pouvoir bien identifier les produits de désintégration du τ^- ainsi que toutes les autres traces le détecteur doit être capable de :

- Avoir une cible assez dense pour pouvoir accumuler une statistique suffisante compte tenu de la faible section efficace des neutrinos.
- Mesurer l'impulsion des particules chargées pour reconstruire l'événement, ce qui nécessite un champ magnétique.
- Identifier et mesurer les électrons (et les π^0), ce qui nécessite un calorimètre électromagnétique.
- Identifier les muons afin d'avoir une normalisation du faisceau par la réaction $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$, ce qui nécessite des détecteurs à muons.
- Rejeter le bruit de fond et bien séparer les électrons des pions, ce qui nécessite un détecteur identifiant les particules.

La figure 3.5 montre le détecteur de NOMAD avec tous les sous-détecteurs (pour plus de détails voir [44]). La partie centrale est organisée autour de l'aimant dipolaire (ancien aimant de l'expérience UA1) qui fournit un champ horizontal et perpendiculaire à l'axe du faisceau (perpendiculaire au plan de la feuille dans la fig. 3.5) de 0.4 T. A l'intérieur se trouvent la cible active d'un poids de 3 tonnes environ, un détecteur à radiation de transition (TRD), un détecteur à pieds de gerbe, un calorimètre électromagnétique et deux plans de scintillateurs servant au déclenchement. A l'extérieur de l'aimant on peut apercevoir le calorimètre avant, le calorimètre hadronique, les chambres à muons et les plans de scintillateur du veto.

La cible active était constituée de 44 chambres à dérive groupées par modules de 4 chambres. La cible doit être aussi lourde que possible pour avoir le maximum d'interactions mais dans la mesure où elle n'altère pas les traces en provoquant des ré-interactions et de la diffusion multiple. La construction de cette partie cruciale du détecteur était sous la responsabilité de Saclay et j'ai beaucoup contribué à sa

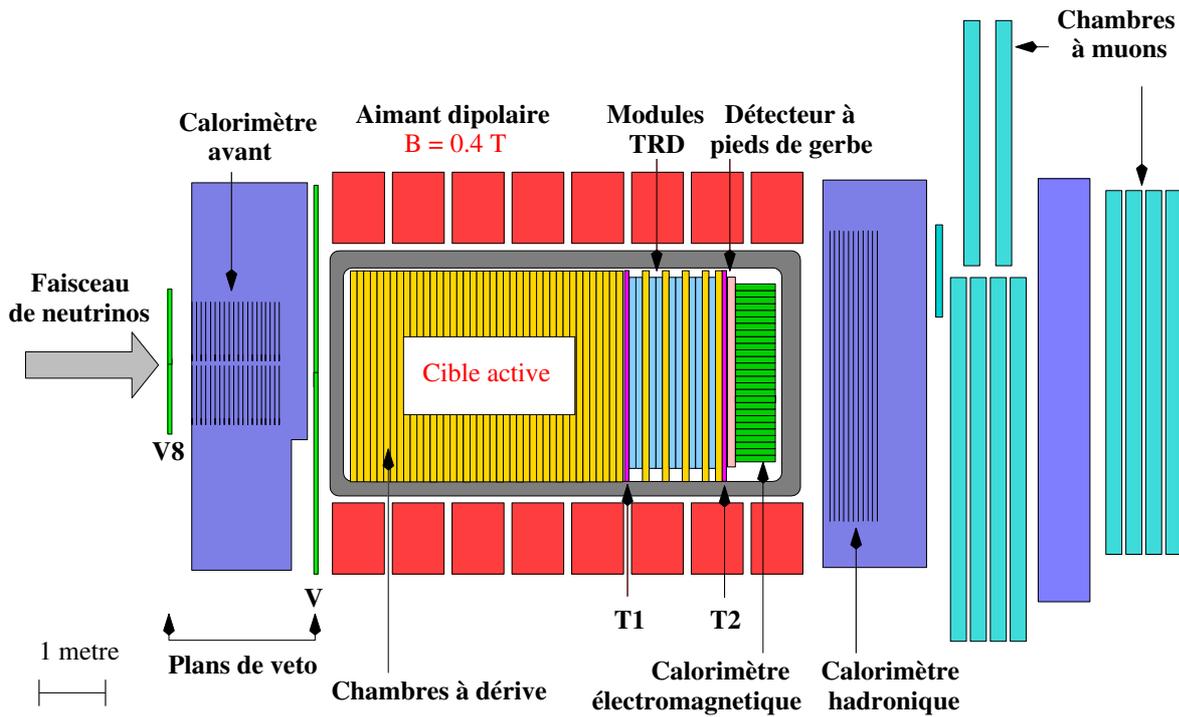


FIG. 3.5: Vue latérale du détecteur de NOMAD.

mise au point. Nous y reviendrons plus en détail au 3.4.

Le détecteur à rayonnement de transition était constitué de 9 modules situés juste derrière les chambres à dérive. Chaque module était composé d'un radiateur constitué de feuilles de polypropylène et d'un plan de détection constitué de 176 pailles verticales de 16 mm de diamètre remplies d'un mélange gazeux de 80 % de xénon et 20 % de méthane. Les électrons émettent un rayonnement constitué de plusieurs photons d'une énergie de l'ordre du keV lors de la traversée des feuilles du radiateur. Cette énergie supplémentaire déposée par les électrons par rapport aux autres particules chargées (pions et muons) est détectée dans les pailles, permettant de discriminer les électrons des pions. Le facteur de réjection e/π obtenu était supérieur à 1000 dans la gamme d'impulsion de 1-50 GeV/c tout en conservant une efficacité en électron de 90 % [48]. Afin de faciliter la reconstruction des traces, 5 chambres à dérive identiques à celles utilisées dans la cible active, étaient intercalées entre les modules du TRD.

Le détecteur de pied de gerbe est placé juste derrière le TRD et devant le calorimètre électromagnétique. Il est composé de deux plans de tubes proportionnels (288 verticaux et 286 horizontaux) de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de section remplis d'un mélange gazeux de 80 % d'argon et 20 % de CO_2 , précédés d'un convertisseur de 9 mm de plomb-antimoine ($1.6 X_0^2$). Les électrons commencent une gerbe électromagnétique dans le convertisseur et donnent un signal important dans les tubes proportionnels, alors que les pions (et muons) produisent un signal plus faible venant seulement de l'ionisation lors de leur passage. La gerbe électromagnétique se poursuit ensuite dans le calorimètre électromagnétique. Ce détecteur fournit aussi une mesure de position de la gerbe et participe à la réjection e/π .

Le calorimètre électromagnétique est composé de 875 blocs de verre au plomb arrangés dans une matrice de 35 lignes et 25 colonnes. Chaque bloc a une section de $79 \times 112 \text{ mm}^2$ et une profondeur de 50 cm ($19 X_0$) pour pouvoir mesurer avec précision l'énergie des électrons. Le principe de détection est basé sur la lumière Cerenkov produite par les électrons de la gerbe électromagnétique, qui est détectée par des photo-multiplicateurs (tétrodes) spécialement étudiés pour fonctionner sous champ ma-

² X_0 : Une longueur de radiation est l'épaisseur de matière nécessaire à réduire de $1/e$ l'énergie des électrons par rayonnement de freinage.

gnétique. Avant l'assemblage dans l'expérience chaque bloc a été calibré individuellement avec un faisceau d'électrons de 10 GeV. Un soin particulier a été apporté au suivi de la calibration qui était faite avec des diodes qui éclairaient les blocs de verre au plomb. La résolution en énergie obtenue était : $\Delta E/E = (1.04 \pm 0.01)\% + (3.22 \pm 0.07)\% / \sqrt{E(\text{GeV})}$ [49]. Le calorimètre électromagnétique mesurait l'énergie des γ et des électrons dans la gamme 100 MeV - 100 GeV et déterminait ainsi la composante neutre de l'impulsion transverse indispensable à l'analyse.

Les deux plans de scintillateurs servant au déclenchement sont localisés : T1 après la cible et T2 après le TRD (fig. 3.5). Chaque plan était formé de 32 lattes de scintillateur de 0.5 cm d'épaisseur lues à un bout par un photomultiplicateur. La résolution en temps était de l'ordre d'une nanoseconde et l'efficacité moyenne de $(97.5 \pm 0.1)\%$ [50].

Le calorimètre hadronique était du type segmenté fer-scintillateur d'environ 3.1 longueurs d'interaction (λ_{int}). Il était formé de lattes de scintillateurs horizontales de 3.6 m de long, de 18.3 cm de large et d'un centimètre d'épaisseur, intercalées à l'intérieur du bloc de fer situé en aval de l'aimant dipolaire (fig. 3.5). Il permettait de détecter les hadrons neutres (neutrons, K_L^0) qui auraient échappé aux détecteurs centraux et qui peuvent introduire un $p_T^{manquant}$ factice. Il fournissait aussi une mesure de l'énergie des hadrons chargés, complémentaire à la mesure de l'impulsion dans les chambres à dérive. Sa résolution en énergie était d'environ $120\% / \sqrt{E(\text{GeV})}$ [44].

Le calorimètre avant était formé de lattes de scintillateur intercalés à l'intérieur du bloc de fer utilisé pour le retour du champ magnétique en amont du dipôle, de manière similaire au calorimètre hadronique. Il était utilisé pour une physique différente des oscillations de neutrinos. Il permettait en particulier, l'étude de la physique des leptons lourds et du charme produits dans le calorimètre avant (utilisé comme cible) et dont les produits de désintégration étaient détectés dans les autres détecteurs en aval de la collision.

Le détecteur à muons était composé de 5 modules de 2 chambres à dérive chacun. Ils étaient placés après le calorimètre hadronique qui servait d'absorbeur à hadrons (fig. 3.5). Les chambres utilisaient un mélange gazeux argon-éthane (40 %, 60 %) comme les chambres à dérive de la cible. L'efficacité de reconstruction des segments des traces à l'intérieur d'un module était de 97 % et la résolution spatiale intrinsèque égale à $250 \mu\text{m}$ [51]. Elles devaient détecter les muons produits lors de l'interaction des ν_μ avec la cible qui fournissait la normalisation du faisceau incident.

Le veto était constitué de deux plans de scintillateurs situés de part et d'autre du calorimètre avant (V et V8 fig. 3.5). Ils avaient pour fonction de servir d'anti-coïncidence dans le déclenchement afin d'éviter une pollution venant des interactions non originaires de la cible active. Leur efficacité de réjection des particules chargées était de 97 %.

Nous allons maintenant aborder plus en détails la cible active constituée de 44 chambres à dérive.

3.4 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive sont des détecteurs gazeux qui ont pour fonction de mesurer la position des particules chargées qui les traversent. Une particule chargée subit une perte d'énergie par ionisation lors de la traversée du gaz, produisant ainsi des paires ion-électron (fig. 3.6). Sous l'influence d'un champ électrique de dérive créé par un ensemble de fils (ou pistes), les électrons migrent vers le fil d'anode porté à une haute tension positive. Le faible diamètre du fil d'anode (typiquement $\sim 20 \mu\text{m}$ de diamètre) fait que les électrons subissent un champ électrique radial très fort quand ils s'approchent de celui-ci. Ceci provoque une forte accélération des électrons qui leur donne une énergie suffisante pour produire d'autres ionisations, c'est le phénomène d'avalanche. Les électrons produits sont alors récoltés sur le fil d'anode sous forme d'impulsion électrique [52]. On peut obtenir des gains très importants avec cette technique (10^4 - 10^6).

Afin d'éviter que les électrons venant de l'ionisation puissent dériver vers deux fils d'anodes voisins, des fils de champ sont utilisés pour "fermer" les cellules de dérive. Les fils de champ sont alors portés au même potentiel que celui des fils produisant le champ de dérive les plus proches. L'ensemble de la chambre est en général isolé avec des électrodes d'écrantage mises à la masse, afin d'avoir une fermeture

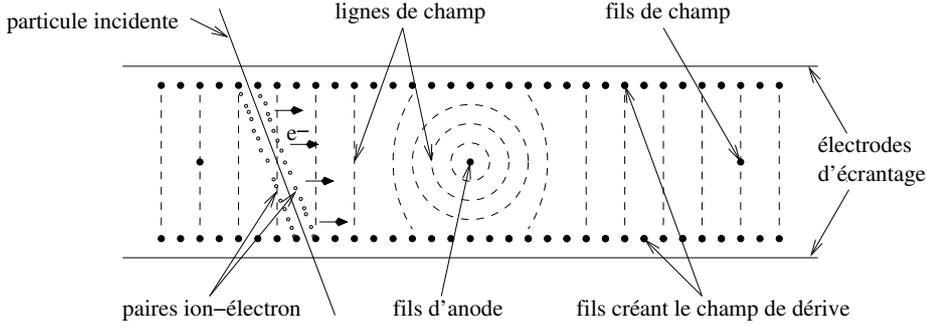


FIG. 3.6: Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'une chambre à dérive. Les lignes des équipotentiels électrique sont illustrées (pointillées).

correcte des lignes de champ électrique ainsi qu'un blindage au bruit haute fréquence.

Bien que le phénomène d'avalanche se produise pour tous les gaz, certains sont plus adaptés que d'autres. En particulier les gaz rares (krypton, xénon, argon,...) nécessitent un champ électrique plus faible pour produire l'avalanche. Parmi les gaz rares, l'argon est souvent utilisé car il présente l'avantage de se trouver facilement à un prix raisonnable, contrairement au krypton ou au xénon. Il faut remarquer que l'utilisation du seul gaz rare provoquerait des décharges lors de l'avalanche à cause de l'excitation de l'argon. Il faut donc introduire un autre gaz pour absorber les photons émis par le gaz rare lors de son retour à l'état fondamental. Un tel gaz s'appelle un "quencher" et selon sa nature et le gain voulu il est utilisé dans des proportions différentes. On utilise souvent des gaz polyatomiques tels l'éthane ou le CO_2 .

La position du passage de la particule dans la chambre est obtenue en mesurant le temps de dérive des électrons entre le point où a lieu l'ionisation et le fil d'anode, en utilisant une référence en temps externe (déclencheur par exemple). Il faut donc que les fils d'anode soient équipés d'une électronique de lecture adéquate. En connaissant ensuite la vitesse de dérive v , on peut remonter à la coordonnée spatiale x :

$$x = \int_{t_0}^{t_1} v dt$$

où t_0 est le temps de passage de la particule dans la chambre et t_1 le temps où le signal est produit sur le fil de lecture. La résolution en position dépend alors de notre connaissance de la vitesse de dérive. Un aspect important est de conserver une vitesse de dérive v constante tout le long du parcours des électrons entre l'ionisation et le fil, afin de pouvoir calculer facilement la position. Pour cela il faut appliquer des tensions appropriées aux fils de champ (fig. 3.6) en fonction du mélange gazeux utilisé.

Le champ magnétique de NOMAD étant horizontal (fig. 3.5), il introduit une déflexion verticale des traces et impose d'avoir une bonne résolution spatiale pour les chambres ($\sim 200 \mu\text{m}$) dans cette direction (coordonnée Y) afin de bien mesurer les impulsions des particules. En horizontal (coordonnée X) on peut par contre tolérer une résolution 10 fois moins bonne. D'où l'idée de réaliser 3 espaces de dérive par chambre avec des fils placés en stéréo à $\pm 5^\circ$ par rapport aux fils horizontaux de l'espace central. Cette configuration permettait de mesurer x dans la chambre en associant les mesures u et v des deux plans à $\pm 5^\circ$:

$$u = y \cos 5^\circ - x \sin 5^\circ$$

$$v = y \cos 5^\circ + x \sin 5^\circ$$

ce qui donne aussi une mesure redondante pour y (en plus du plan à 0°) avec une bonne précision :

$$y = \frac{u+v}{2 \cos 5^\circ} \quad (3.12)$$

$$x = \frac{v-u}{2 \sin 5^\circ} \quad (3.13)$$

Par ailleurs la structure des chambres doit aussi faire office de cible pour les interactions des neutrinos incidents. Nous voulons aussi une efficacité de détection dans les chambres aussi bonne que possible.

Tous les aspects cités plus haut ont fait l'objet d'une optimisation avec des prototypes : composition du gaz, alimentation électrique, électronique de lecture, etc, comme nous le verrons dans les paragraphes suivants. Nous allons aborder les aspects les plus importants du développement des chambres à dérive de NOMAD et nous reproduisons en annexe (voir A.2) la publication technique parue dans *Nuclear Instruments and Methods* [53].

3.4.1 Les prototypes

Nous avons réalisé 3 prototypes des chambres complets et opérationnels, le premier de petite taille ($1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$), le deuxième ($1 \times 3 \text{ m}^2$) avec des fils de 3 m de long et finalement la chambre 0 de $3 \times 3 \text{ m}^2$ des dimensions finales. Nous allons brièvement expliquer quels étaient les enjeux à chaque fois et les améliorations introduites. J'ai activement participé à la mise au point de ces prototypes et j'ai fait fonctionner les différents systèmes d'acquisition des données.

Nous n'aborderons pas ici les nombreux tests de mécanique ou d'électronique faits par les équipes techniques dans l'élaboration du concept final.

3.4.1.1 Premier prototype : $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$

Un premier prototype a été réalisé au début de 1992 afin de tester les concepts fondamentaux. Ces dimensions étaient de $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ avec 5 fils par gap de 8 mm placés à 0° , $+5^\circ$, -5° . La structure mécanique consistait en 4 panneaux sandwich, composés d'une mousse de polystyrène avec des peaux en polystyrène choc. Les cellules de dérive étaient de 10 cm de long avec une dérive sur 5 cm de part et d'autre du fil d'anode de $20 \mu\text{m}$ de diamètre en tungstène doré. Les fils étaient soudés sur des circuits imprimés sur chaque gap de dérive. Le champ électrique de dérive était produit par des pistes en aluminium collées sur les panneaux sandwichs.

Pour le gaz, nous avons utilisé un mélange classique argon-éthane (50% - 50%) qui a été souvent utilisé dans le passé et qui était bien connu [52, 54]. Une première version de cartes d'électronique composées d'un préamplificateur, d'une mise en forme et d'un discriminateur assurait la lecture des fils d'anode. Les signaux étaient ensuite envoyés sur un convertisseur analogique-digital (TDC 2277 de LeCroy), qui mesurait le temps de dérive. Un système de déclenchement basé sur des scintillateurs placés de part et d'autre de la chambre fournissait le temps de référence.

Ce prototype a été testé sur un faisceau au CERN au printemps 1992. La tension d'anode utilisée était de $\sim 1.7 \text{ kV}$. Le champ de dérive était créé par des pistes portées à des tensions entre la masse (face au fil d'anode) et -5 kV (face au fil de champ), ce qui assurait un champ électrique de 1 kV/cm . Dans ces conditions nous étions sur un plateau pour la vitesse de dérive en fonction du champ électrique (fig. 3.7). On peut de cette façon tolérer quelques irrégularités dans le champ électrique dues à la géométrie (alignement des deux cathodes, variations de gap, etc) sans avoir une variation importante de la vitesse de dérive.

L'acquisition des données se faisait avec un processeur FIC8232 de chez CES (Creative Electronics Systems, Genève) dans un châssis VME communicant avec le TDC2277 via une interface VME/CAMAC CBD8210 (CES). Le logiciel d'acquisition était basé sur le programme SPIDER [55]. Les données étaient envoyées entre deux cycles sur une station de travail via TCP/IP. Un certain nombre d'histogrammes de contrôle nous informaient sur la qualité des données prises (fils touchés, spectres de dérive, ...).

Nous avons obtenu des résultats satisfaisants pour les mesures de la vitesse de dérive ($\sim 50 \mu\text{m/ns}$) ainsi que pour la résolution en position ($\sim 160 \mu\text{m}$). Cette dernière a été obtenue en utilisant la redondance de la mesure de y entre le plan à 0° et ceux à $\pm 5^\circ$ (éq. 3.12), car les détecteurs de position utilisés dans le faisceau test n'avaient pas une résolution suffisante.

Suite à la fabrication et au test de ce premier prototype, nous avons décidé de faire un certain nombre de modifications. Parmi les plus importantes on peut citer :

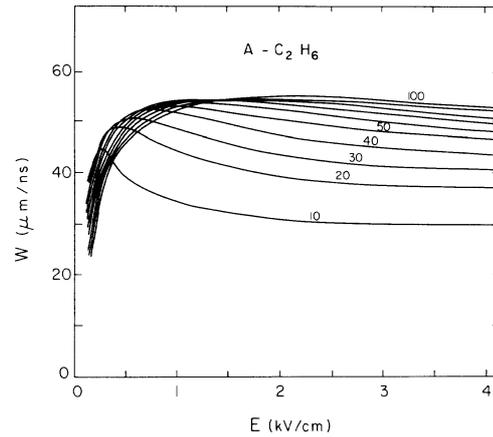


FIG. 3.7: Vitesse de dérive des électrons pour un mélange Ar-éthane, avec différentes proportions d'éthane, en fonction du champ de dérive. Résultats donnés à la pression atmosphérique normale et à 20°C [54].

- La structure mécanique n'avait pas la rigidité nécessaire, ce qui avait été confirmé par des tests mécaniques faits sur des panneaux plus grands. Un sandwich à base de Rohacell[®] semblait une meilleure solution, plus rigide et plus facile à usiner à la bonne épaisseur. La connaissance précise de l'épaisseur était importante pour connaître le poids de la cible que l'on allait mettre sous le faisceau de neutrinos.
- La longueur de dérive de 5 cm obligeait à utiliser des tensions élevées (5 kV) pour générer le champ de dérive avec les risques d'avoir des courants de fuite et des problèmes d'isolation. Par ailleurs on pouvait avoir une perte d'efficacité dans la collection des électrons de dérive quand l'ionisation avait lieu au bout de la cellule de dérive loin du fil. Ceci imposait de contraintes sévères sur la géométrie. Nous avons alors décidé de réduire la longueur de dérive à 3.2 cm.

3.4.1.2 Deuxième prototype : 3 x 1 m²

À l'automne 1992, nous avons décidé de faire un prototype de 1 x 3 m² afin de tester les fils de 3 m de long ainsi que les améliorations introduites après le test du prototype de 1.2 x 0.6 m² (fig. 3.8). Ce nouveau prototype était composé d'un seul plan de fils à 0° composé de 12 cellules de dérive de 6.4 cm de long (dérive sur 3.2 cm). Il a servi à tester de manière détaillée tous les aspects du fonctionnement de la chambre et en particulier les adaptations d'impédance que nous allons aborder maintenant.

L'adaptation d'impédance des fils de lecture

Le signal produit par l'ionisation des particules traversant la chambre est récolté sur le fil de lecture. Il est ensuite traité par l'électronique connectée à l'une de ses extrémités. En principe nous devons adapter l'impédance à l'autre bout si nous ne voulons pas avoir des signaux réfléchis qui viendraient perturber le signal récolté par l'électronique. La figure 3.9 montre le circuit utilisé dans les tests de l'adaptation d'impédance des fils de lecture. Du côté lecture, la capacité de 1 nF découple l'alimentation en haute tension de l'entrée du préamplificateur. Deux résistances de 4.7 MΩ servent à limiter le courant, afin d'éviter des dommages dans la chambre dans le cas où se produiraient des décharges. De l'autre côté du fil, nous avons placé une capacité de découplage de 10 nF et une résistance R afin de faire des tests d'adaptation.

Pour ces tests, nous avons utilisé un mélange gazeux Ar-éthane (50% : 50%) et une source de ruthénium ¹⁰⁶Ru (β de 3.5 MeV), que nous avons déplacée le long du fil. Une analyse en amplitude a été faite avec un appareil de type "QVT". La fig. 3.10 montre un spectre typique de la sortie analogique de la chambre après le préamplificateur. Nous pouvons noter que l'amplitude est de quelques dizaines de mV et que la durée du signal d'environ 50-100 ns.

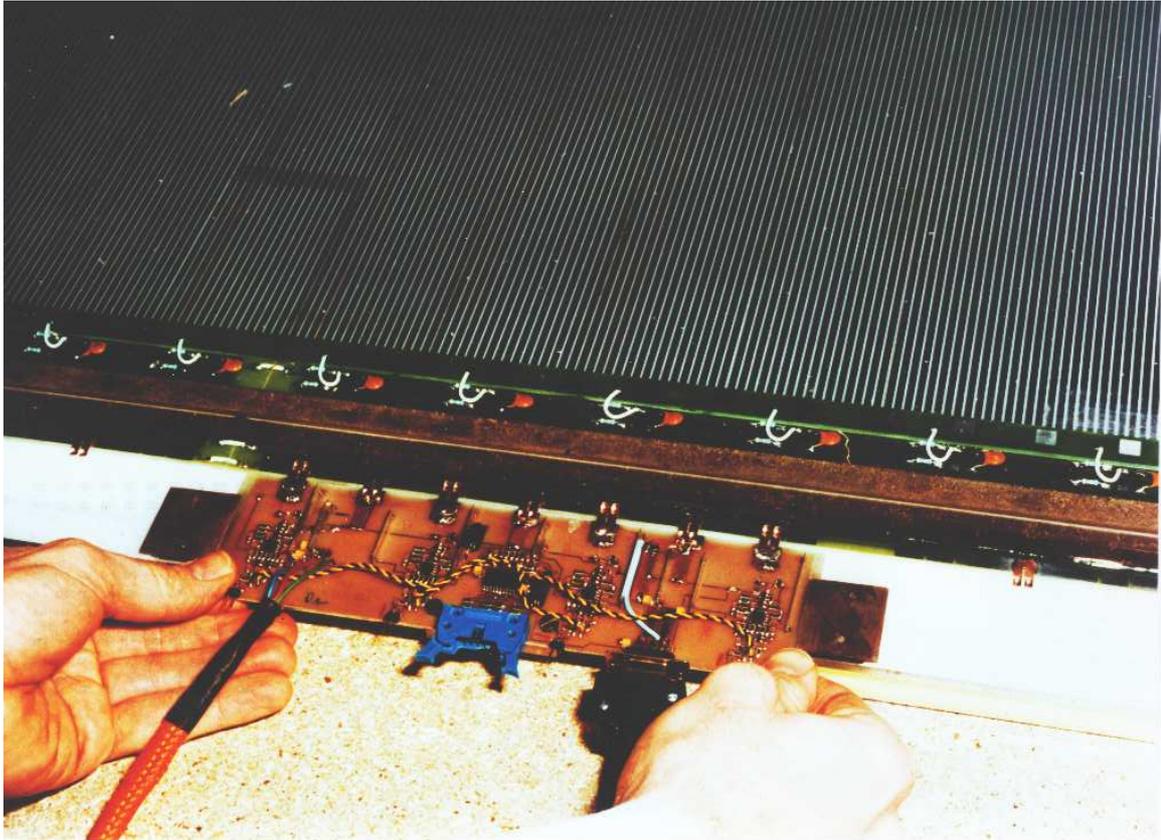


FIG. 3.8: Photo du prototype de $1 \times 3 \text{ m}^2$. On peut voir à l'intérieur de la chambre les pistes servant à créer le champ de dérive, les circuits imprimés où sont soudés les fils et la première version de la carte d'électronique (lecture de 4 fils par carte)

La difficulté de l'adaptation vient du fait que l'impédance caractéristique du fil est complexe à cause de sa résistance ($165 \Omega/\text{m}$), ce qui implique que la résistance vue par le signal dépend de la position de l'avalanche le long du fil. En absence de résistance, l'impédance du fil étant $z = \sqrt{L/C} = 360 \Omega$ à haute fréquence ($> 100 \text{ MHz}$), il aurait suffi de prendre cette valeur pour l'adaptation au bout du fil.

Plusieurs valeurs (entre 0 et 330Ω) de la résistance d'adaptation R ont été utilisées. Nous avons observé à chaque fois une perte d'amplitude du signal récolté par l'électronique de lecture. La fig. 3.11 montre deux spectres en charge obtenus avec un ADC (convertisseur analogique digital) au milieu du fil dans deux configurations : avec $R = 330 \Omega$ et sans adaptation ($R = \infty$). Nous pouvons observer que le pic de la charge relative au piédestal est de 13 canaux avec adaptation (fig. 3.11a) et de 26 canaux sans adaptation (fig. 3.11b). Nous perdons donc environ un facteur deux en amplitude, ce qui impliquerait d'augmenter la tension pour retrouver le même gain, avec les risques de claquages et les problèmes d'isolation.

A cela s'ajoutait le risque de diaphonie entre les fils voisins provoqué par les circuits d'adaptation. Nous avons donc décidé de laisser les fils sans adaptation et sans couplage capacitif à un bout.

Mise en forme du signal

Le mise en forme du signal à la sortie du préamplificateur a aussi fait l'objet d'une optimisation. En particulier, une différentiation plus importante que celle prévue au départ a été introduite afin d'améliorer la résolution double trace. La fig. 3.10 montre par exemple un signal dont la largeur est assez importante, car vu la vitesse de dérive ($\sim 50 \mu\text{m} / \text{ns}$) il implique une séparation entre deux traces consécutives de plusieurs millimètres. Cette première mise en forme avait été prévue afin de faire une mesure de la largeur en temps du signal, pour faire une mesure indirecte de la charge, afin d'avoir une information sur l'angle

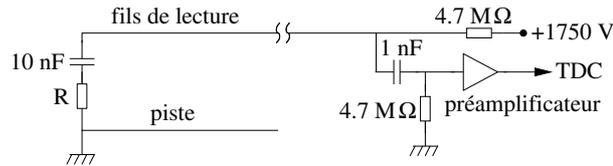


FIG. 3.9: Schéma des tests d'adaptation du fil de lecture (voir texte)

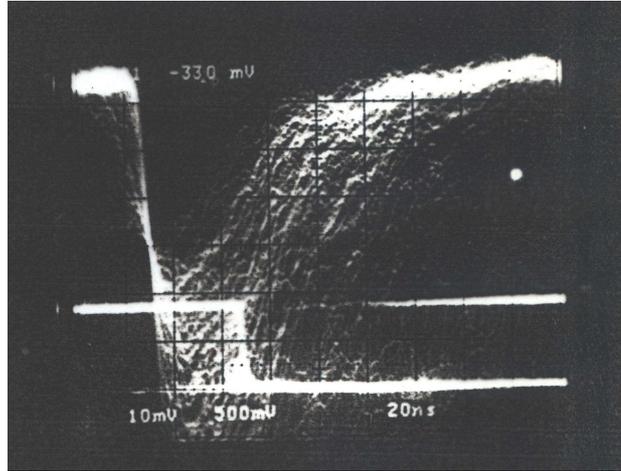


FIG. 3.10: Signal typique de la chambre de $1 \times 3 \text{ m}^2$ obtenu avec une source de ^{106}Ru placée au milieu du fil de lecture et avec une résistance d'adaptation $R = 330 \Omega$.

de la trace. Des simulations ont montré que la résolution double trace était un paramètre fondamental, surtout près du point d'interaction des neutrinos dans la cible où il y avait une concentration des traces, alors que la mesure de l'angle pouvait se faire par itérations et corrections successives sur chaque trace.

La fig. 3.12 montre un signal avec la mise en forme finale, où la durée a été raccourcie afin d'augmenter la résolution double trace.

Un autre phénomène observé durant la mise au point de l'électronique était les signaux secondaires (after-pulses). Il s'agissait des signaux corrélés au signal primaire (fig. 3.13). Nous pouvons voir dans la fig. 3.13b que certains doubles signaux vont s'éliminer avec la mise en forme choisie qui les fait un peu passer en positif, et dont l'amplitude peut alors être inférieure au seuil. La mise en forme choisie donne une largeur moyenne des signaux de 25 ns et un taux de doubles signaux inférieur à 10 % pour les traces à faible angle [56]. Ces doubles signaux peuvent être éliminés facilement par le programme de reconstruction (voir A.2).

A la sortie du préamplificateur (schéma fig. 6 dans A.2) et de la mise en forme, le signal est envoyé dans un comparateur LeCroy MVL 4075, qui convertit le signal analogique en signal numérique (fig. 3.14). Le comparateur donne un signal numérique calibré dont la largeur correspond à la largeur du signal analogique. Il déclenche lorsque le signal analogique descend en dessous du seuil et lorsqu'il remonte. Dans le cas où il y a un rebond (signal double, voir fig. 3.13b), le comparateur donne deux signaux correspondant aux deux signaux, à condition qu'ils soient séparés d'au moins 1-2 ns, qui est le temps de basculement du comparateur.

Le champ de dérive

Le rôle du champ de dérive est de diriger les électrons vers le fil de lecture avec une vitesse aussi constante que possible. Un défaut dans celui-ci implique une mauvaise dérive des électrons et des pertes de signal. Il était donc important de tester le dispositif générant le champ de dérive avec ce prototype.

Pour avoir un champ électrique de $1 \text{ kV} / \text{cm}$, nous avons utilisé 16 pistes par cellule de dérive en

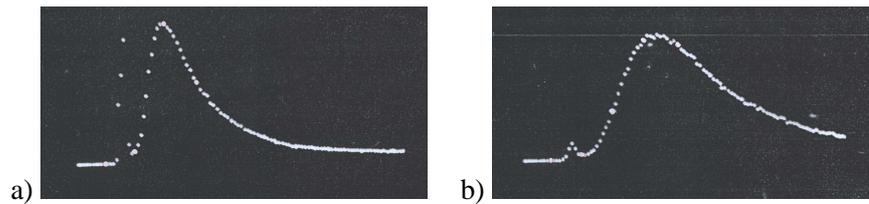


FIG. 3.11: Spectre en charge du signal récolté (en nombre de canaux ADC) au milieu du fil avec une source de ^{106}Ru pour : a) $R = 330 \Omega$ et b) $R = \infty$. Le premier pic représente le piédestal (canal ~ 17) et reste invariant. Le deuxième pic représente le signal (forme caractéristique de Landau).

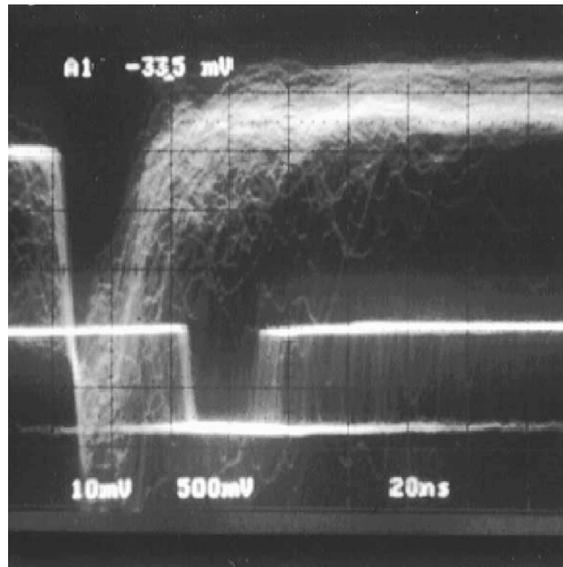


FIG. 3.12: Signal après le préamplificateur avec la mise en forme finale.

appliquant les tensions adéquates (fig. 3.15a). Les cellules étaient fermées avec des fils de $100 \mu\text{m}$ de diamètre en Cu-Be.

Le champ de dérives était créé par des pistes d'aluminium de 2.8 mm de large gravées sur un support en polyester. Les pistes faisaient $12 \mu\text{m}$ d'épaisseur afin de limiter le nombre de longueurs de radiation. Elles étaient séparées de 1.2 mm entre elles, ce qui était suffisant pour éviter les claquages. La fig. 3.16 montre le prototype du côté de la connexion des bandes de pistes à un bus d'alimentation composé de 16 pistes et connecté à un pont de résistances (voir 2.5 dans A.2).

Par ailleurs, pendant la prise des données, les chambres étaient plongées dans un champ magnétique horizontal de 0.4 T générant une force magnétique verticale. Cette force déviait les électrons de dérives de leur trajectoire d'un angle de 11° environ (angle de Lorentz) en les empêchant de rejoindre le fil de lecture. Pour corriger cet effet, les lignes du champ électrique de dérives étaient inclinées en décalant les tensions appliquées aux pistes des deux côtés (fig. 3.15b). Cette correction était faite en modifiant le pont des résistances servant à créer le champ de dérives. Des simulations ont été nécessaires afin de valider cette correction (voir fig. 5 dans A.2).

3.4.2 Design final et qualification

Les prototypes présentés précédemment ont permis de valider le fonctionnement du détecteur (électronique, lecture, vitesse de dérives, etc) et d'avoir un design de principe. Il restait à fabriquer la "chambre 0". Un certain nombre d'améliorations ont été encore faites, les plus importantes étant :

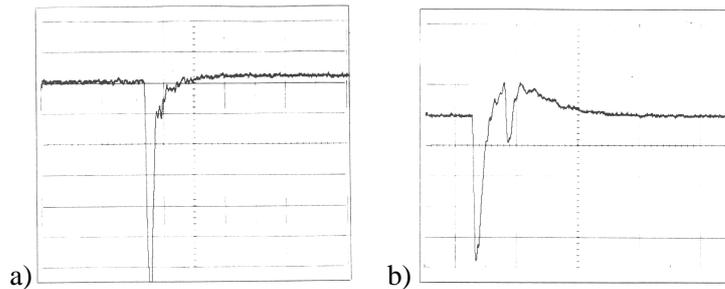


FIG. 3.13: Sortie analogique après le préamplificateur vue par un oscilloscope numérique. a) Signal unique. b) Signal double. (extrait de [56])

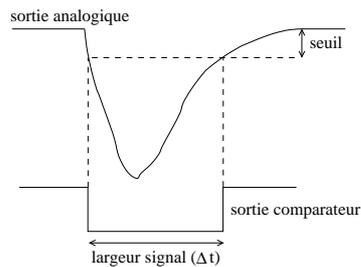


FIG. 3.14: Fonctionnement du comparateur (voir texte)

- Nouvelle mécanique basée sur des panneaux sandwich en Aramide avec des peaux en Kevlar/Epoxy assurant une rigidité suffisante et une bonne planéité sur $3 \times 3 \text{m}^2$.
- Optimisation de la carte d'électronique servant à la lecture des fils.
- Système d'injection de signal à l'opposé de la lecture pour calibrer le temps.
- Composition du gaz final : Ar (40%)-Ethane(60%)³
- Système d'interrupteur pour le pont de résistances : champ magnétique ON/OFF (voir fig. 4 dans A.2)

Après la validation de la première chambre, nous sommes passés en phase de production afin de construire les 49 chambres (3 plans de dérive chacune) qui allaient être placées à l'intérieur de l'aimant au CERN. Les étapes les plus importantes de la fabrication étaient (plus de détails dans A.2) :

1. Contrôle et perçage des panneaux sandwich
2. Collage des bandes en aluminium
3. Collage des cadres et circuits imprimés
4. Agrafage des bandes en aluminium sur le bus d'alimentation
5. Soudage des composants, collages des spacers et réglettes
6. Tissage des plans de fils ($20 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$)
7. Tests électriques
8. Fermeture de la chambre. Étanchéité.

À la sortie de la chaîne de production, chaque chambre était testée dans un banc cosmique afin de vérifier son fonctionnement. J'étais responsable à Saclay du développement et de la mise au point de ce banc-test. Le banc cosmique était composé de 3 lattes de scintillateur de plus de 3 m de long et d'environ 30 cm de large, lues par des photomultiplicateurs. Une coïncidence des 3 scintillateurs formait le déclenchement,

³Ce mélange proche du 50 :50 utilisé dans les premiers prototypes était le même que celui utilisé dans les chambres à muons, ce qui permettait d'utiliser un seul système de gaz pour les deux détecteurs.

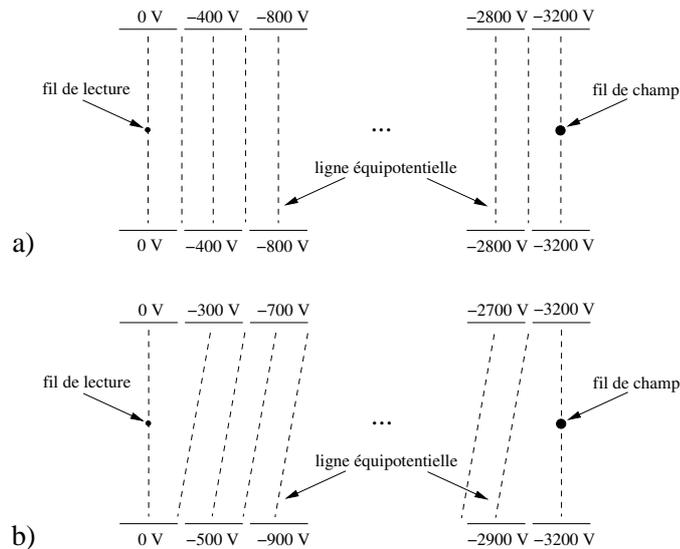


FIG. 3.15: Tension appliquée aux pistes de la cathode (ici une 1/2 cellule), dans les deux configurations : a) Sans champ magnétique b) Avec champ magnétique. Les lignes équipotentielles sont montrées dans les deux cas.

qui était retardé d'environ $1 \mu\text{s}$ pour être utilisé comme stop commun à toutes les voies du TDC (voir fig. 8 dans A.2). Le TDC 1876 de chez Lecroy [57] (modèle FASTBUS équivalent au 2277 en CAMAC) était configuré en mode "COMMON STOP", c'est-à-dire que l'on envoie le signal d'arrêt qui est retardé pour laisser aux électrons le temps de dériver (temps de dérive maximum $\sim 640 \text{ ns}$). Le TDC utilisé était capable d'enregistrer pour chaque signal de stop et pour chaque voie un total de 16 mesures de temps, ce qui est très utile dans le cas où on a plusieurs particules dans la cellule de 3.2 cm, et ceci avec une résolution en temps de 1 ns. La séparation minimum entre impacts multiples (multi-hits) que le TDC pouvait supporter était de 20 ns environ.

Un processeur FIC8232 (CES) placé dans un châssis VME était chargé d'acquérir les données du TDC à travers une interface VME / FASTBUS. Le programme d'acquisition était codé en langage C et l'on utilisait le logiciel d'acquisition SPIDER [55]. Enfin, les données étaient écrites sur cassette EXABYTE.

La fig. 3.17a montre un spectre de dérive obtenu pendant la qualification des chambres. Nous pouvons observer que le spectre est un peu plus large que les 640 ns de dérive normale (3.2 cm à $\sim 50 \mu\text{m}/\text{ns}$), ce qui est une conséquence de l'angle des rayons cosmiques qui produit un léger effet de débordement dans la cellule adjacente. D'autre part nous pouvons remarquer que le spectre est plat dans toute la zone de dérive, ce qui montre que tous les électrons arrivent sur le fil, même ceux qui sont les plus loin. Ceci est un test très important de la qualité du détecteur, car en cas de problème électrique sur le champ de dérive ou mécanique (non-alignement des pistes par exemple) le spectre peut se modifier (voir par exemple la fig. 9 dans A.2). La fig. 3.17b montre le spectre de dérive du premier signal mais dans le cas où il y a plusieurs signaux dans la cellule. Nous pouvons remarquer le pic en bout de spectre ($t \sim 1100 \text{ ns}$) qui correspond aux positions proches du fil de lecture (le spectre est inversé car nous sommes en mode "common stop"). Ce pic correspond à la contribution des doubles signaux (voir 3.4.1) qui sont plus fréquents pour les particules près du fil à cause des re-ionisations après l'arrivée du premier électron. Les doubles signaux sont éliminés dans le logiciel de reconstruction.

Quelques mois après l'installation des premières chambres au CERN, nous avons eu des problèmes de claquages et de tenue en haute tension. Un certain nombre de chambres ont été rapatriées à Saclay pour investigation. Après ouverture, nous avons constaté des "bulles" indiquant un décollement des pistes en aluminium qui entraînent alors en contact avec les fils de lecture produisant des courts-circuits. La chaîne de production a été arrêtée 3 mois afin de comprendre et résoudre le problème. Nous avons décidé de changer le type de colle utilisé (du type adhésif) pour coller les pistes en aluminium. La réparation

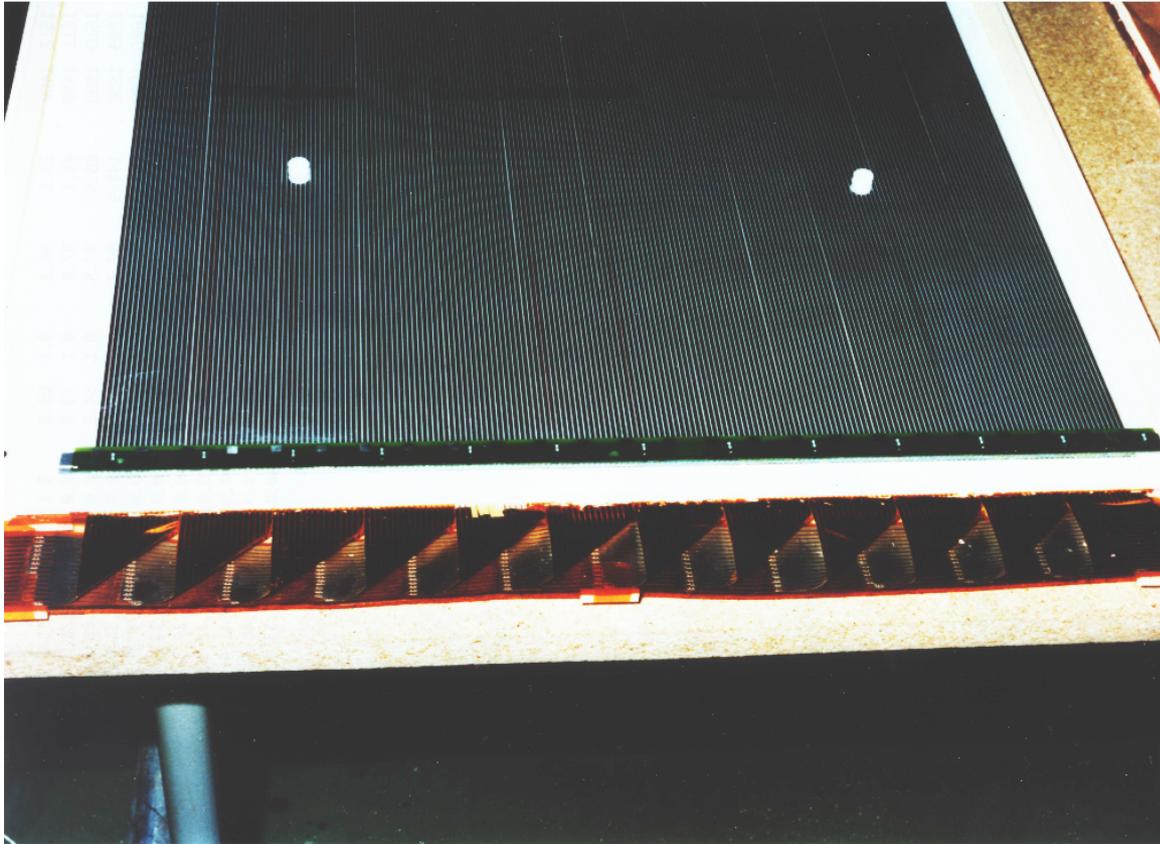


FIG. 3.16: Photo du prototype de $1 \times 3 \text{ m}^2$ du côté alimentation des pistes. On peut voir que les bandes de 16 pistes sont pliées à 45° à l'extérieur de la chambre et agrafées au bus d'alimentation.

de toutes les chambres s'est faite à Saclay et dans un atelier au CERN parallèlement. Après réparation le fonctionnement des chambres a été très satisfaisant pendant toutes les années des prises de données.

3.4.3 Performances

Les performances obtenues avec le détecteur final installé au CERN étaient conformes au cahier des charges. L'efficacité typique de la chambre était de 97 %. Elle était limitée par les queues non gaussiennes dans les spectres des résidus qui étaient coupés par les routes de $\sim 3 \text{ mm}$ de la reconstruction. L'efficacité maximale de la chambre était de 99.7 % quand on demandait juste la présence d'un impact.

La résolution spatiale obtenue était de $150 \mu\text{m}$ pour les traces perpendiculaires, avec une résolution moyenne de $200 \mu\text{m}$ pour les traces venant des interactions neutrinos (angles $< 7^\circ$). La dépendance de la résolution a été étudiée en détail par rapport à la distance de dérive et à l'angle d'incidence.

Voir plus de détails dans A.2.

3.5 Surveillance du détecteur au CERN

L'installation du détecteur au CERN s'est effectuée début 1994. La première prise des données à démarré en avril 1994 avec un détecteur partiellement complet. Il s'est très vite posé la question de la surveillance des différents paramètres garantissant que les données prises avec les chambres à dérive étaient de bonne qualité et que le détecteur fonctionnait correctement. Nous allons aborder rapidement les deux aspects les plus importants de la surveillance du détecteur, dont j'étais responsable au sein de NOMAD : le monitoring et le contrôle lent (avec stockage sur la base des données).

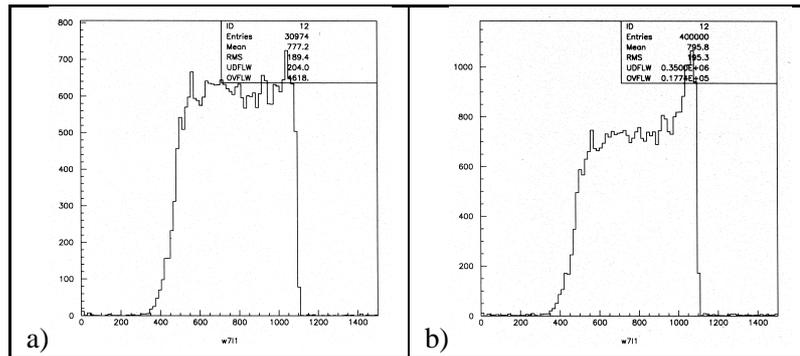


FIG. 3.17: Spectres typiques du temps de dérive (en ns) du premier signal. a) Un seul signal dans la cellule. b) Plus d'un signal dans la cellule.

3.5.1 Le programme de monitoring

La structure du faisceau, formée de deux impulsions neutrino très courtes (4 ms de long) et séparées de 2.6 s, faisait qu'il était impossible d'écrire directement les données pendant l'impulsion. L'électronique de codage (TDC ou ADC) ainsi que le système d'acquisition de NOMAD étaient prévus pour stocker les événements dans des mémoires pendant les impulsions neutrinos, pour ensuite les assembler et les écrire sur support magnétique (bande et/ou disque dur) pendant les 14.4 s qui séparaient deux cycles du SPS.

Le système d'acquisition était basé sur un ensemble des châssis VME (un par sous-détecteur) communiquant par un bus rapide avec un châssis "assembleur d'événement" (event builder), qui était chargé d'assembler les événements en utilisant tous les morceaux écrits dans les mémoires des codeurs, puis de les écrire sur bande ou disque [44, 58] (fig. 3.18). Les châssis VME étaient pourvus de processeurs FIC8234 qui assuraient la lecture des codeurs (ADC ou TDC) FASTBUS. Pour les chambres à dérive nous avons 4 châssis remplis de TDC1876 (LeCroy).

Nous pouvons aussi remarquer sur la fig. 3.18 les machines SUN servant au monitoring qui étaient reliées par ethernet au serveur de fichier (File Server) qui était aussi la machine qui assurait le contrôle de l'acquisition (Run Control). C'est par le biais du réseau ethernet que les machines de monitoring accédaient aux événements au niveau des châssis VME des détecteurs.

Le programme de monitoring était une aide précieuse pour déterminer l'état du détecteur pendant la prise des données. Pendant toute la durée de l'expérience, les personnes en poste devaient regarder régulièrement un ensemble d'histogrammes et les comparer à un état de référence. La référence était mise à jour régulièrement par les experts des chambres à dérive en fonction de l'état courant du détecteur et des problèmes connus.

Les principales fonctions du programme de monitoring *dcmp* (Drift Chamber Monitoring Program) étaient :

- Lire et décoder les données en ligne
- Remplir des histogrammes à chaque événement
- Déterminer les fils morts et bruyants
- Stocker les histogrammes sur un fichier
- Fabriquer un fichier pour les fils morts et bruyants pour chaque prise des données (run)

Il était possible de commander tous les programmes de monitoring depuis la console centrale d'acquisition ou depuis les consoles de chaque sous-détecteur. En fonctionnement normal, tous les programmes de monitoring de tous les sous-détecteurs étaient démarrés automatiquement au début de chaque prise de données, ceci permettait d'avoir des fichiers avec des histogrammes régulièrement.

Pour accéder aux données, le programme de monitoring devait se connecter à un serveur d'événements qui était actif au niveau de chaque sous-détecteur (Local System Crate). Les données étaient

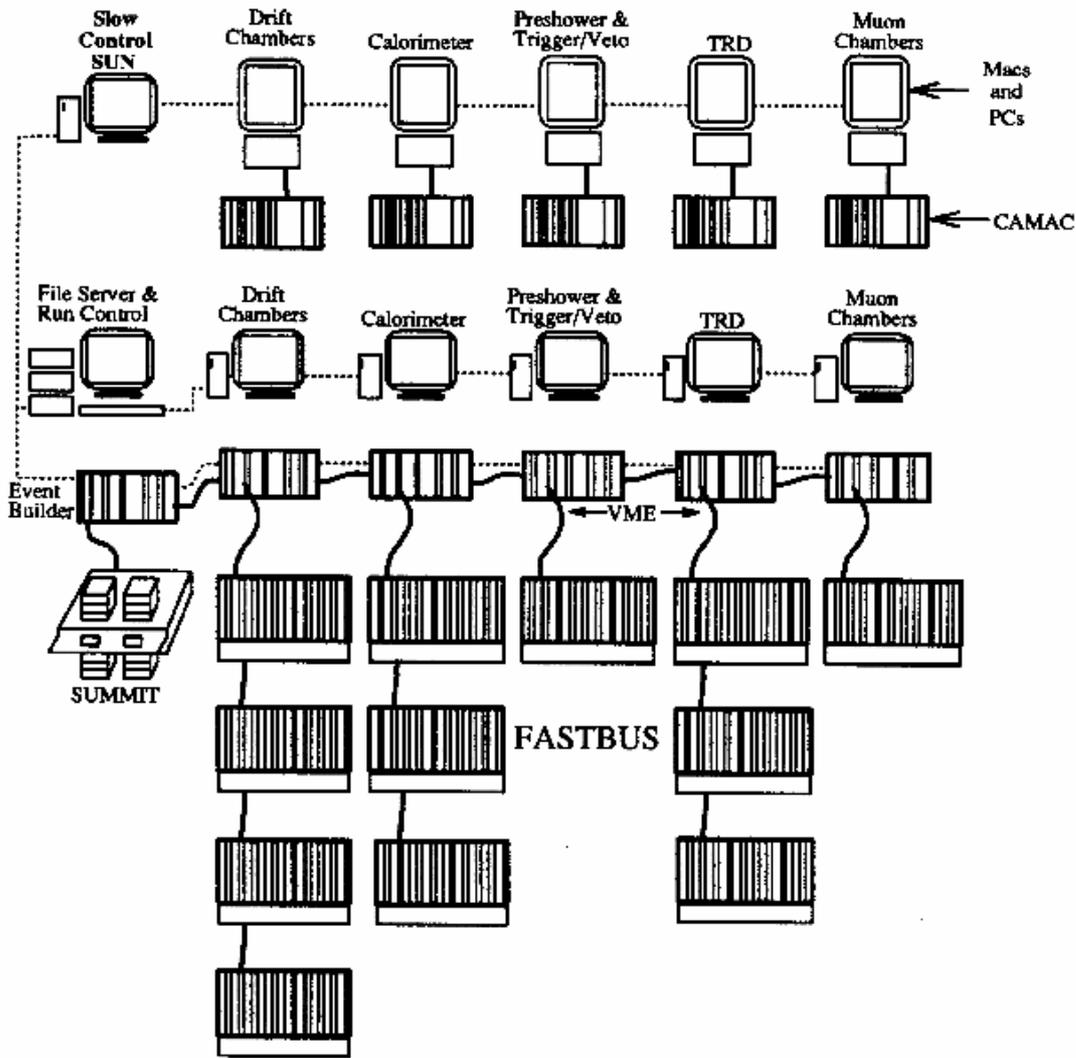


FIG. 3.18: Système d'acquisition de NOMAD et ses éléments annexes. On peut voir l'ensemble des châssis VME et FASTBUS pour l'acquisition, ainsi que les machines du monitoring et du contrôle lent.

décodées en vol en même temps que la prise des données suivait son cours. La fig. 3.19 montre un histogramme typique fourni par le programme de monitoring où l'on peut voir le taux de comptage de chaque plan de dérive pour toutes les chambres. Nous pouvons observer que pour cette prise de données, les premières chambres n'étaient pas encore installées (sauf la chambre 6). Aussi la chambre 28 était en réparation (non alimentée) et le 2^e plan de la chambre 36 était très bruyant.

Les histogrammes de *dcmp* étaient rafraîchis à chaque événement et étaient disponibles sur un segment de mémoire partagé (section globale) où l'on pouvait les visualiser à l'aide de l'utilitaire *dcmmon*. L'utilitaire *dcmmon* était composé d'une interface graphique fonctionnant avec le logiciel OnX [59]. Il était composé d'une fenêtre graphique où l'on pouvait visualiser les différents histogrammes ainsi qu'un certain nombre des menus et boutons servant à effectuer les opérations courantes (rafraîchissement, impression, changement de page d'histogrammes, etc) de façon conviviale.

Les fichiers des fils morts et bruyants, indispensables pour l'analyse afin de calculer de manière précise les efficacités, étaient produits automatiquement à la fin de chaque prise des données par le programme *dcmp*. Les fichiers étaient ensuite transférés sur un serveur où ils étaient traités par des scripts faits en langage PERL [60]. Le traitement consistait tout d'abord en une comparaison par rapport aux derniers fichiers existants pour déterminer s'il y avait des nouveaux fils morts ou bruyants. Ensuite

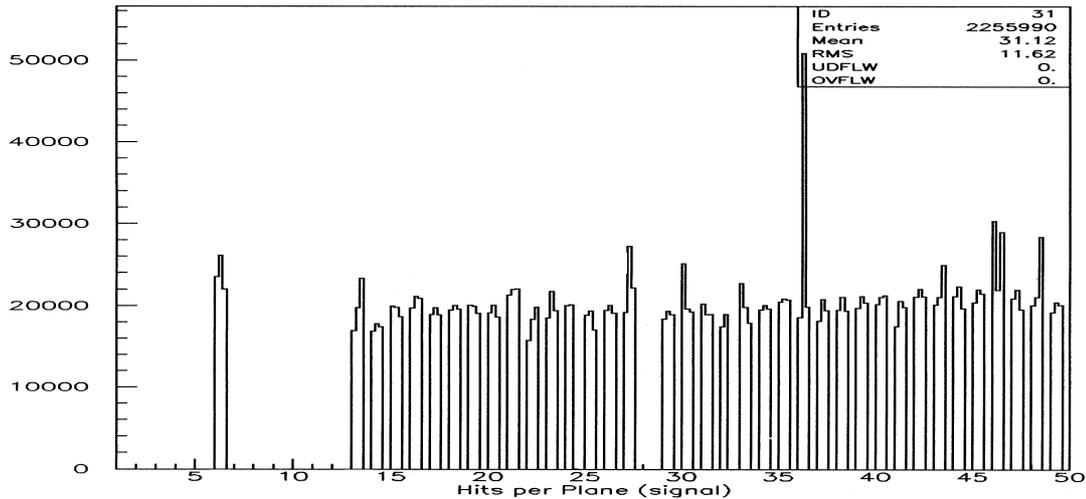


FIG. 3.19: Spectre du taux de comptage intégré par plan de dérive pour toutes les chambres. On peut apercevoir facilement les plans absents et bruyants.

des nouveaux fichiers de base de données avec le bon format (ASCII) étaient fabriqués si nécessaire. Un n/tuple au format PAW [22] était aussi fabriqué en vol et stocké pour des vérifications. Les tâches étaient toutes automatisées et elles étaient capables d'envoyer des courriers électroniques en cas de changement important dans la base des données. Les fils morts et bruyants représentaient $\lesssim 1\%$ du total des voies.

Une fois les fichiers de la base de données fabriqués, ils étaient stockés pour être introduits dans la bases des données HEPDB [61] de façon manuelle, afin de faire toutes les vérifications nécessaires [62].

J'ai aussi par ailleurs développé l'utilitaire *dcbase* qui était capable d'interroger la base des données (résidente au CERN) et fournir les informations utiles de manière conviviale, ce qui rendait les vérifications plus faciles.

3.5.2 Le contrôle lent et la base des données

Avant le choix final du système de contrôle lent de NOMAD, nous avons eu beaucoup de discussions et de propositions. C'est la solution du groupe de Saclay (sous ma responsabilité) qu'a été acceptée pour être implémentée dans NOMAD [63, 64]. Du point de vue architecture, la principale caractéristique du système était qu'il fonctionnait de manière asynchrone par rapport à l'acquisition des données, ce qui le rendait très souple en phase de développement.

Le système de contrôle lent était basé sur un ensemble de PC ou MacIntosh sous Labview [65], reliés aux différents éléments que l'on voulait surveiller (gaz, basse tension, haute tension, ...) de chaque détecteur et qui communiquaient avec le système d'acquisition par ethernet (voir fig. 3.18).

Pour les chambres à dérive, un MacIntosh était chargé d'acquérir les données en communiquant avec les alimentations (haute et basse tension) ainsi qu'avec le système de gaz. Pour le gaz, nous avons utilisé un système de multiplexeurs 128 voies pour lire les 98 débitmètres (une entrée et une sortie pour les 49 chambres) afin de surveiller le taux de fuite qui était de quelques litres/heure pour un débit d'entrée de ~ 25 l/h et un volume de 200 l pour chaque chambre. Malgré un taux de fuite important pour certaines chambres (~ 10 l/h) aucune perte d'efficacité n'a été constatée.

Un deuxième multiplexeur était utilisé pour lire les basses tensions et les autres signaux. Il était relié aux alimentations basse tension de l'électronique frontale ainsi qu'au seuil du comparateur. On monitorait aussi l'état de l'interrupteur champ ON/OFF qui était indispensable pour avoir une dérive correcte des électrons dans la chambre (voir fig. 4 dans A.2). Les deux multiplexeurs étaient placés dans un châssis qui communiquait avec une carte ADC 8 voies placée dans le MacIntosh [63].

Le système de haute tension était basé sur l'alimentation SY227 de CAEN [66] qui communiquait

avec le MacIntosh via une interface située dans un châssis CAMAC sous le protocole HS CAENET. Dans ce protocole, le MacIntosh pouvait recevoir des informations de l'alimentation (tension, courant, etc.) mais aussi envoyer des commandes pour changer des paramètres (tension, limite de courant, etc.). Nous avions à notre disposition des panneaux graphiques très complets pour lire/piloter tous les paramètres.

Une station SUN était chargée de recevoir l'information des PC/MacIntosh de chaque détecteur et de la mettre en forme pour la transmettre à l'acquisition (voir fig. 3.18). En fonctionnement normal, l'acquisition demandait que chaque détecteur (via son PC ou MacIntosh) lui envoie un état de tous les paramètres, en début, en fin de prise des données et approximativement toutes les demi-heures. Ceci nous permettait de vérifier les changements éventuels du détecteur. Aussi, un système d'alarmes était mis en place en mettant un seuil de tolérance pour tous les paramètres mesurés. Pour les chambres à dérive, nous avions des limites pour les débits de gaz, les basses tensions ainsi que pour les courants maximums que nous tolérions pour chaque chambre. En cas de dépassement des limites pour un paramètre pendant la prise des données, le MacIntosh envoyait un enregistrement contenant les données hors norme au SUN centralisant le contrôle lent, ce qui avait pour conséquence de déclencher une alarme (visuelle et sonore) dans la console de contrôle de l'acquisition. Cette alarme s'affichait avec des instructions selon la gravité. De manière simultanée, l'enregistrement avec les paramètres hors norme était écrit dans le flot des données avec un identifiant différent de celui des données.

Une deuxième phase très importante était l'exploitation des données venant du contrôle lent dans le programme d'analyse. Il s'agissait tout d'abord de récupérer toutes les données venant du contrôle lent stockées sur bande avec les données (enregistrements réguliers ou alarmes). Ceci était fait automatiquement pendant la première lecture des données, et des fichiers contenant seulement l'information du contrôle lent étaient fabriqués et stockés sur un serveur. Un ensemble de scripts PERL [60] traitaient ces fichiers et fabriquaient automatiquement les fichiers respectifs pour la base de données, qui étaient aussi stockés pour être introduits dans la base des données manuellement (pour plus de sécurité) [62]. Des vérifications régulières étaient faites en utilisant des n/tuples PAW [22] fabriqués par les scripts.

Il était aussi possible d'avoir accès à l'état du détecteur en accédant aux dernières informations du contrôle lent disponibles sur la page WEB online des chambres à dérive. Un "script" traduisait en vol les informations contenues dans les enregistrements des données et les affichait de façon conviviale. J'ai aussi implémenté un "logbook électronique" accessible depuis la page WEB online, qui permettait au groupe qui s'occupait des chambres à dérive de stocker des informations utiles et d'y accéder de manière simple.

3.6 L'analyse des données

Vu le travail important que j'avais effectué sur les chambres à dérive, il paraissait naturel de lire les données produites par ce détecteur et de les comparer aux données obtenues sur les prototypes et dans les simulations. Une partie de ce travail s'est fait "en ligne" via le programme de monitoring et les utilitaires associés (voir 3.5.1) et une autre hors ligne. La production des premières données en 1994 a coïncidé avec le début de thèse de notre étudiant Patrick Rathouit [67]. J'ai donc naturellement travaillé en collaboration avec lui sur le développement des programmes d'analyse des données. Son sujet de thèse était l'étude des particules neutres étranges, ce qui était très adapté au démarrage du détecteur, car ces particules ont de fortes sections efficaces, ce qui permettait de qualifier le détecteur avec une physique plus classique que l'étude des oscillations.

Nous allons aussi donner les résultats sur l'analyse des oscillations, à laquelle je n'ai pas participé directement.

3.6.1 Les particules neutres étranges

Les particules neutres étranges que nous voulions mesurer (K^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$) étaient produites par des interactions *courant chargé* $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + (K^0, \Lambda, \bar{\Lambda}) + X$. En ce qui concerne le K^0 , nous ne détectons en réalité que le K_s^0 car le K_l^0 se désintègre hors de la cible active ($c\tau \sim 15$ m [23]). Ceci n'est pas un

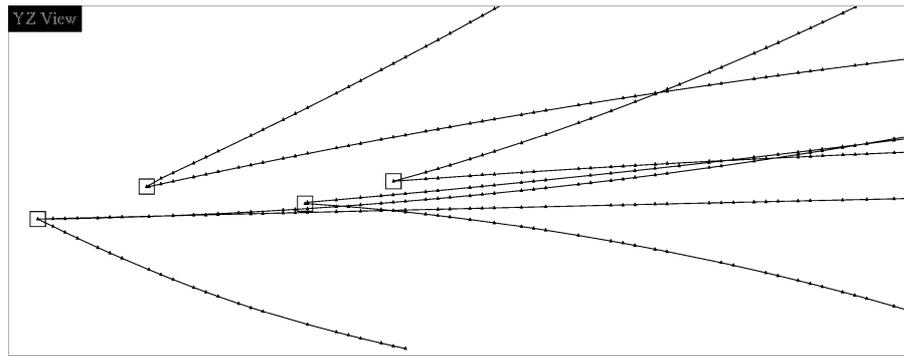


FIG. 3.20: Événement courant chargé avec 3 vertex neutres (V^0) identifiés comme K_s^0 . Le vertex le plus à gauche est le vertex primaire. L'échelle est donnée par les carrés de 3 cm de côté attachés aux vertex (extrait de [69]).

problème car nous savons que le K^0 est un mélange de 50 % de K_s^0 et de 50 % de K_l^0 . Par ailleurs, nous nous proposons de détecter ces particules dans leur mode de désintégration chargé à savoir :

$$\begin{aligned} K_s^0 &\rightarrow \pi^+ \pi^- \\ \Lambda &\rightarrow p \pi^- \\ \bar{\Lambda} &\rightarrow \bar{p} \pi^+ \end{aligned}$$

avec les rapports d'embranchement $\text{BR}(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 68.95\%$, $\text{BR}(\Lambda \rightarrow p \pi^-) = \text{BR}(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+) = 63.9\%$. Les modes de désintégration neutres n'ont pas été étudiés à cause de la plus grande difficulté pour détecter des particules neutres (neutrons et π^0) dans les différents détecteurs.

Du point de vue topologique, les événements avec une particule neutre étrange, avaient un vertex primaire correspondant à l'interaction courant chargé avec un muon sortant accompagné de hadrons et d'un vertex secondaire de type V^0 (vertex secondaire sans trace incidente et avec deux traces sortantes de charges opposées) déconnecté du vertex primaire (fig. 3.20).

Le premier travail a consisté à installer les programmes d'analyse, qui étaient en cours de développement, dans les ordinateurs de Saclay (SUN et IBM SP2) et à les tester, puis à rapatrier quelques données du CERN. Il fallait d'abord identifier les événements courants chargés ayant produit un muon (muon attaché au vertex primaire). L'identification des muons venant de courants chargés faisait déjà l'objet d'une thèse à Saclay [70] et nous avons utilisé ce travail. Les critères les plus importants utilisés étaient : l'identification d'un muon au vertex primaire et des coupures fiducielles pour le vertex primaire.

Après la reconstruction de toutes les traces de l'événement, l'algorithme de recherche des vertex associait les traces deux à deux et calculait leur distance minimale. Les traces dont la distance minimale était inférieure à une valeur fixée étaient associées. Ensuite d'autres traces pouvaient être ajoutées au vertex si leur distance minimale par rapport aux autres traces du vertex était inférieure à une certaine valeur. Ainsi on se retrouvait avec un ensemble de vertex et des traces attachées. Dans une deuxième étape un ajustement était fait sur les traces de chaque vertex pour mieux le déterminer [67].

En utilisant les données de 1995, ~100 000 événements ont été cumulés et une première analyse des taux de production des particules étranges a été faite [67]. J'ai pour cela développé des programmes d'accès aux données de type DST (Data Summary Tape) que nous utilisons à la place de données brutes afin de gagner en vitesse. J'ai aussi mis au point un programme de vérification des données (banques ZEBRA) écrites dans des fichiers au format ZEBRA [68]. Ces programmes ont constitué un point de départ à l'analyse des particules neutres étranges fait à Saclay par Patrick Rathouit.

Les données utilisées pour cette première analyse représentaient environ 7 % de la statistique totale des courants chargés de NOMAD (1.3 million d'événements). Plusieurs années après, l'analyse de particules neutres étranges a été refaite avec toute la statistique et avec des coupures et efficacités mieux

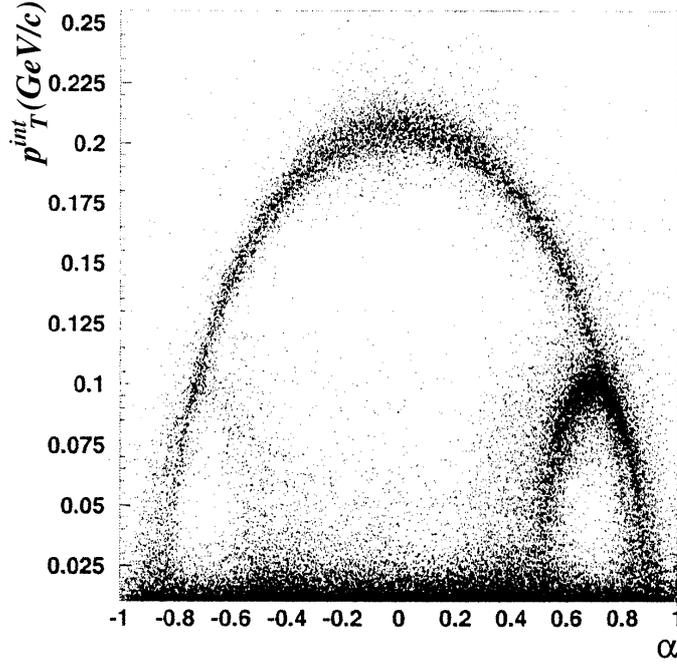


FIG. 3.21: Diagramme d'Armenteros pour les vertex V^0 (voir texte)

maîtrisées [69, 71]. La fig. 3.21 montre le diagramme d'Armenteros (Armenteros plot) pour la totalité de la statistique courants chargés prise par NOMAD (1.3 million d'événements). Dans ce diagramme, on montre l'impulsion transverse p_T^{int} (noté aussi p_T^+) de la particule chargée positivement, prise dans le repère du laboratoire où l'axe longitudinal est donné par la somme des impulsions des deux particules chargées sortantes, en fonction de $\alpha = (p_L^+ - p_L^-)/(p_L^+ + p_L^-)$ où p_L^+ (resp. p_L^-) est l'impulsion longitudinale de la particule chargée positivement (resp. négativement) dans le même repère. Dans ce diagramme, les K_s^0 sont distribués selon l'ellipse centrée en $\alpha=0$ et de demi-axe vertical ~ 0.2 GeV/c et les Λ (resp. $\bar{\Lambda}$) sont distribués selon des ellipses centrées à $\alpha \sim 0.7$ (resp. $\alpha \sim -0.7$) et de demi-axe vertical ~ 0.1 GeV/c. L'accumulation des événements pour $p_T^{int} < 0.025$ GeV/c correspond aux photons qui se convertissent dans la cible en créant des paires électron-positron. Il faut ajouter à ces composantes un bruit de fond non-physique correspondant aux associations fortuites de deux traces pour former un V^0 . On peut aussi observer dans la fig. 3.21 qu'il existe des zones pour lesquelles nous avons des ambiguïtés K_s^0/Λ et $K_s^0/\bar{\Lambda}$.

Dans la première analyse faite à Saclay, nous avons utilisé les coupures suivantes pour faire ressortir les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$.

- $p_T^{int} > 30$ MeV pour éliminer les paires venant des photons de conversion.
- $d_z < 1$ cm, d_z étant la distance entre l'extrapolation du V^0 au z du vertex primaire et le vertex primaire, afin d'éliminer les associations fortuites.
- $0.5 < d_{K^0}^* < 16$ cm, $2 < d_{\Lambda}^* < 47$ cm, où d^* est la distance de vol (distance entre le V^0 et le vertex primaire). Cette coupure augmente le rapport signal/bruit.

Le traitement des ambiguïtés était fait en utilisant les distributions angulaires $\cos\theta^*$ dans le centre de masse, car le K_s^0 (méson de spin nul) se désintègre de façon isotrope (voir [67]). Par la suite d'autres algorithmes plus sophistiqués ont été développés dans la collaboration, faisant appel en particulier aux ajustements des V^0 avec les 4 hypothèses (K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ et e^+e^-) ce qui a donné de meilleurs résultats (voir [72] pour plus de détails). La fig.3.22 montre les spectres en masse invariante obtenus pour les K_s^0 , Λ et $\bar{\Lambda}$ comparés aux simulations. On peut observer que les spectres ont des formes parfaitement compatibles avec la simulation.

Patrick Rathouit a aussi fait une étude de la polarisation du Λ dans sa thèse. Comme je n'ai pas participé à cette analyse, je n'en parlerai pas ici. D'autres analyses sur ce sujet ont été faites dans la

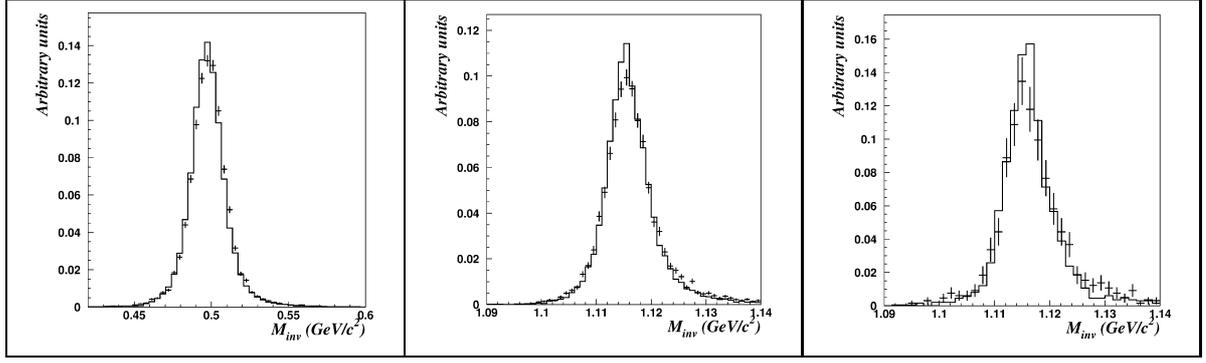


FIG. 3.22: Spectres de masse invariante pour les V^0 identifiés comme K_s^0 , Λ , $\bar{\Lambda}$ (extrait de [69])

V^0	$T_{V^0}^{DATA}(\%)$	$T_{V^0}^{MC}(\%)$	$T_{V^0}^{MC}(\%)/T_{V^0}^{DATA}(\%)$
K_s^0	6.76 ± 0.06	9.50 ± 0.02	1.40 ± 0.01
Λ	5.04 ± 0.06	8.10 ± 0.02	1.61 ± 0.02
$\bar{\Lambda}$	0.37 ± 0.02	0.60 ± 0.01	1.62 ± 0.03

TAB. 3.1: Taux de production de particules neutres étranges pour les données et pour la simulation. Le rapport entre les deux mesures est aussi donné (extrait de [69])

collaboration avec toute la statistique [71–73].

Pour conclure, NOMAD a accumulé 20 fois plus de statistique sur les particules neutres étranges identifiées que n'importe quelle expérience neutrino (15000 K_s^0 , 8000 Λ et 650 $\bar{\Lambda}$). Les efficacités de détection étaient $\sim 20\%$ avec une très grande pureté 90-97 % [69]. La table 3.1 montre les résultats concernant le taux de production des particules neutres étranges T_{V^0} défini par :

$$T_{V^0} = \varepsilon \frac{N_{V^0}}{N_{\nu_\mu CC}}$$

où N_{V^0} est le nombre de vertex V^0 reconstruits et identifiés, $N_{\nu_\mu CC}$ est le nombre d'événements courants chargés reconstruits produits par les ν_μ , ε est un terme qui tient compte des efficacités de reconstruction et d'identification des courants chargés et des V^0 , ainsi que du rapport d'embranchement en mode chargé et de la pureté de l'échantillon des V^0 (voir [69] pour plus de détail).

On peut aussi observer dans les résultats donnés dans la table 3.1 que le taux de production obtenu avec les données simulées (MC) est systématiquement supérieur de 40-60% à celui mesuré dans les données. Cet effet est dû en partie aux choix de paramètres dans la configuration de LEPTO [74] et JETSET [75]. En particulier le "facteur de suppression ss^* ", qui gouverne le taux de production de paires de quarks étranges, semble être trop élevé dans la simulation. Cependant, la seule diminution de ce facteur dans la simulation n'explique pas à elle seule les différences observées entre la simulation et les données réelles. En particulier les données obtenues dans des événements multi- V^0 ($K_s^0 K_s^0 X$, $K_s^0 \Lambda X$, ...) ont des facteurs très différents de ceux de la table 3.1 [69].

Tous ces résultats ont contribué à améliorer la compréhension de la production de l'étrangeté dans les interactions des neutrinos et ont servi à mieux ajuster les programmes de simulation.

3.6.2 Analyse des oscillations et résultats finaux

L'analyse des oscillations dans NOMAD est basée sur une sélection des événements selon des critères cinématiques (voir 3.3.1). Pour que cette sélection soit possible, il faut bien connaître le détecteur et bien maîtriser les efficacités des différentes coupures utilisées pour isoler le signal. Pour cela le détecteur a

été qualifié en étudiant des événements qui font appel à une physique plus classique (voir par exemple 3.6.1).

Il faut préciser qu'il y a eu des progrès constants entre les premiers résultats publiés [76] qui concernaient seulement les données prises en 1995 avec seulement certains canaux de désintégration du τ^- , en passant par les premières analyses en aveugle ("blind analysis") avec une meilleure statistique [77–79] pour finir avec les résultats finaux en utilisant l'échantillon complet de 1.3 million d'interactions $\nu_\mu CC$ [80]. L'analyse en aveugle est faite pour éviter les biais et consiste à mettre au point les coupures cinématiques sur les simulations sans regarder les effets immédiats sur les données. Les événements restants dans les données après toutes les coupures ne sont regardés qu'à la fin du processus de sélection. La fig. 3.23 montre les résultats finaux de NOMAD dans les analyses des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ faites par la collaboration, dans l'hypothèse d'une oscillation à deux familles. Il faut remarquer que l'analyse de l'oscillation $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ a été faite avec les ν_e du faisceau ($\sim 1\%$, voir 3.3.1). Ces résultats montrent une absence de signal d'oscillation et s'interprètent comme des zones d'exclusion dans le plan $(\delta m^2, \sin^2 2\theta)$ à 90% de niveau de confiance. Les limites obtenues de $\sin^2 2\theta$ pour $\delta m^2 \gtrsim 100 \text{ eV}^2$ sont :

$$\begin{aligned} \sin^2 2\theta_{\mu\tau} &< 3.3 \cdot 10^{-4} \\ \sin^2 2\theta_{e\tau} &< 1.5 \cdot 10^{-2} \end{aligned}$$

Ces limites sont d'un ordre de grandeur meilleures que les expériences de la génération précédente (E531, CCFR et CHOOZ) et dépassent les objectifs de la proposition d'expérience. Elles sont aussi meilleures que celles de l'expérience concurrente CHORUS qui était sur la même ligne de faisceau que NOMAD au CERN.

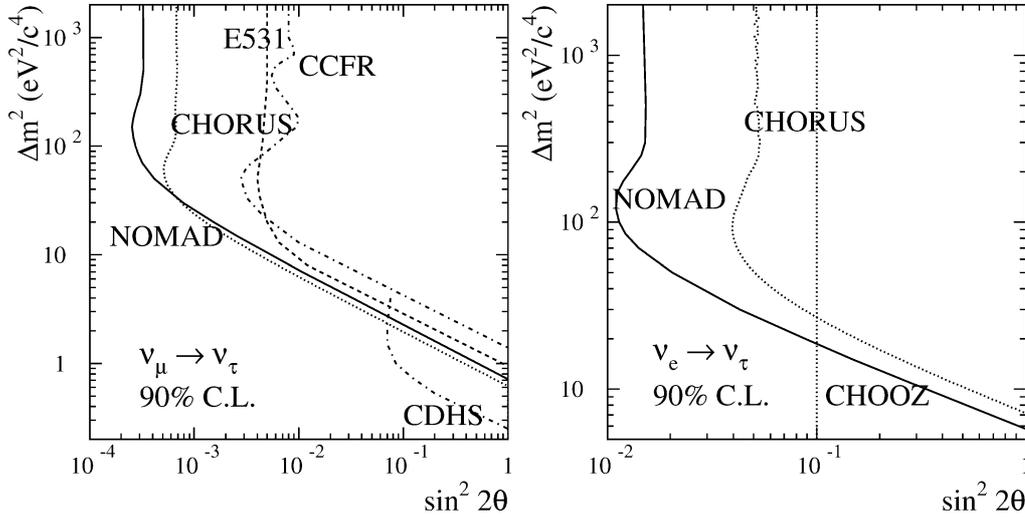


FIG. 3.23: Contours d'exclusion de NOMAD à 90 % de niveau de confiance pour les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ (gauche) et $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ (droite) dans le cadre d'un scénario d'oscillation à deux familles. On peut aussi voir les résultats des expériences E531, CCFR, CHOOZ et CHORUS, extraits de [80].

Un autre résultat intéressant qui mérite d'être cité concerne l'analyse des oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$, faite en regardant s'il y a un excès des ν_e par rapport aux $\nu_e CC$ venant du faisceau. Les résultats de cette analyse excluent une partie du contour où l'expérience LSND à Los Alamos a vu des oscillations [81]. La fig. 3.24 montre le contour d'exclusion de NOMAD avec les données de LSND et d'autres expériences [82].

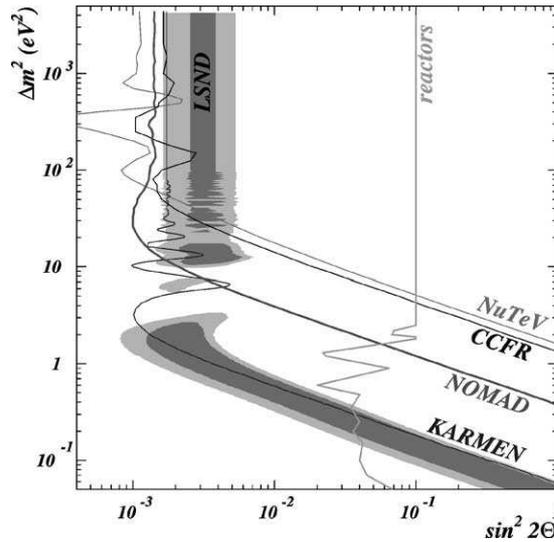


FIG. 3.24: Contour d'exclusion de NOMAD pour les oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. Le contour favorisé pour les oscillations par LSND est montré pour 90 % de confiance (gris foncé) et 99 % (gris clair). Les résultats de KARMEN, CCFR, NuTeV et des expériences sur réacteur (Bugey et CHOOZ combinés) sont aussi montrés. Extrait de [82].

3.7 Conclusion

NOMAD est une expérience qui a largement atteint ses objectifs. Elle n'a pas observé d'oscillations de neutrinos, mais elle a considérablement contribué à la recherche des neutrinos massifs en améliorant de plus d'un ordre de grandeur les limites précédentes sur $\sin^2 2\theta$ pour des masses $\delta m^2 \gtrsim 100 \text{ eV}^2$. NOMAD a aussi contribué à une meilleure connaissance des interactions des neutrinos, accumulant la plus importante statistique actuelle en $\nu_\mu CC$, ce qui a permis d'étudier beaucoup d'aspects de ces interactions. En plus de la production des particules neutres étranges, déjà évoquée au 3.6.1, un nombre considérable de sujets ont été abordés [83–93]. Le bon fonctionnement des chambres à dérive, auxquelles j'ai activement participé, a été un facteur déterminant dans la réussite de NOMAD.

4 Le plasma de quarks et de gluons

Le but de ce chapitre est de donner quelques éléments sur la physique du Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Nous allons insister plus particulièrement sur la suppression des résonances qui est la signature à laquelle je me suis plus particulièrement intéressé et qui fait partie du programme d'ALICE (voir chapitre 6) et de PHENIX (voir voir 5).

4.1 La Chromodynamique quantique (QCD)

Le plasma de quarks et de gluons (QGP) est un nouvel état de la matière prédit par la Chromodynamique Quantique (QCD), qui est la théorie fondamentale des interactions fortes. Dans ce nouvel état, les quarks et les gluons, qui sont les composants élémentaires des hadrons, seraient déconfinés (fig. 4.1). Le déconfinement requiert des températures élevées ($T \sim 200$ MeV) et/ou une haute densité d'énergie ($\epsilon = 1-2$ GeV/fm³).

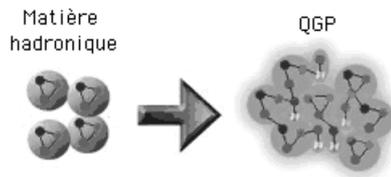


FIG. 4.1: Le plasma de quarks et de gluons (QGP)

Le plasma de quarks et de gluons joue aussi un rôle important en cosmologie. L'univers primordial serait passé par un QGP peu de temps ($\sim 1 \mu s$) après le Big Bang. Par ailleurs, la densité calculée dans les étoiles à neutrons peu laisser penser que cet état existe dans ces astres très compacts.

Pour traiter cette question du déconfinement, on ne peut pas faire de développement perturbatif de QCD, comme c'est le cas quand les termes d'ordre supérieur de la constante de couplage sont faibles (diffusion profondément inélastique, ...). Les calculs se font alors de façon numérique en discrétisant l'espace-temps sur un réseau. Les calculs de la QCD sur réseau ont bénéficié ces dernières années d'importants progrès, dus en particulier à l'augmentation de la puissance des ordinateurs. La fig. 4.2 montre un exemple de résultat où l'on voit l'augmentation rapide de la densité d'énergie (et de la pression) au voisinage de la température critique T_c , qui caractérise la transition de phase entre la matière hadronique et le QGP. Dans ce calcul sur réseau on trouve une température critique $T_c \cong 170$ MeV [94].

Pour mieux comprendre cette transition de phase, on peut utiliser un modèle simple où le confinement est reproduit en utilisant le modèle du sac du MIT [95]. On considère pour cela qu'à basse température la phase hadronique est composée seulement des pions (densité baryonique nulle) de masse nulle, tandis qu'à haute température la phase QGP est composée de quarks légers (2 saveurs) et de gluons de masse nulle. Dans ces cas la transition de phase est due à un "dégel" des degrés de libertés partoniques et pour définir les variables thermodynamiques nous devons faire un comptage des degrés de liberté dans les deux phases. La densité d'énergie et la pression dans la phase hadronique sont données par [96] :

$$\epsilon = 3 \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad P = 3 \cdot \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (4.1)$$

et dans la phase plasma :

$$\epsilon = 37 \cdot \frac{\pi^2}{30} T^4 + B \quad P = 37 \cdot \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (4.2)$$

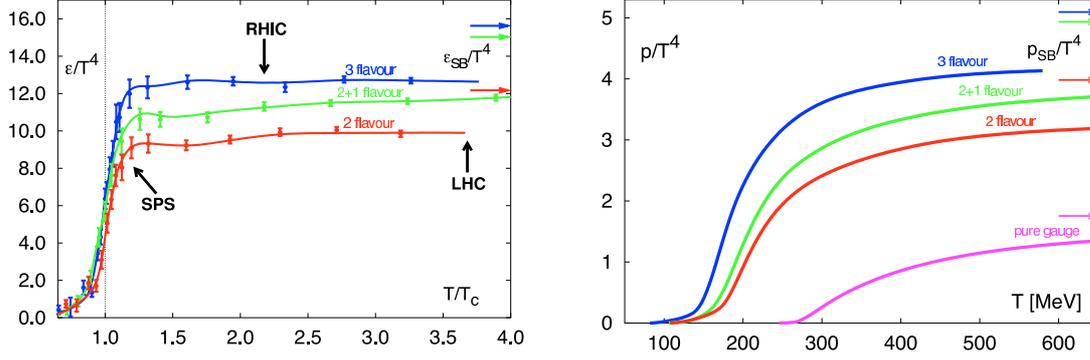


FIG. 4.2: Densité d'énergie (gauche) et pression (droite) en fonction de la température, dans plusieurs configurations de saveurs des quarks. Extrait de [94]. Les flèches sur la droite de chaque courbe indique la limite asymptotique du gaz parfait. Le domaine de températures atteint au SPS (CERN), RHIC (Brookhaven) et LHC (CERN) est aussi montré.

où B est le terme qui simule la pression du vide de QCD. Ce terme a été introduit la première fois dans le modèle du sac pour équilibrer la pression engendrée par l'énergie cinétique des quarks à l'intérieur des hadrons. On voit clairement que la différence entre les équations 4.1 et 4.2, mis à part le terme B introduit pour le confinement, vient du facteur devant le terme en T^4 . Pour la phase hadronique le facteur 3 tient compte de trois types de pions (π^+ , π^- , π^0) et pour le plasma le facteur $37 = 2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$ tient compte de 8 gluons (2 états de spin) et des 2 saveurs de quarks (2 états de spin, 3 couleurs, 2 particule/anti-particule). Enfin, le facteur $\frac{7}{8}$ devant le terme des quarks vient de la fonction statistique de Fermi-Dirac utilisée pour les fermions. Les bosons (pions et gluons) sont traités avec la fonction statistique de Bose-Einstein qui ne comporte pas ce facteur. Dans ce modèle on peut estimer la température critique en égalant les pressions à la transition de phase, on obtient alors :

$$T_c = \left(\frac{45}{17\pi^2} B \right)^{1/4} \approx 0.72 B^{1/4} \approx 150 \text{ MeV}$$

en utilisant une valeur typique $B = 175 \text{ MeV/fm}^3$ [96]. Avec ce modèle simple on trouve le bon ordre de grandeur pour la température de la transition de phase.

D'une façon plus générale, on peut calculer toutes les variables thermodynamiques à partir de la fonction de partition pour un système à l'équilibre à la température T et possédant un nombre de particules variable contrôlé par le potentiel chimique μ . Pour cela on utilise la fonction de partition de l'ensemble grand canonique (avec $\hbar = c = k_{\text{Boltzmann}} = 1$) :

$$Z = \text{Tr} \left\{ e^{-\frac{1}{T}(H - \mu N)} \right\}$$

où H est l'hamiltonien du système, N est le nombre de particules, T est la température et μ le potentiel chimique.

Nous pouvons aussi remarquer en comparant les deux courbes de la fig. 4.2 que la pression ne suit pas la loi des gaz parfaits (sans interactions) $\epsilon = 3P$, quand on est proche de la transition de phase. Par ailleurs, la fig. 4.2 montre aussi que les températures atteintes dans les collisions au RHIC de Brookhaven (près de New York) et au LHC du CERN (Genève) sont largement supérieures à la température critique, ce qui implique que l'on peut, en principe, créer un QGP avec des collisions d'ions lourds (voir 4.2)

Une conséquence importante de la transition de phase entre la matière hadronique et le QGP est la restauration de la symétrie chirale. En effet, avec la création d'un QGP les interactions entre les partons (quarks et gluons) disparaissent et la symétrie chirale qui était brisée par le terme de masse du lagrangien de QCD est automatiquement restaurée. La transition de phase entre la matière hadronique et le QGP et celle de la restauration de la symétrie chirale ne sont pas reliées a priori.

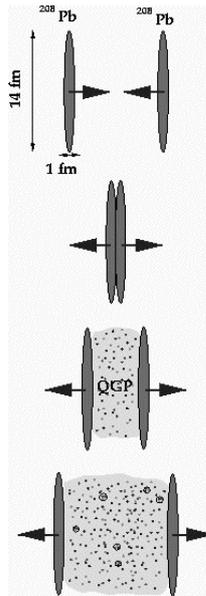


FIG. 4.3: Schéma de la collision d'ions lourds. Ici une collision Pb-Pb centrale (paramètre d'impact nul) à l'énergie du LHC du CERN.

4.2 Les collisions d'ions lourds

Les conditions de température et de densité d'énergie nécessaires à la formation d'un QGP peuvent être atteintes avec les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Pour cela, un vaste programme expérimental a été développé au CERN et à Brookhaven depuis une vingtaine d'années, dans le but de mettre en évidence ce nouvel état de la matière. Après l'accélération des ions ^{197}Au dans l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) de Brookhaven à 11.6 GeV/nucléon ($\sqrt{s_{N-N}} = 5$ GeV) et quelques années plus tard avec les ions ^{16}O , ^{32}S et ^{208}Pb au SPS (Super Proton Synchrotron) du CERN à 156-200 GeV/nucléon ($\sqrt{s_{N-N}} \sim 20$ GeV), c'est maintenant au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) de produire les premières données en Au-Au à $\sqrt{s_{N-N}} = 200$ GeV, la plus haute énergie jamais atteinte dans une collision d'ions lourds. Puis le LHC (Large Hadron Collider) devra, quant à lui, produire les premières collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{N-N}} = 5.5$ TeV en 2008. La fig. 4.3 montre schématiquement une collision centrale Pb-Pb au LHC, où l'on peut voir le facteur de contraction de Lorentz. C'est dans les collisions centrales, où le recouvrement des ions est maximum, que les conditions de température et de densité d'énergie sont les plus favorables à la création d'un plasma.

Le QGP étant un état collectif de quarks et des gluons, le volume et le temps de vie jouent un rôle aussi important que la température ou la densité d'énergie. La table 4.1 donne des chiffres indicatifs de l'évolution de certains paramètres : énergie dans le centre de masse, densité d'énergie, température, volume et temps de vie du QGP, pour différents accélérateurs. On voit clairement que plus on augmente l'énergie disponible, plus on améliore les conditions requises pour la formation d'un QGP. En particulier, dans le cas du LHC on devrait être dans la limite du plasma sans interactions (voir fig. 4.2).

4.3 Dynamique et évolution du QGP

Nous avons vu précédemment que les conditions initiales pour la formation d'un QGP sont réunies dans les collisions d'ions lourds à haute énergie. Nous allons maintenant nous intéresser à l'évolution du système. Il y a une vingtaine d'années, J.D. Bjorken a proposé un modèle hydrodynamique pour suivre l'évolution du plasma [100]. Dans ce modèle, on suppose que l'énergie est suffisante pour créer un plateau en rapidité pour la production des particules, de telle façon qu'aux rapidités centrales le nombre baryonique soit nul et que la totalité du nombre baryonique soit confinée dans les régions de fragmen-

	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{N-N}}(\text{GeV})$	17	200	5500
$\epsilon(\text{GeV}/\text{fm}^3)$	3.5	5-10	20-30
T/T_{SPS}	1	2.5	4
$\text{Vol}/\text{Vol}_{\text{SPS}}$	1	7	20
τ/τ_{SPS}	1	3	30

TAB. 4.1: Énergie disponible dans le centre de masse, densité d'énergie, température, volume et temps de vie du QGP, pour les accélérateurs SPS (CERN), RHIC (Brookhaven) et LHC (CERN). Voir refs. [97–99].

tation de la cible et du projectile. L'existence d'un tel plateau en rapidité implique que le système est invariant si l'on change de repère le long de la collision. Dans ce cas on peut visualiser l'évolution spatio-temporelle du système après la collision dans un repère (z,t) où z est la direction de la collision et t le temps. La fig. 4.4 montre les différentes phases traversées par le système. Après la collision, nous avons tout d'abord une phase de pré-équilibre où les partons viennent juste d'être produits, qui est suivie par une thermalisation donnant naissance au QGP, ensuite vient l'hadronisation où les partons s'associent pour produire les hadrons qui vont aller dans les détecteurs. Pendant l'hadronisation il faut distinguer deux phases : le gel chimique (chemical freeze-out) et le gel thermique (thermal freeze-out). La première arrive quand la composition des hadrons est figée, puis la seconde une fois qu'il n'y a plus d'interactions entre les hadrons (ils deviennent libres). La fig. 4.5 montre les températures de gel chimique dans un diagramme température en fonction du potentiel chimique baryonique. Nous pouvons observer qu'aux énergies du RHIC le potentiel chimique baryonique est faible, c'est justement le domaine où les prédictions de la QCD sur réseau sont les plus fiables.

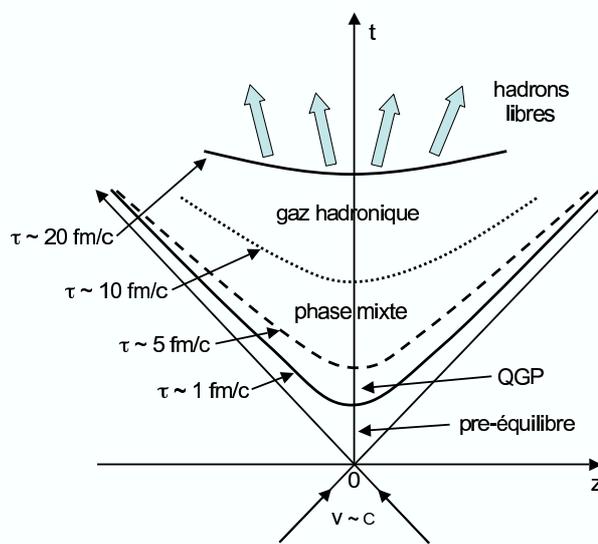


FIG. 4.4: Évolution spatio-temporelle de la collision dans le système de coordonnées (z,t) . Les différentes étapes de l'évolution du plasma sont montrées, ainsi que les temps caractéristiques (voir texte)

Le modèle de Bjorken fournit aussi une estimation de la densité d'énergie :

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 A_T} \frac{dE_T}{dy}$$

où τ_0 est le temps de formation du plasma (typiquement ~ 1 fm/c), A_T sa surface transverse et $\frac{dE_T}{dy}$ est l'énergie transverse par unité de rapidité. Cette dernière quantité peut être mesurée expérimentalement à l'aide d'un calorimètre. Cette formule permet de retrouver les valeurs données dans la table 4.1.

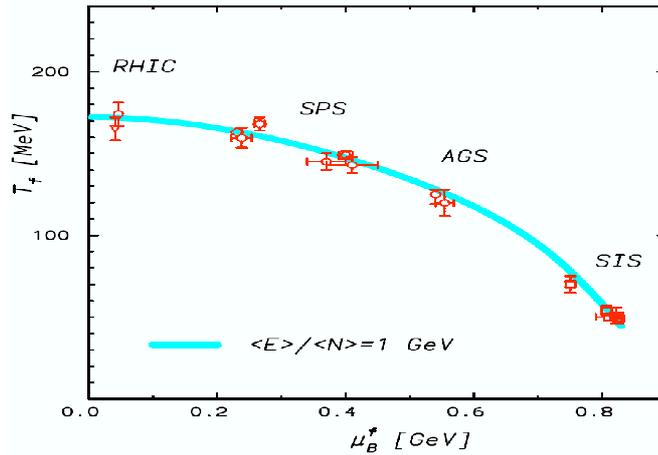


FIG. 4.5: Température en fonction du potentiel chimique baryonique pour différents accélérateurs : SIS (GSI Allemagne), AGS et RHIC (Brookhaven) et SPS (CERN). Le trait plein représente un modèle phénoménologique pour une énergie par particule de 1 GeV [101]. Extrait de [102].

Du point de vue expérimental, les densités nettes en proton ($N_p - N_{\bar{p}}$) ont été mesurées par différentes expériences à l'AGS (Brookhaven) à $\sqrt{s_{N-N}} = 5$ GeV, au SPS (CERN) à $\sqrt{s_{N-N}} = 17$ GeV et à RHIC (Brookhaven) à $\sqrt{s_{N-N}} = 200$ GeV. La fig. 4.6 montre les résultats obtenus par la collaboration BRAHMS à RHIC superposés aux résultats des expériences à l'AGS et au SPS [103]. Nous pouvons observer l'existence d'un plateau en rapidité avec un faible nombre baryonique dans la région centrale à RHIC, avec une remontée vers $y_{CM} \sim 2.5-3$. La collaboration BRAHMS devrait prochainement étendre son domaine de mesure jusqu'à $y_{CM} = 3.5$. Ces résultats montrent que le modèle de Bjorken commence à donner une description satisfaisante aux énergies de RHIC. Nous pouvons aussi remarquer sur la fig. 4.6 qu'aux énergies de l'AGS et du SPS, le pouvoir d'arrêt est plus important, impliquant un nombre baryonique plus grand dans la région centrale.

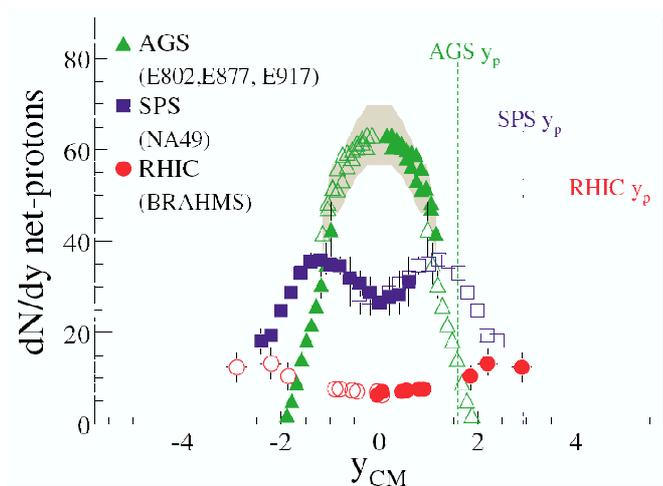


FIG. 4.6: Nombre net de protons ($N_p - N_{\bar{p}}$) par unité de rapidité en fonction de la rapidité dans le centre de masse, pour les 5% des collisions les plus centrales, dans l'expérience BRAHMS à RHIC, E802, E877 et E917 à l'AGS et NA49 au SPS. Les lignes verticales indiquent la rapidité du faisceau dans les 3 machines. Extrait de [103].

4.4 Signatures du QGP

La mise en évidence et l'étude du QGP passent par la mesure expérimentale d'observables. On peut diviser ces observables en deux grandes catégories :

1. Propriétés générales : Mesure de variables thermodynamiques (densité d'énergie, entropie, taille du système, ...) montrant que les conditions pour la formation d'un QGP sont remplies.
2. Modification du comportement de certaines particules : Modification de la production de particules (baryons étranges, J/ψ , Υ , ...) due à leur interaction avec le QGP. Modification des propriétés des partons due à l'interaction avec les autres partons du QGP (suppression des jets).

Il paraît clair que la mise en évidence formelle de la transition de phase entre la matière hadronique et le QGP ne peut pas être faite simplement en étudiant les observables globales (catégorie 1). L'étude des observables de la deuxième catégorie, souvent appelées *signatures*, est liée à l'aspect partonique du QGP et à ce titre sont fondamentales pour distinguer la nature de l'état formé. Nous rappelons ici que le QGP est un état formé de quarks et de gluons, donc sa nature partonique est un facteur déterminant dans sa mise en évidence. Par ailleurs, toutes les observables mesurées doivent présenter une image cohérente de la collision et de l'évolution du système. C'est donc l'observation de plusieurs effets (ou signatures) qui permettra de cerner les propriétés du QGP.

Une des difficultés de l'étude du QGP vient du fait qu'il a une très courte durée de vie (quelques fm/c), ce qui implique l'utilisation d'une sonde sensible aux premiers instants de la collision. De plus, une fois le QGP formé, il évolue vers l'hadronisation (voir fig. 4.4) qui vient "brouiller" les propriétés de l'état initial. Dans ce sens, les signaux électromagnétiques (photons et dileptons) constituent une sonde de choix, car ils sont en général produits par des interactions dures qui prennent place au début de la collision et en plus ils sont peu sensibles à la phase d'hadronisation car ils ne subissent pas d'interaction forte.

Nous allons nous intéresser au paragraphe suivant à la suppression des résonances J/ψ et Υ , qui est une des signatures sensible à la phase QGP. Ces résonances seront étudiées expérimentalement via leur décroissance en dimuons. Nous n'allons pas mentionner ici les multiples signatures étudiées actuellement, du point de vue théorique ou expérimental. On peut se faire une idée en consultant les comptes-rendus des dernières conférences Quark Matter [104–106].

4.4.1 La suppression des résonances

Dès 1986 Matsui et Satz ont prédit une suppression de la résonance J/ψ ($c\bar{c}$) dans le cas où un plasma de quarks et des gluons serait formé [107]. Le mécanisme évoqué était l'écrantage de couleur du potentiel $c\bar{c}$. Ce potentiel peut être approximé par :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (4.3)$$

où σ est la tension de corde, α est une constante caractéristique de l'interaction coulombienne de couleur et r est la distance quark-antiquark. Quand la température augmente, σ décroît jusqu'à devenir nulle à la température critique T_c . Dans ce cas le potentiel est écranté :

$$V(r) = -\frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{r_d}}$$

où r_d est le rayon d'écrantage de Debye qui dépend de la température. Quand la température augmente, r_d diminue et peut devenir inférieur au rayon du système quark-antiquark, provoquant ainsi la dissociation de l'état lié. Ce phénomène de suppression, dû à l'écrantage des quarks de la résonance par des quarks du milieu, a lieu pour toutes les résonances de la famille $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. La table 4.2 montre la masse, le rayon, le temps de formation et la température de dissociation pour différentes résonances. Les masses ont été calculées en résolvant l'équation de Schrodinger avec le potentiel de l'équation 4.3. Elles sont compatibles avec celles mesurées expérimentalement (voir [23]). Nous pouvons aussi observer dans

la table 4.2 que plus le rayon de l'état lié est faible, plus il est difficile d'écranter la résonance, ce qui se traduit pas une température de dissociation supérieure. En particulier, les résonances de la famille du Υ sont une bonne sonde pour les énergies d'ALICE au LHC, alors qu'à plus basse énergie (RHIC ou SPS) c'est le J/ψ qui est plus adapté. Par ailleurs, il est important de remarquer que le temps de formation de ces résonances est du même ordre de grandeur que celui de la formation du QGP

	J/ψ	ψ'	$\chi_c(1P)$	Υ	Υ'	$\chi_b(1P)$
M (GeV)	3.07	3.698	3.5	9.445	10.004	9.897
r (fm)	0.453	0.875	0.696	0.226	0.509	0.408
τ_F (fm)	0.89	1.5	2.0	0.76	1.9	2.6
T_d/T_c	1.10	0.1-0.2	0.74	2.31	1.10	1.13

TAB. 4.2: Masse, rayon de la résonance, temps de formation et température de dissociation pour plusieurs résonances $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Une température critique $T_c = 173$ MeV a été utilisée. Extrait de [108, 109].

Une suppression de la résonance J/ψ a été vue par la collaboration NA50 au SPS dans les interactions Pb-Pb à $\sqrt{s_{N-N}} = 17$ GeV en fonction de la centralité de la collision [110, 111]. Cette suppression, dite *anormale*, ne peut pas être expliquée par la simple absorption du J/ψ dans la matière nucléaire. De son côté, la collaboration PHENIX est en train d'analyser les données prises en Au-Au et Cu-Cu à $\sqrt{s_{N-N}} = 200$ GeV (voir chapitre 5).

Pour mettre en évidence la suppression des résonances il faut, bien entendu, connaître leur taux de production dans le cas où on ne crée pas un QGP. Pour cela, il faut étudier en plus des réactions A-A, les réactions pp et p-A qui vont servir comme référence.

Pour finir, il faut remarquer que certains phénomènes basés sur des modèles purement hadroniques (sans QGP) peuvent aussi faire varier la production des résonances, tels : l'absorption nucléaire, le shadowing, l'anti-shadowing ou la coalescence. Les deux premiers provoquent une suppression et les deux derniers une augmentation. C'est finalement les résultats expérimentaux qui départageront les différents modèles.

Nous allons voir dans les chapitres suivants les expériences PHENIX et ALICE. Nous allons nous intéresser plus particulièrement à l'étude du J/ψ dans PHENIX et du Υ dans ALICE, dans leur mode de désintégration en deux muons.

5 L'expérience PHENIX à RHIC

J'ai présenté la demande de participation du groupe du SPhN à l'expérience PHENIX devant le Conseil Scientifique et Technique (CSTS) du Service de Physique Nucléaire [112]. Le CSTS a donné un avis favorable et le groupe de Saclay a rejoint la collaboration PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) à Brookhaven (près de New York) à la fin de l'année 2000. La participation de Saclay à PHENIX se fait en collaboration avec des laboratoires de l'IN2P3 (LLR de l'École Polytechnique, IPN Orsay, Subatech Nantes et LPC Clermont-Ferrand.) au sein de PHENIX-France.

Nous allons détailler dans les paragraphes suivants les éléments les plus importants de l'expérience PHENIX, ainsi que notre contribution. Bien que je n'aie pas participé directement aux analyses des données, en tant que responsable du groupe de Saclay à l'époque, j'ai beaucoup oeuvré pour que nous puissions participer à l'expérience PHENIX. Je me suis aussi occupé de coordonner les activités de Saclay (participation aux postes, installation, analyses, budget, etc). Je vais donc passer en revue rapidement les résultats généraux les plus importants obtenus par PHENIX et m'attarder un peu plus sur l'analyse des dimuons, qui a fait l'objet d'une présentation par un membre du groupe à la conférence Quark Matter 2005 à Budapest.

5.1 Le collisionneur RHIC

L'expérience PHENIX est installée auprès du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), qui est le premier collisionneur consacré à la physique du plasma des quarks et des gluons. La fig. 5.1 montre un schéma du complexe des accélérateurs. On peut voir la montée en énergie lors du passage dans les machines successives. Il y a quatre expériences installées dans l'anneau de RHIC : PHENIX, STAR, PHOBOS et BRAHMS. Les deux dernières sont de plus petite taille que les deux premières. Chacune de ces expériences a été optimisée pour détecter certaines observables :

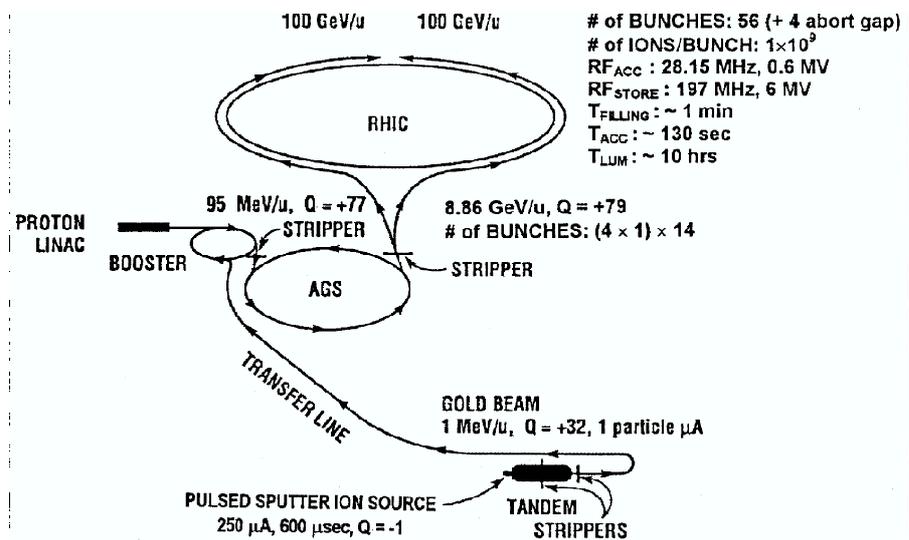


FIG. 5.1: Complexe d'accélérateurs du Brookhaven National Laboratory (BNL) utilisés pour accélérer des ions Au à 100 GeV par nucléon.

- PHOBOS : Détection des particules chargées et des photons pour l'étude des conditions globales de la collision.

- BRAHMS : Mesure des distributions des hadrons sur un large domaine de rapidité.
- STAR : Signatures hadroniques (baryons étranges, suppression des jets, ...) et observables globales.
- PHENIX : Mesure précise des photons et dileptons (en particulier les résonances J/ψ , ψ' , ...)

L'accélérateur RHIC est capable d'accélérer des ions Au à une énergie de 100 GeV/nucléon ainsi que des ions plus légers (Cu par exemple) et des protons polarisés jusqu'à une énergie de 250 GeV. La phase finale de l'accélération est constituée de deux anneaux (un par faisceau) de 3834 m de long. Dans le cas des ions Au, le faisceau est constitué de 56 paquets de 10^9 ions chacun fournissant une luminosité de $2 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En revanche, en mode proton le nombre de paquets est le même mais ils contiennent 10^{11} protons pour une luminosité nominale de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le temps entre deux croisements successifs est de 213 ns et la durée de vie du faisceau après une injection est d'environ 10 heures. La machine a délivré ses premiers faisceaux en l'an 2000. On peut trouver plus de détails sur l'accélérateur RHIC dans [113].

5.2 Le détecteur de PHENIX

Le détecteur de PHENIX a été optimisé pour détecter avec précision les photons, les leptons et les hadrons [114]. Pour cela il est constitué de détecteurs basés sur différentes technologies capables de mesurer l'énergie, l'impulsion et d'identifier les particules. Ces détecteurs se divisent en trois catégories :

- **Détecteurs généraux** : Ils sont nécessaires pour caractériser chaque événement. Ils sont au nombre de trois : le calorimètre à zéro degré (ZDC) , le détecteur de faisceau (Beam Beam Counter : BBC) et le détecteur de vertex (Multiplicity Vertex Detector : MVD). Deux calorimètres ZDC sont situés à 19 m de part et d'autre du point d'interaction (fig. 5.2). Ils sont composés de 4 plans de fibres optiques séparés par des plaques en tungstène servant de radiateur. Ils mesurent les neutrons qui n'ont pas interagi (spectateurs) et donnent par conséquent une mesure de la centralité de la collision. La résolution en énergie des ZDC est donnée par : $\sigma/\sqrt{E(\text{GeV})} = 85\%/\sqrt{E(\text{GeV})} + 9.1\%$ [115]. Deux BBC, composés de 64 radiateurs de quartz lus par des photomultiplicateurs, sont placés à 144 cm de part et d'autre du point d'interaction (fig. 5.2). Les BBC ont une résolution de 50 ps et donnent le temps de l'interaction (utilisé dans le déclenchement et dans les mesures du temps de vol) ainsi que le vertex selon z de la collision, par différence de temps. La résolution obtenue sur le z-vertex est de l'ordre de 2 cm [116]. Enfin le MVD mesure de manière précise les particules chargées et leur distributions, ainsi que le vertex de la collision. Il est formé de deux cylindres concentriques de détecteurs silicium à pistes ($200 \mu\text{m}$ de pas) dans la région centrale et deux disques de damiers en silicium pour les parties avant et arrière placés à $z = \pm 35 \text{ cm}$ [116].
- **Spectromètres centraux** : Ils couvrent une zone en pseudo-rapacité $\Delta\eta = \pm 0.35$ autour du point d'interaction et 180° en azimut, 90° pour chaque bras : est et ouest (fig. 5.2). L'ensemble des spectromètres centraux est placé dans un champ magnétique axial et parallèle au faisceau autour du point d'interaction, créé par deux paires de bobines concentriques (fig. 5.2) [117]. Chaque bras est formé de chambres à dérive (DC) , de chambres à damiers (PC) et d'une chambre à projection temporelle (TEC) pour le bras est, qui assurent la reconstruction des trajectoires des particules. Les DC ont une bonne résolution ($\sim 150 \mu\text{m}$) tandis que les PC permettent d'avoir une détection à deux dimensions qui est fondamentale pour la reconnaissance des traces. Enfin la TEC donne une information sur le dE/dx en plus de l'information en position et contribue à la séparation e/π . Ces détecteurs doivent reconstruire les traces avec une bonne efficacité dans un environnement où l'on produit un nombre important de particules chargées de faible impulsion ($200\text{-}300 \text{ MeV}/c$) : $dN_{ch}/dy = 700$ [118]. L'identification des particules est assurée par un détecteur Cerenkov (RICH) et un temps de vol (TOF). Le RICH est utilisé pour identifier les électrons dans le très haut flux de pions venant des collisions. Le TOF est utilisé pour identifier les hadrons [119].
- **Spectromètres à muons** : PHENIX possède deux bras à muons : sud et nord (fig. 5.2). Ils couvrent tout l'azimut et les rapidités vers l'avant et l'arrière. Chaque bras est composé d'un ensemble de chambres à trajectographie placées dans un champ magnétique et d'un identificateur de muons. Nous allons voir ce détecteur plus en détail dans le paragraphe suivant.

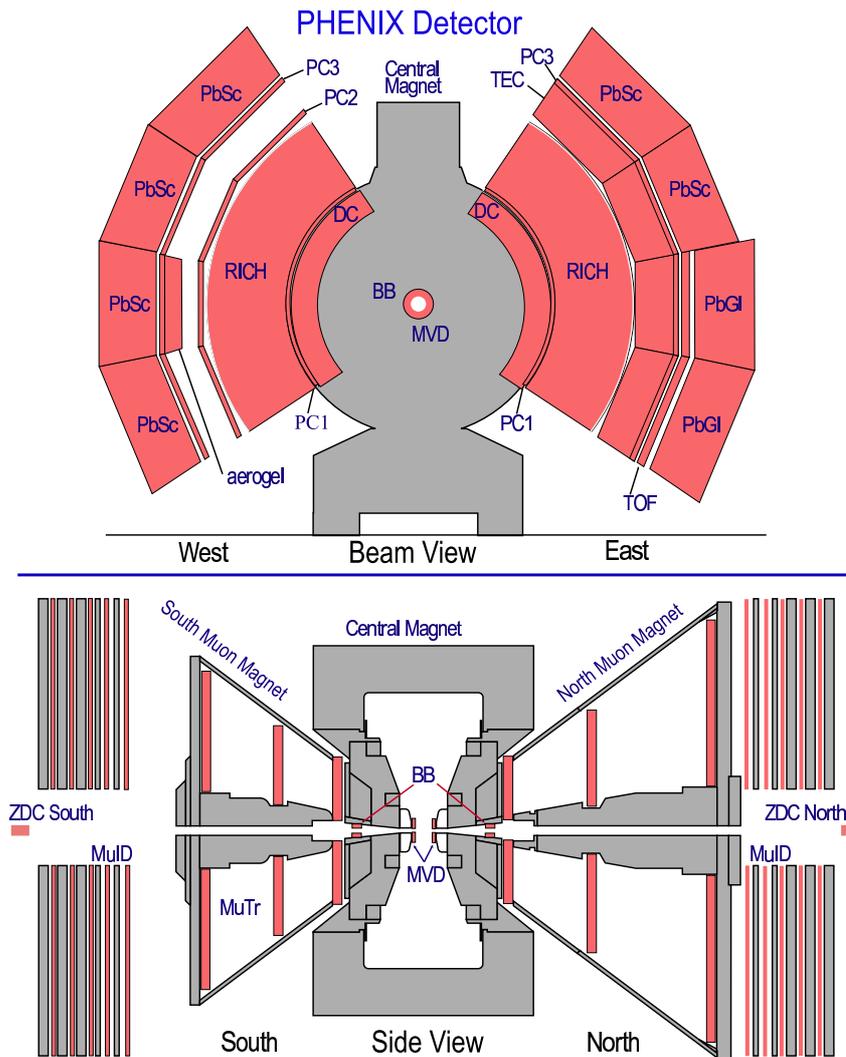


FIG. 5.2: Vue en coupe transverse (haut) et longitudinale (bas) du détecteur de PHENIX. On peut apercevoir les deux bras centraux (est et ouest) ainsi que les bras à muons (nord et sud).

5.3 Les bras à muons

La suppression des résonances est une des signatures du déconfinement les plus attendues au RHIC (voir 4.4.1). PHENIX est la seule expérience de RHIC à pouvoir détecter des dimuons et par conséquent étudier le comportement des résonances (J/ψ et ψ' en particulier) dans leur mode de désintégration dimuonique. Pour cela PHENIX est doté de deux bras à muons possédant une acceptation azimutale totale et couvrant les domaines en rapidité $-2.25 < y < -1.15$ (sud) et $1.15 < y < 2.44$ (nord). Chaque bras est composé de trois stations de chambres proportionnelles à pistes (Cathode Strip Chambers : CSC) placées dans un champ magnétique radial (voir 5.3.1). L'identificateur de muons est placé derrière le retour du champ magnétique. Il est composé de couches alternées de tubes proportionnels (Iarocci tubes) et de plaques d'acier (voir 5.3.2).

En plus des détecteurs actifs, les spectromètres à muons possèdent plusieurs absorbeurs qui servent à éliminer une partie de l'important bruit de fond hadronique (pions et kaons essentiellement) qui viennent polluer la mesure des muons. Tout d'abord, il y a un absorbeur près du point d'interaction composé d'un nez en cuivre (nose cone) suivi par une partie de la culasse en acier de l'aimant central. Ensuite il y a 90 cm d'acier (5.4 longueurs d'interaction) répartis entre la plaque de retour du champ magnétique derrière la 3^{ème} station (fig. 5.2) et l'identificateur de muons (voir 5.3.2).

5.3.1 Les chambres à pistes

Le système de trajectographie doit avoir une résolution en masse invariante du dimuon suffisante pour séparer les résonances : J/ψ et ψ' , Υ et $(\Upsilon' + \Upsilon'')$, ρ/ω et ϕ . Compte tenu du champ magnétique dans les bras à muons [117], cela se traduit par une résolution de $\sim 100 \mu\text{m}$ pour les chambres CSC. Par ailleurs, les CSC doivent avoir une segmentation suffisante pour pouvoir reconstruire correctement les événements Au-Au centraux. Elles doivent aussi être capables de fonctionner en p-p et p-A (faible taux d'occupation et haute fréquence de déclenchement) qui servent de référence à la physique noyau-noyau. Toutes ces considérations ont abouti au design final que nous allons décrire brièvement.

5.3.1.1 Design des CSC

Chacune des trois stations est composée de huit octants de chambres disposées à l'intérieur de l'aimant en forme d'abat-jour (fig. 5.3) qui produit un champ radial ($\int Bdl = 0.3-0.7 \text{ Tm}$ [121]). La structure mécanique de chaque octant est faite avec des sandwichs en nid d'abeille pour les stations 1 et 3 et avec des supports métalliques et des feuilles fines en mylar aluminisé pour la station 2 (fig. 5.3a) dont l'épaisseur est plus critique que les deux autres, pour maintenir une bonne résolution en impulsion. Chaque octant est composé de plusieurs gaps de gaz de 6.35 mm d'épaisseur (3 pour les stations 1 et 2, 2 pour la station 3), ainsi que des pistes de 5 mm de large sur les cathodes. En réalité, une piste sur deux est lue et les autres sont reliées à la masse. Au milieu du gap nous avons des fils d'anodes en W doré de $20 \mu\text{m}$ de diamètre placés tous les centimètres et portés à une haute tension positive pour assurer la multiplication. Des fils de champ en Cu-Be de $75 \mu\text{m}$ sont placés entre les fils d'anode pour fermer les cellules. La moitié des cathodes ont des pistes perpendiculaires aux fils d'anode et l'autre moitié ont des pistes placées à des angles stéréoscopiques (3.75° , 6° , 7.5° et $\pm 11.25^\circ$) par rapport aux pistes perpendiculaires (voir plus de détails dans [122]). Ceci est fait dans le but d'obtenir une information à deux dimensions dans chaque gap afin d'aider la recherche des traces. La mesure de précision selon l'azimut (sens de déviation du champ radial) est assurée essentiellement par les pistes perpendiculaires aux fils. Le gaz utilisé est un mélange de 50% Ar, 30% CO_2 et 20% CF_4 qui donne un gain de la chambre de $2 \cdot 10^4$ avec une haute tension de 1850 V sur les fils d'anode. Avec l'électronique utilisant un pré-amplificateur de 3.5 mV/fC de gain et une dynamique de 11 bits on obtient un bruit d'environ 0.5 fC (3125 électrons) pour une charge typique déposée de 80 fC, compatible avec la résolution de $100 \mu\text{m}$ demandée [120].

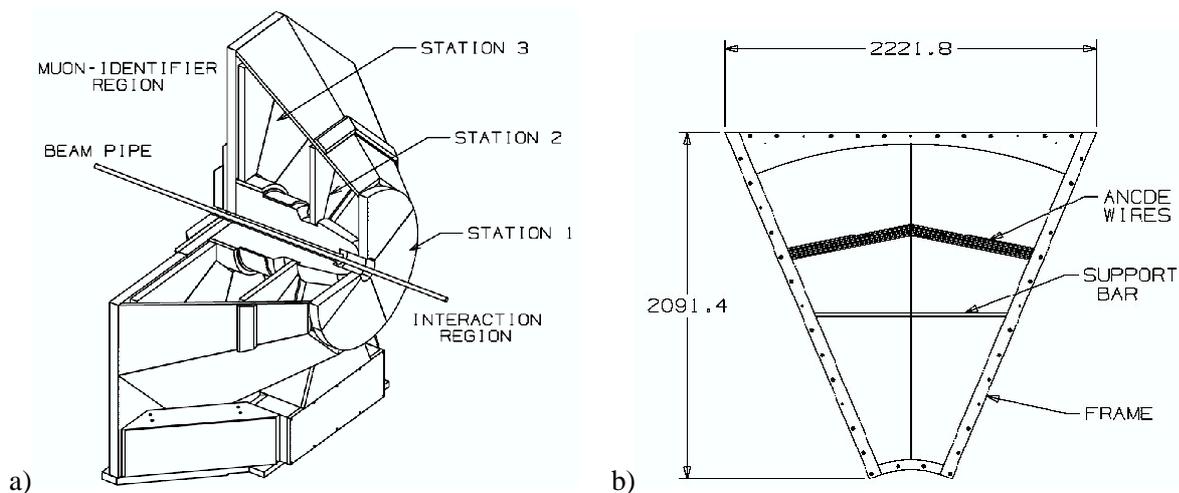


FIG. 5.3: a) Disposition des trois stations de trajectographie du bras à muons sud. b) Détail d'un octant de la station 2. On peut apercevoir la structure mécanique et les fils dans la chambre.

5.3.1.2 L'électronique de lecture des CSC

La participation française aux bras à muons de PHENIX s'est faite à travers la coordination PHENIX-France qui fonctionne comme une sous-collaboration. Dans ce cadre, PHENIX-France a fourni toute l'électronique de lecture du bras à muons nord et est actuellement responsable du fonctionnement et de la maintenance de l'électronique de lecture des deux bras à muons de PHENIX. C'est le groupe du Laboratoire Leprince-Ringuet (LLR) de l'École Polytechnique qui s'est chargé de la fabrication des cartes d'électronique. Le groupe de Saclay a participé financièrement à la fabrication (25% du coût total) et a aussi participé aux tests et à l'installation de cette électronique.

La figure 5.4 montre schématiquement le système de lecture des chambres du bras à muons. Le signal analogique sortant des octants est directement envoyé par des câbles aux cartes CROC (Cathode ReadOut Card) qui amplifient et stockent continuellement l'information venant des chambres. Les cartes CROC sont gérées par des cartes contrôleur (CoNTrol boARd : CNTR) qui assurent aussi la communication avec le GTM (Granule Timing Module), le DCM (Data Concentrator Module) et le réseau ARCNet utilisé pour le contrôle lent (slow control). Le GTM est le module qui distribue les signaux de déclenchement à tous les détecteurs de PHENIX. Le DCM est le module qui reçoit les données venant de l'électronique frontale, qui fait la suppression de zéros et formate les données avant de les envoyer au module de reconstruction EVB (Event Builder) pour l'assemblage final de l'événement [123].

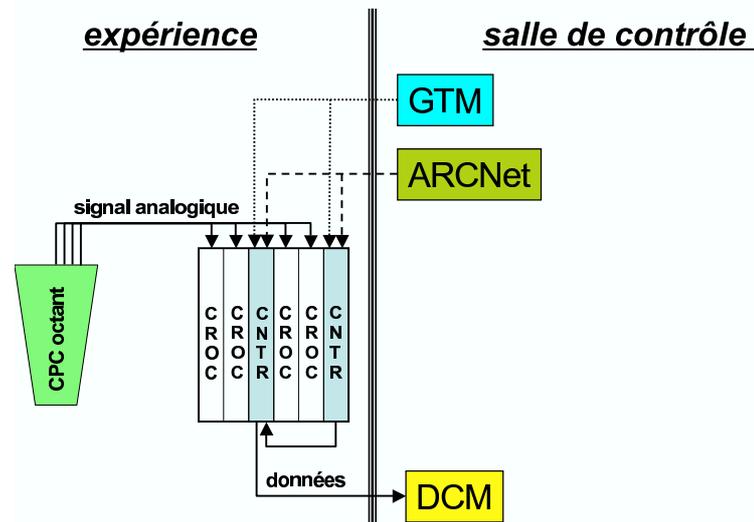


FIG. 5.4: Schéma du système de lecture des chambres CSC des bras à muons. Les éléments les plus importants sont montrés (voir texte).

Les cartes CROC sont situées dans des châssis, placés à proximité des chambres (< 1 m), pouvant contenir jusqu'à 4 cartes. Chaque carte contient 8 pré-amplificateurs de 8 voies (Cathode Preamp : CPA) et deux convertisseurs analogique/digital pourvus des mémoires analogiques (Analog Memory Unit/Analog to Digital Converter : AMUADC) pouvant lire 64 pistes [120]. Le signal analogique est échantillonné par les EMUADC sur 64 intervalles (entre 0 et 106 ns) puis stocké sur des mémoires analogiques (condensateurs). Un circuit FPGA (Field Programmable Data Array) contrôle l'EMUADC et sélectionne 4 cellules parmi les 64 pour la conversion analogique/digitale qui prend $40 \mu\text{s}$ avec une précision de 11 bits ($45 \mu\text{s}$ autorisés par le système d'acquisition). Ces 4 cellules sont utilisées pour retrouver la charge totale et la forme du pulse. Un total de 5 événements peuvent être convertis et stockés avant d'être envoyés au système d'acquisition des données DAQ (Data Acquisition System) [123].

Les cartes CNTR peuvent gérer deux cartes CROC et assurent le transfert des données numérisées vers le DCM (Data Control Module) via une fibre optique. La carte CNTR reçoit aussi les déclenchements de niveau 1 (LVL1 trigger) du GTM, et gère le réseau ARCNet qui sert à configurer les cartes et à

lire des paramètres importants (température, tensions, conditions de fonctionnement, etc). L'arrivée d'un signal de déclenchement de premier niveau fait démarrer la numérisation dans les cartes CROC qui sont ensuite lues par les cartes CNTR et qui envoient les données vers le DCM. Dans un châssis il a deux types de cartes CNTR : maître et esclave. La carte esclave envoie ses données à la carte maître pour que cette dernière envoie l'ensemble au DCM (fig. 5.4). Un système de convertisseurs gère le passage entre les fibres optiques et les câbles en cuivre (GLINK/CLINK) [120].

Un système de calibration envoie des signaux carrés de différentes amplitudes sur 4 fils parallèles aux fils d'anode, placés au bord de chaque octant en dehors de la zone d'acceptance, afin de mesurer la variation de gain de l'électronique avec le temps. Une mesure sans signal est aussi faite pour extraire les piédestaux. Le signal est récolté sur les pistes et lu par le même système décrit précédemment. Le résultat de la calibration est mis dans des fichiers qui sont envoyés vers la base de données, pour être utilisés par les programmes d'analyse. Les calibrations sont prises au moins une fois par jour dans des prises de données dédiées (hors faisceau).

Le système de lecture des bras à muons de PHENIX comporte environ 48000 voies au total.

5.3.2 L'identificateur des muons

L'identificateur à muons (MUID) est un détecteur qui a une double fonction : filtrer les pions qui ont réussi à passer à travers les absorbeurs et participer au déclenchement. Il est placé derrière les chambres de trajectographie, après le retour du champ de l'aimant (fig. 5.2). Il est constitué d'un assemblage alterné de 4 plaques d'acier (10, 10, 20 et 20 cm d'épaisseur) et de 5 plans de détections basés sur des tubes proportionnels (Iarocci tubes). Sachant que la fraction de pions qui se désintègrent en muons avant l'absorbeur frontal est $\sim 10^{-3}$, ce qui constitue une source de bruit irréductible, il faut éliminer les pions qui seraient identifiés comme muons à un niveau inférieur (typiquement $3 \cdot 10^{-4}$). Sachant que la probabilité pour qu'un pion arrive au MUID est $\sim 10^{-2}$, il reste 3% à éliminer [120]. Les pions et kaons non identifiés, ou les muons venant de la désintégration des pions ou kaons, constituent un bruit de fond combinatoire dans le signal dimuon.

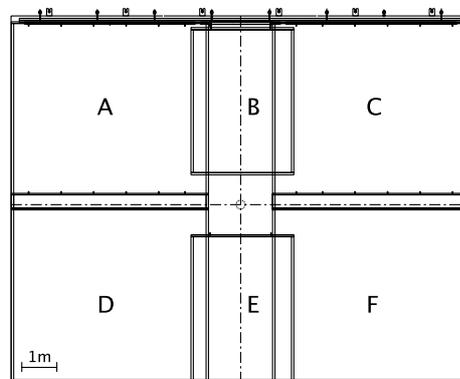


FIG. 5.5: Un plan du MUID montrant les 6 panneaux (A, B, C, D, E et F) comprenant deux plans de tubes en X et en Y. L'échelle est montrée en bas à gauche.

Le détecteur lui-même est composé de tubes plastiques carrés de $9 \times 9 \text{ mm}^2$ de section recouverts de graphite avec un fil de $100 \mu\text{m}$ en Cu-Be au milieu. Les tubes utilisés viennent par assemblage de 8 tubes de 8.4 cm de largeur totale (disponibles dans le commerce) qui conviennent à la granularité recherchée. Ensuite deux séries de 8 tubes sont disposées en quinconce afin de couvrir la surface sans pertes et faire un plan de détection (X ou Y). Ensuite un plan X est associé avec un plan Y sur le même support mécanique pour former un panneau. La fig. 5.5 montre l'assemblage de 6 panneaux nécessaires pour faire un plan de détection complet. Les panneaux A, C, D et F sont identiques et mesurent $5.2 \times 5 \text{ m}^2$, tandis que les panneaux B et E ne font que $2.5 \times 3.8 \text{ m}^2$. Du point de vue assemblage, les panneaux A, C et E sont solidaires d'une structure métallique et sont situés plus près du vertex que les panneaux B,

D et F qui sont situés juste derrière. Cet arrangement garantit une couverture totale de l'acceptance sans zones mortes.

L'ensemble du détecteur contient 6340 voies pour chaque bras (nord et sud). Il est opéré en mode proportionnel avec une haute tension de 4500 V sur le fil d'anode et un mélange gazeux CO₂ (80%) Iso-butane (20%).

Pour ce qui est du déclenchement, chaque plan du MUID est divisé en quadrants, qui sont ensuite divisés en 4 pseudo-déclencheurs, chacun correspondant à une sortie d'une carte de lecture (ROC : ReadOut Card). Seulement les quatre premiers plans du MUID sont utilisés pour le déclenchement, à cause d'un bruit de fond important observé sur le 5^{ème} plan. La décision de déclencher est prise selon le nombre de plans touchés dans le même quadrant et en demandant que la séquence des pseudo-déclencheurs touchés pointent vers le vertex. Un déclenchement profond (deep) est défini par au moins 4 plans traversés et un faiblement profond (shallow) par au moins deux plans traversés [122].

Chaque plan du MUID dispose de deux modules LeCroy 2372 MLU (Memory Lookup Unit), un pour le déclenchement profond (deep) et un autre pour le déclenchement de faible profondeur (shallow). Dans ces conditions on dispose des déclenchements en muon simple (single muon) : 1S (one shallow) ou 1D (one deep) ; et en dimuons : 2D (two deep) ou 1D1S (one deep + one shallow). En plus de ces déclenchements propres à la physique des muons, nous avons aussi le déclenchement "minimum bias" (biais minimum ou tout venant) fait par le BBC (voir 5.2).

5.4 Prise des données et résultats

L'expérience PHENIX a produit un nombre impressionnant de résultats [124–142, 153, 154, 163]. Nous ne pouvons pas détailler ici toutes les études qui concernent des domaines très variés. Parmi les résultats les plus importants obtenus dans les collisions A-Au et Cu-Cu on peut citer : la suppression du J/ψ, la suppression des jets, la suppression des hadrons à grand p_T, l'étude du flot, l'extraction de variables globales (température, multiplicité, etc), le rapport de production des particules, etc. Un bon résumé de ces résultats se trouve dans le papier blanc de PHENIX (PHENIX white paper) [143].

Nous allons présenter quelques résultats importants obtenus par PHENIX dans l'analyse du J/ψ dans lesquels le groupe de Saclay a joué un rôle clé. La table 5.1 montre les différentes prises des données de PHENIX jusqu'à présent. L'expérience a commencé en 2000 avec une énergie de 130 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon, une très basse luminosité et sans aucun bras à muons installé. Le premier run Au+Au et pp avec le bras sud seulement a eu lieu l'année suivante. Depuis 2002 les détecteurs à muons étaient complets et la luminosité de la machine n'a cessé de s'améliorer. On peut observer ceci sur l'évolution de la luminosité intégrée en fonction du temps pour un système donné (table 5.1).

5.5 Étude du J/ψ

5.5.1 Collisions p+p et d+Au

L'analyse des données p+p à $\sqrt{s} = 200$ GeV du run 2 (voir table 5.1) a permis d'étudier la production du J/ψ et de la comparer aux modèles [144]. Ces données servent aussi de référence pour faire des comparaisons avec Noyau-Noyau. La fig. 5.6 montre les spectres en masse invariante de la paire de leptons (dimuons ou diélectrons). Le signal du J/ψ apparaît clairement dans les paires de leptons de signes opposés, tandis que les paires de même signe contribuent au bruit de fond combinatoire.

Un des intérêts des prises de données p+p était l'étude des mécanismes de production du J/ψ. Celui-ci est formé majoritairement par la fusion des gluons et sa production peut s'expliquer dans le cadre de plusieurs modèles. La fig. 5.7 montre la dépendance en impulsion transverse de la section efficace avec les prédictions de deux modèles. Les données sont en bon accord avec le modèle d'octet de couleur (COM), tandis le modèle de singulet de couleur (CSM) est presque un ordre de grandeur en dessous des mesures. Ceci avait déjà été observé au Tevatron de Fermilab par l'expérience CDF à grande impulsion transverse [145].

Run	Année	Système	\sqrt{s} (GeV)	$\int L dt$	Bras à muons
1	2000	Au+Au	130	$1 \mu b^{-1}$	-
2	2001/2	Au+Au	200	$24 \mu b^{-1}$	Sud
		p+p	200	$0.15 pb^{-1}$	
3	2002/3	d+Au	200	$2.74 nb^{-1}$	Nord + Sud
		p+p	200	$0.35 pb^{-1}$	
4	2003/4	Au+Au	200	$241 \mu b^{-1}$	Nord + Sud
		Au+Au	62	$9 \mu b^{-1}$	
5	2004/5	Cu+Cu	200	$3 nb^{-1}$	Nord + Sud
		Cu+Cu	62	$0.19 nb^{-1}$	
		Cu+Cu	22.5	$2.7 \mu b^{-1}$	
		p+p	200	$3.8 pb^{-1}$	

TAB. 5.1: Prises des données (runs) de PHENIX. L'année, le système, l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon, la luminosité et la présence des bras à muons sont montrés.

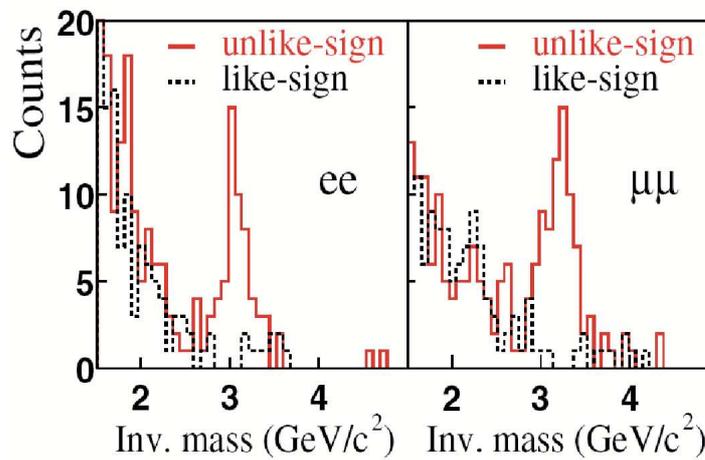


FIG. 5.6: Masse invariante de la paire de leptons de même signe et de signes opposés pour les diélectrons (gauche) et les dimuons (droite).

Une étape importante avant d'analyser et d'interpréter les données Au+Au en termes de création du QGP, est celle qui consiste à mesurer les effets nucléaires affectant la production des quarks lourds. Pour ce qui est du J/ψ , dont la production par fusion de gluons est le processus dominant, on s'attend aux effets suivants :

- Shadowing¹ des distributions des gluons dans le noyau
- Perte d'énergie et diffusion des gluons incidents
- Absorption nucléaire du J/ψ

Ces effets sont souvent qualifiés de "matière froide" (par rapport au QGP considéré comme chaud) et sont en général mesurés avec des collisions p+A. Pour des raisons techniques, il est très difficile au RHIC de faire des collisions p+Au. Nous avons donc utilisé d+Au qui n'est pas très différent. Des données ont été prises lors du run 3 (voir table 5.1) en d+Au et p+p et les acceptances et efficacités ont été estimées pour la première fois courant 2004 [122]. La fig. 5.8a montre la section efficace différentielle en rapidité pour les collisions p+p pour les J/ψ produits en mode diélectron ($y \sim 0$) et dimuon ($y \sim -1.7$ et $y \sim 1.8$). La ligne en pointillés correspond à l'ajustement d'une forme générée par PYTHIA et les trois courbes

¹Diminution de la densité des gluons de faible x (fraction de l'impulsion) dans les noyaux comparés aux nucléons.

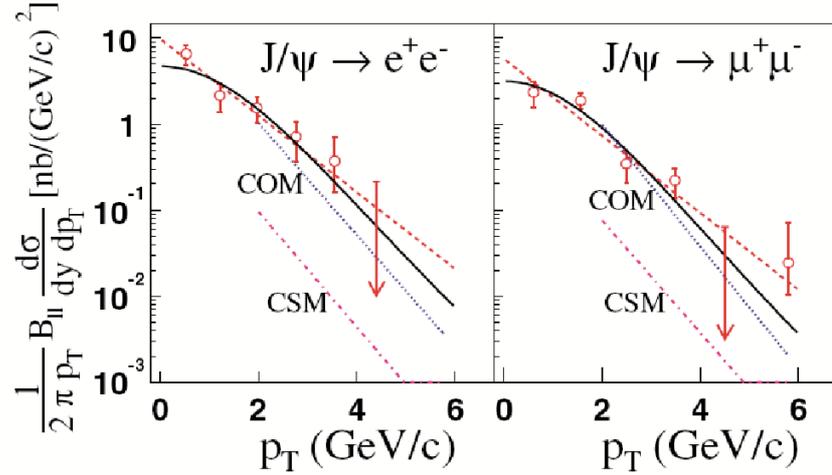


FIG. 5.7: Section efficace différentielle du J/ψ en fonction de l'impulsion transverse.

pleines représentent l'acceptance des événements utilisés. La section efficace intégrée obtenue avec ces données est : $\sigma_{pp}^{J/\psi} = 2.61 \pm 0.2(\text{fit}) \pm 0.26(\text{abs}) \mu\text{b}$ [146]. Le première erreur vient de la forme donnée par l'ajustement de PYTHIA et la deuxième est sur la valeur absolue. Le rapport R_{dA} défini par :

$$R_{dA} = \frac{d\sigma_{dAu}^{J/\psi}/dy}{(2 \times 197)d\sigma_{pp}^{J/\psi}/dy}$$

qui sert à normaliser les effets des collisions d+Au par rapport à p+p est montré dans la fig. 5.8. En l'absence d'effets nucléaires on s'attend à ce que le rapport soit égal à 1 (loi d'échelle en fonction des collisions binaires). Nous observons que les modèles avec un faible shadowing (EKS [147–149] plutôt que Kopeliovich [150] ou FGS [151]) et une faible section efficace d'absorption ($\sigma_{abs}^{J/\psi} = 1 - 3 \text{ mb}$) sont favorisés [146]. Bien que la précision des mesures ne permet pas de trancher, la section efficace d'absorption du J/ψ semble plus faible que celle mesurée au SPS ($\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4.2 \pm 0.5 \text{ mb}$ [152]).

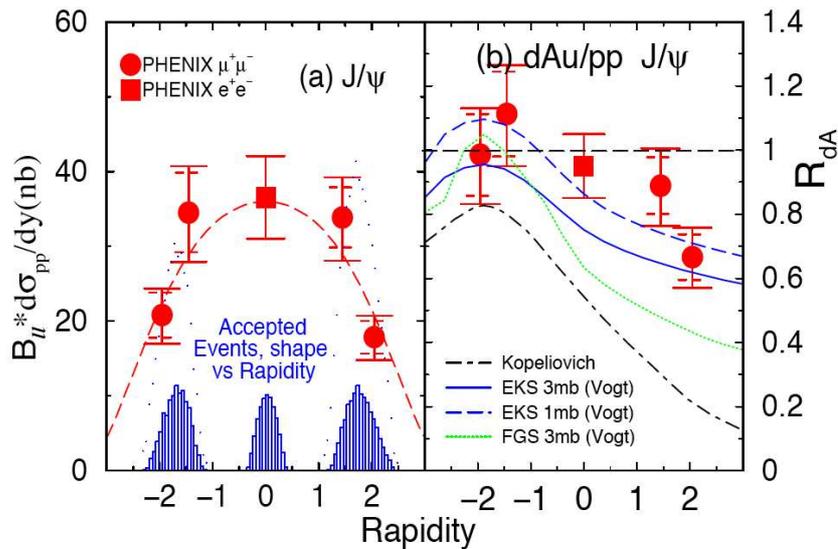


FIG. 5.8: Section efficace différentielle en rapidité pour les collisions p+p (gauche) et rapport R_{dA} en d+Au en fonction de la rapidité (droite). Voir texte.

5.5.2 Collisions Au+Au et Cu+Cu

Les premiers résultats concernant le J/ψ en Au+Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV ont été tirés du run 2 (voir table 5.1). La statistique de ces données était faible (13 événements seulement dans le mode $J/\psi \rightarrow e^+e^-$) et le signal dans le mode $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ n'a pas pu être extrait du bruit de fond. Les résultats obtenus ont cependant éliminé les modèles qui prédisaient une forte augmentation du taux de production du J/ψ en fonction du nombre de nucléons participants à la collision (lié à la centralité) [153].

Les premiers résultats significatifs en Au+Au et Cu+Cu à $\sqrt{s} = 200$ GeV viennent d'être obtenus en analysant les données des runs 4 et 5 [154] (voir table 5.1). Les résultats sont présentés sous forme de rapport R_{AA} en fonction du nombre de participants défini (pour Au-Au par exemple) par :

$$R_{AA}(\langle N_{part} \rangle) = \frac{N_{AuAu}^{J/\psi}}{N_{pp}^{J/\psi} \langle N_{col} \rangle}$$

où $\langle N_{col} \rangle$ est le nombre moyen de collisions pour une tranche donnée calculé avec le modèle de Glauber. $N_{AuAu}^{J/\psi}$ et $N_{pp}^{J/\psi}$ sont les taux de production du J/ψ pour les collisions Au+Au et pp respectivement, pour chaque tranche de N_{col} . Ces taux sont corrigés d'acceptance et d'efficacité de déclenchement et de reconstruction (qui dépend de la centralité). On définit de manière similaire les mêmes rapports pour les collisions Cu+Cu et d+Au. La fig. 5.9 montre le rapport R_{AA} en fonction du nombre de participants pour les données $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ en d+Au du run 3, Au+Au du run 4 et Cu+Cu du run 5. Nous pouvons observer un facteur 3 de suppression entre les collisions les plus périphériques et les plus centrales.

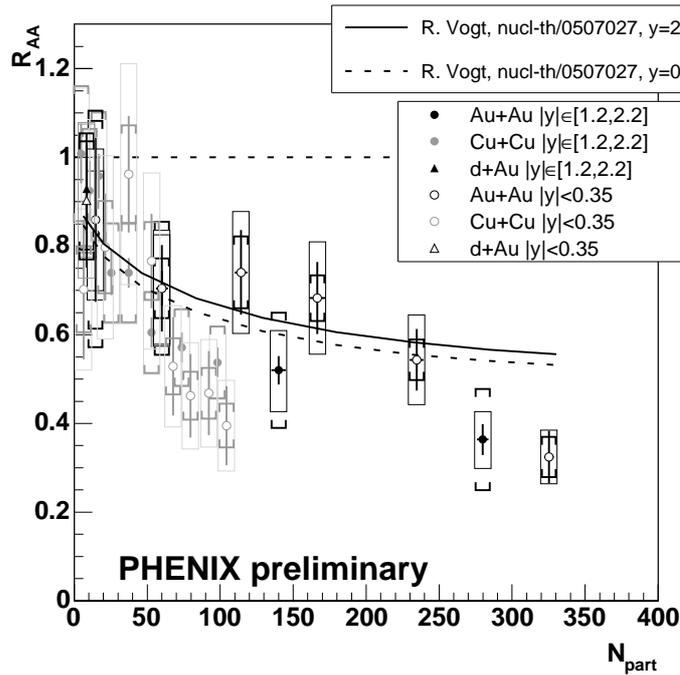


FIG. 5.9: Rapport R_{AA} en fonction du nombre de participants pour les données Au+Au (run 4), Cu+Cu (run 5) et d+Au (run 3), pour les dimuons ($|y| \in [1.2, 2.2]$) et les diélectrons ($|y| < 0.35$). Le modèle basé sur le shadowing EKS et une absorption de 3 mb est aussi montré pour $y = 0$ et $y = 2$ [155].

Bien que la suppression du J/ψ ait été prévue dans le cas de la formation d'un QGP (voir 4.4.1), nous devons aussi estimer les autres effets plus classiques pouvant conduire à une variation de sa production en fonction de la centralité (absorption, shadowing, etc). Nous avons pu comparer différents modèles qui ne font pas appel à la formation d'un QGP dans le cas des collisions d+Au (fig. 5.8), et le modèle basé sur la fonction de shadowing EKS est celui qui reproduit le mieux les données en utilisant une section

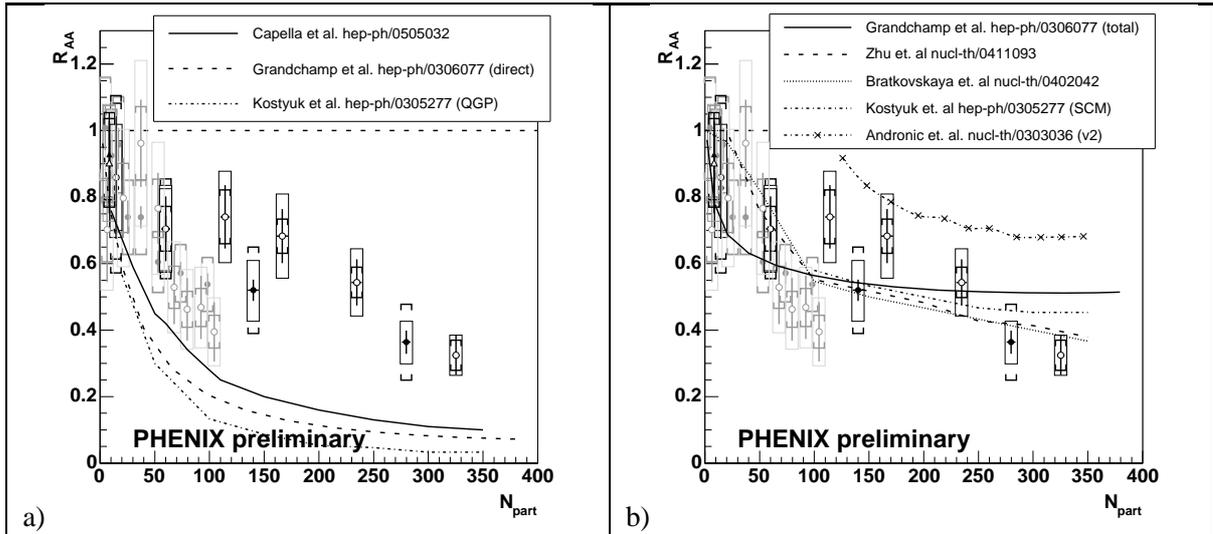


FIG. 5.10: Rapport R_{AA} en fonction du nombre de participants pour les données Au+Au (run4), Cu+Cu (run5) et d+Au (run 3), pour les dimuons et les diélectrons. Les données sont superposées aux modèles QGP ou co-voyageurs (gauche) et aux modèles incluant la régénération (droite). Voir texte.

efficace d'absorption du J/ψ de 1 ou 3 mb. Dans la fig. 5.9 le modèle EKS de R. Vogt avec une section efficace d'absorption de 3 mb (limite supérieure d'après la fig. 5.8) est superposé aux données pour deux valeurs de y . Nous pouvons observer que le modèle n'arrive pas à reproduire les données, en particulier les points les plus centraux (N_{part} grand).

La fig. 5.10 montre les mêmes données expérimentales comparées à d'autres modèles existants. Dans la fig. 5.10a nous pouvons observer que les modèles faisant appel à la formation du QGP (Grandchamp et al. [156] et Kostyuk et al. [157]) surestiment la suppression observée expérimentalement. C'est aussi le cas du modèle de co-voyageurs [158] (comovers) qui ne fait pas appel à la formation du QGP, mais qui reproduit la suppression *anormale* observée par NA50 en Pb-Pb au SPS [159]. La formation seule du QGP conduit donc à une suppression beaucoup plus importante que celle observée expérimentalement.

La fig. 5.10b montre des modèles plus sophistiqués, reproduisant qualitativement les données, faisant appel à des interactions supplémentaires dans l'état final après la production des paires $c\bar{c}$. Certains modèles supposent qu'un QGP s'est produit, puis ils ajoutent une recombinaison statistique (coalescence) des quarks c et \bar{c} pendant l'hadronisation (Grandchamp et al. [156], Andronic. et al. [162], Kostyuk et al. [157]). La recombinaison fait augmenter la production du J/ψ , alors que l'écrantage dû au QGP la diminue. C'est donc une compétition entre ces deux processus. Dans les modèles SCM (Statistical Coalescence Model), les paires de quarks charmés ne sont pas supposées être en équilibre thermique comme dans les modèles décrivant la production d'hadrons légers. Par contre, ces modèles supposent que le nombre de paires présentes, à la limite entre la phase QGP et la phase hadronique, est égal au nombre des paires produites au début de l'interaction par les collisions nucléon-nucléon.

Le modèle de Bratkovskaya et al. [161] est un modèle de transport (Hadron String Dynamics : HSD) où la production de toutes les particules charmées est ajustée par rapport aux collisions nucléon-nucléon à basse énergie. On a aussi besoin des distributions en p_T et y des mésons produits. Dans le modèle de Zhu et al. [160], le J/ψ (le charmonium de façon générale) collisionne après sa formation avec les nucléons spectateurs (suppression normale), puis avec les gluons $g + c\bar{c} \rightarrow c + \bar{c}$ du QGP (suppression anormale). C'est un modèle qui utilise les équations de transport pour l'évolution du J/ψ et l'hydrodynamique pour décrire le QGP. Les conditions initiales sont données par la suppression normale et les collisions élastiques entre le charmonium et le milieu sont négligées.

Il faut remarquer que la production du J/ψ par recombinaison est possible à cause des 10-20 paires présentes dans les collisions centrales à RHIC [163]. Le taux de recombinaison est très sensible aux modèles de production du charme car il est proportionnel au carré du nombre de paires $c\bar{c}$ produites au

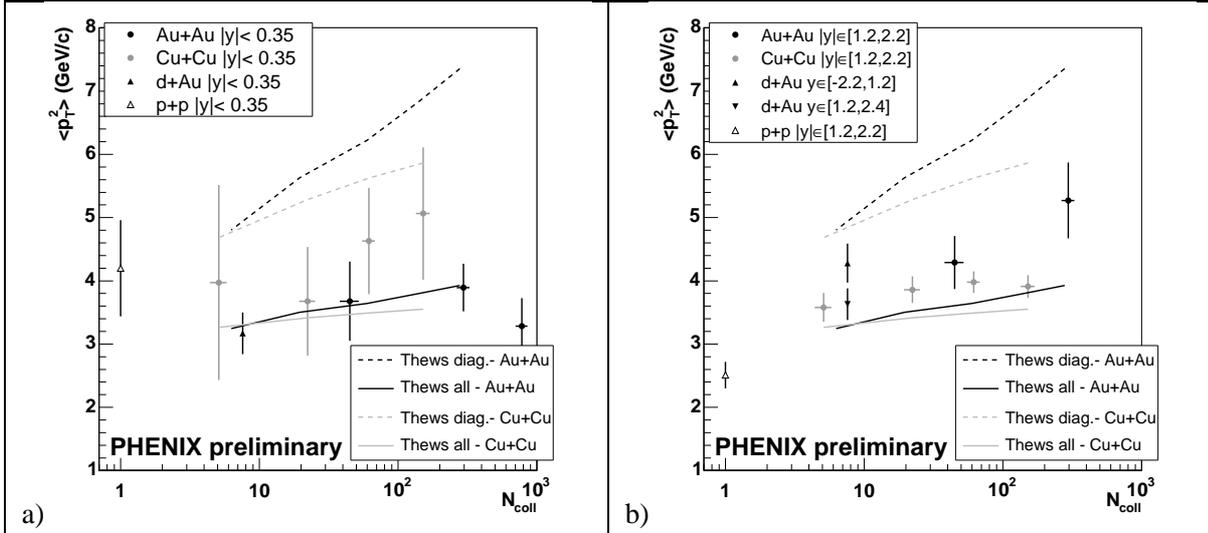


FIG. 5.11: $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ en fonction du nombre de collisions dans le mode diélectron (gauche) et dimuon (droite). Les modèles sont aussi montrés dans le cas de recombinaison (all) et sans recombinaison (diag).

départ. Par ailleurs, le spectre en rapidité des J/ψ produits par recombinaison doit être plus étroit que celui des J/ψ primaires [164]. Ceci est dû au fait que la production du charme est piquée à rapidité nulle dans le centre de masse d'après pQCD. Aucune variation de forme dans les spectres expérimentaux de rapidité en fonction de la centralité n'a pu être identifiée, mais les barres d'erreur sont importantes [154]. On s'attend aussi dans les modèles de recombinaison à une augmentation moins forte du $\langle p_T^2 \rangle$ en fonction de la centralité [164]. La fig. 5.11 montre les mesures de $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ dans les collisions Au-Au, Cu-Cu, d-Au et p-p en fonction du nombre de collisions pour les diélectrons (fig. 5.11a) et les dimuons (fig. 5.11b). Nous pouvons observer que les points expérimentaux se situent entre les courbes théoriques avec recombinaison et sans recombinaison, suggérant que nous avons un mélange entre les J/ψ directs et ceux recombinés. Les incertitudes expérimentales ne permettent pas de dire plus.

Il faut mentionner ici que des résultats très récents de QCD sur réseau font état d'une température supérieure de déconfinement pour les quarkonia par rapport à celles rapportées dans la table 4.2. La valeur de la température de déconfinement par rapport à la température critique serait $T_d/T_c \sim 2$ pour le J/ψ et $T_d/T_c \sim 1$ pour le χ_c et le ψ' [165, 166]. La suppression *anormale* du J/ψ observée au SPS et à RHIC serait alors seulement due à la suppression des états excités qui n'alimentent plus le J/ψ via leur désintégrations radiatives. Avec cette augmentation de la température de déconfinement des quarkonia, il faudrait atteindre les densités d'énergie du LHC pour supprimer les J/ψ directs.

Les données montrées ici sont préliminaires. Il reste encore beaucoup de travail expérimental afin de diminuer les erreurs systématiques des mesures et de mieux calculer les efficacités. De nouvelles prises de données avec une meilleure statistique sont aussi nécessaires, en particulier en d-Au pour mieux contraindre les modèles et cerner les propriétés de la matière froide. Les modèles théoriques doivent aussi être raffinés.

5.6 Conclusion

La participation française à PHENIX, et celle du SPhN en particulier, est une réussite. Nos responsabilités liées à l'électronique des chambres à muons ont été bien remplies dans les délais et dans le budget. Notre participation dans l'analyse des données est bien reconnue et a fait l'objet d'une thèse sur les données d-Au.

L'expérience PHENIX a accumulé un nombre impressionnant de résultats couvrant toutes les signatures et les variables globales pertinentes pour la recherche du QGP. Ces résultats sont à une énergie 10

fois supérieure à celle du SPS et apportent un éclairage nouveau. Parmi les phénomènes les plus importants on peut citer la suppression des hadrons (neutres et chargés) à grand p_T et la suppression des *jets* dans les collisions centrales. Ces données témoignent de la présence d'une phase partonique à très haute densité qui pourrait être compatible avec un QGP.

Les données préliminaires sur la suppression du J/ψ ajoutent une pièce importante au puzzle. La compétition entre suppression due à un QGP (ou à des co-voyageurs) et régénération pendant la phase d'hadronisation sont au coeur du débat actuellement entre théoriciens et expérimentateurs.

6 L'expérience ALICE au LHC

Depuis le démarrage de l'activité sur les ions lourds ultrarelativistes au SPhN, ALICE a été mon activité principale. J'ai participé activement à toutes les étapes du développement du projet. Tout d'abord, j'ai commencé la réflexion sur le sujet des ions lourds ultrarelativistes qui a abouti fin 1997 à la formation d'un groupe de 5 physiciens. Nous avons donc rejoint la collaboration ALICE à cette époque pour nous impliquer dans le bras à muons. Il y a eu ensuite une phase de R&D sur les différentes solutions techniques (micromégas et chambre à damiers) qui a abouti au choix de la technologie des chambres à damiers début 1999. J'étais dans le bureau éditorial (Editorial Board) pour le Technical Design Report (TDR) où les différentes solutions techniques étaient présentées. J'ai ensuite été très impliqué dans la phase de développement du détecteur en vue d'équiper les 3 plus grandes stations de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE. J'ai par ailleurs dirigé le groupe de Saclay (responsable scientifique) de janvier 2001 à juin 2004 et à ce titre j'ai fait partie du "Collaboration Board" et du "Financial Board" d'ALICE. La fin de la R&D a abouti à un design final et nous sommes passés dans la phase de production des détecteurs (fin 2003 - fin 2005) qui est finie actuellement.

En parallèle, je me suis aussi occupé de suivre le travail lié au refroidissement des détecteurs et à leur intégration, qui font partie des responsabilités de Saclay. Un travail délicat et difficile a été le design et la construction des supports des détecteurs. J'ai aussi participé à différents ateliers et réunions sur la physique dans la collaboration et ailleurs, en veillant à ce que l'appareillage qui était en cours de conception respecte le cahier de charges exigé par la physique.

J'ai aussi encadré la thèse d'Éric Dumonteil, dont le titre est "Étude des résonances de la famille du Υ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à 2.75 TeV/nucléon et par faisceau sur l'expérience ALICE du LHC" [167].

Nous allons détailler ces aspects ci-après, en insistant sur la phase de R&D et validation des détecteurs dans laquelle j'ai joué un rôle clé dans la collaboration.

6.1 Le collisionneur LHC

Le LHC (Large Hadron Collider) est la machine du CERN consacrée à la physique des hautes énergies qui est en cours de construction dans l'anneau de 27 km de circonférence du LEP (Large Electron Positron). Un ensemble de machines plus petites fournit les faisceaux de protons et d'ions qui vont circuler dans le LHC (fig. 6.1). La table 6.1 donne la valeur de quelques paramètres importants de la machine en mode proton-proton et en mode Pb-Pb. Il est utile de rappeler qu'ALICE va prendre aussi des données en p-p afin de les utiliser comme référence. Dans ce cas, le faisceau doit être défocalisé au point d'interaction d'ALICE car l'expérience n'est pas conçue pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il est aussi prévu de prendre des données en mode p-A afin de connaître les propriétés du "milieu froid" et d'explorer la physique des phénomènes hadroniques (saturation, shadowing, ...).

6.2 Le détecteur d'ALICE

L'expérience ALICE est l'expérience auprès du LHC dédiée à la physique du plasma de quarks et des gluons. À ce titre, elle doit couvrir tous les sujets de physique qui étaient présents dans plusieurs expériences au SPS (CERN) et à RHIC (Brookhaven). Elle doit être capable d'étudier simultanément les phénomènes à faible p_T et ceux des signatures rares. Elle doit être capable de détecter et d'identifier les particules avec précision (électrons, hadrons, muons) dans une grande gamme d'impulsion transverse (de 100 MeV/c à 100 GeV/c). Pour remplir ce vaste cahier des charges, le détecteur ALICE est composé d'un certain nombre de sous-détecteurs (fig. 6.2) [168, 169] :

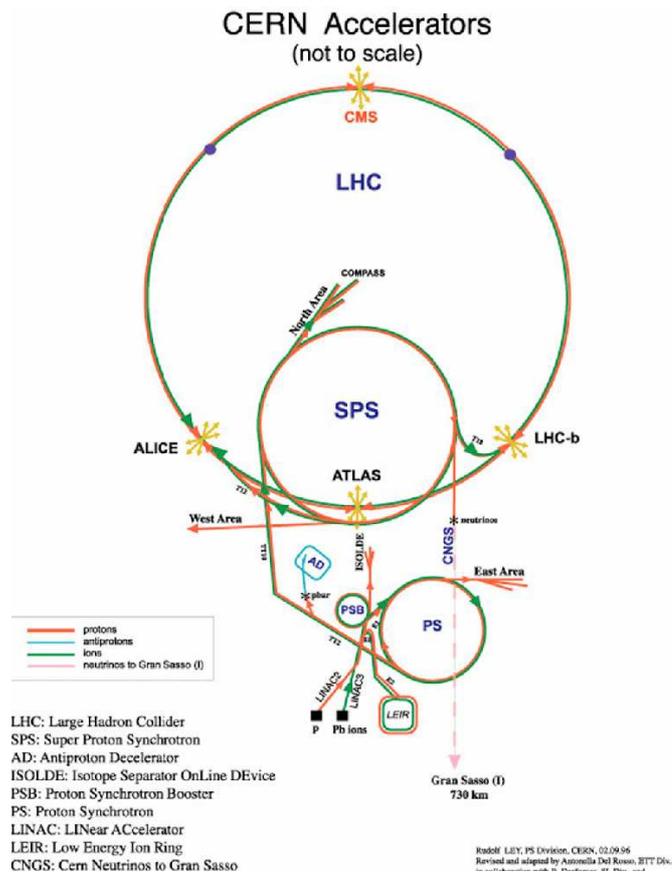


FIG. 6.1: Ensemble des accélérateurs du CERN.

- **Les détecteurs centraux :** La partie centrale du détecteur ALICE est organisée à l'intérieur de l'ancien solénoïde de l'expérience L3 du LEP qui assure un champ magnétique de 0.3 Tesla. Ce champ est un bon compromis pour avoir une bonne acceptance et une bonne résolution pour des particules dans une large gamme d'énergie. La trajectographie proche du vertex est assurée par l'ITS (Internal Tracking System) qui est composé de 6 couches cylindriques de détection en silicium dans trois technologies différentes (pixels, dérive et pistes). Il a été optimisé pour détecter les vertex secondaires des mésons D (charme ouvert) et B (beauté ouverte), ainsi que des hyperons étranges. Il a une couverture azimutale totale et une acceptance en pseudo-rapacité de $|\eta| < 0.9$ [170]. La TPC (Time Projection Chamber) est le détecteur principal pour la trajectographie couvrant la zone centrale en pseudo-rapacité ($|\eta| < 0.9$). D'une longueur de 5m, elle est chargée de reconstruire toutes les traces chargées (10000-20000 par événement) et d'assurer leur identification ($\sigma\left(\frac{dE}{dx}\right) < 7\%$) [171]. Le détecteur à rayonnement de transition (TRD) a pour finalité d'identifier les électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c alors que le niveau de réjection des pions dans la TPC n'est pas suffisant. La détection des électrons faite en conjonction avec l'ITS et la TPC permet en particulier de mesurer la production des résonances J/ψ en diélectrons et d'évaluer la contribution indirecte venant des désintégrations du méson B [172]. Le détecteur de temps de vol (TOF) fait l'identification des particules d'impulsion inférieure à 2.5 GeV/c, ce qui correspond à la majorité des particules chargées. Il utilise pour cela des détecteurs formés de plusieurs gaps de chambres à cathode résistive (multigap Resistive Plate Chambers) offrant une résolution temporelle de ~ 100 ps [173]. Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) assure l'identification des hadrons (pions, kaons et protons) d'impulsion supérieure à 1 GeV/c. Il est composé de 7 modules de détecteurs Cerenkov à gaz (RICH) avec une couverture azimutale

Paramètre	p-p	Pb-Pb
Énergie maximum par faisceau	7 TeV	2.76 TeV/nucléon
Énergie d'injection	0.450 TeV	0.18 TeV/nucléon
Distance entre paquets (ns)	25	100
Luminosité nominale ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	10^{34}	10^{27}
Temps de vie de la luminosité (hr)	14.9	7.3
Rayon du faisceau (μm)	16.7	15.9
paquets par anneau	2808	592
Temps de remplissage (min)	7.5	20

TAB. 6.1: Quelques paramètres de la machine LHC en mode p-p et Pb-Pb (extrait de [23]).

partielle [174]. Le PHOS (PHOton Spectrometer) est un calorimètre électromagnétique de haute granularité formé de ~ 17000 cristaux de PbWO_4 couvrant un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 0.12$ et 100° en azimut. Il est optimisé pour détecter des photons d'énergie 0.5-10 GeV et des π^0 de 1-10 GeV [175].

- **Les détecteurs vers l'avant** : Un ensemble de détecteurs possédant des fonctions multiples se trouvent vers l'avant (et l'arrière) et autour de la zone d'interaction. Le T0 est un ensemble de deux détecteurs composés de photomultiplicateurs et de radiateurs à effet Cerenkov situés de part et d'autre du point d'interaction. Ils fournissent une mesure de référence pour le temps dans ALICE ($\sigma \sim 50$ ps), en particulier pour le déclenchement de premier niveau (L0) et aussi une mesure du vertex ($\sigma \sim 1.5$ cm) [176]. Le V0 est composé de deux disques segmentés de 8 scintillateurs lus par des fibres optiques. Il fournit les différents déclenchements en fonction de la centralité (centrality triggers) et contribue à la réjection des interactions faisceau-gaz parasites (particulièrement en mode p-p) [176]. Le Forward Multiplicity Detector (FMD) consiste en ~ 51000 pistes en Si distribuées en 5 anneaux. Il a pour but de mesurer la multiplicité dans les régions de rapidité à l'avant et à l'arrière ($-3.4 < \eta < -1.7$ et $1.7 < \eta < 5$) au delà de la couverture des pixels de l'ITS [176]. Le calorimètre à zéro degré (ZDC) est situé à ~ 100 m de part et d'autre du point d'interaction à des rapidités proches du faisceau ($\theta \simeq 0$). Il est composé de deux modules de détection : un pour les neutrons et un autre pour les protons. Il permet de mesurer l'énergie emportée par les nucléons spectateurs après la collision et de fournir une mesure de la centralité (liée au paramètre d'impact) [177]. Le détecteur de multiplicité des photons (PMD) a pour but de détecter les photons vers l'avant ($1.8 < \eta < 2.6$) en utilisant un convertisseur, un veto et un détecteur de pied de gerbe (preshower). Il permet de quantifier les fluctuations entre événements, calculer le plan de la réaction et mesurer le flot [178].
- **Le spectromètre à muons** : Il est formé de 10 chambres à trajectographie, de 4 chambres de déclenchement, d'un dipôle et d'un ensemble d'absorbeurs. Il est utilisé pour détecter les muons produits dans la collision dans un domaine en rapidité $-4 < \eta < -2.5$ [179]. Il permet en particulier l'étude des résonances des familles du J/ψ et du Υ . Nous verrons ce sous-détecteur plus en détail dans les sections suivantes.

Tous les systèmes décrits précédemment sont lus par un système d'acquisition (DAQ) très complexe qui est conçu pour acquérir et enregistrer l'impressionnant flot de données (~ 1 Gb/s) [180]. Une année à la luminosité nominale représente un volume de ~ 1 pétaoctet de données p-p et Pb-Pb.

Nous allons dans la suite nous concentrer sur le spectromètre à muons et plus particulièrement sur les grandes chambres à trajectographie (stations 3,4 et 5) sur lesquelles s'est concentré mon travail personnel.

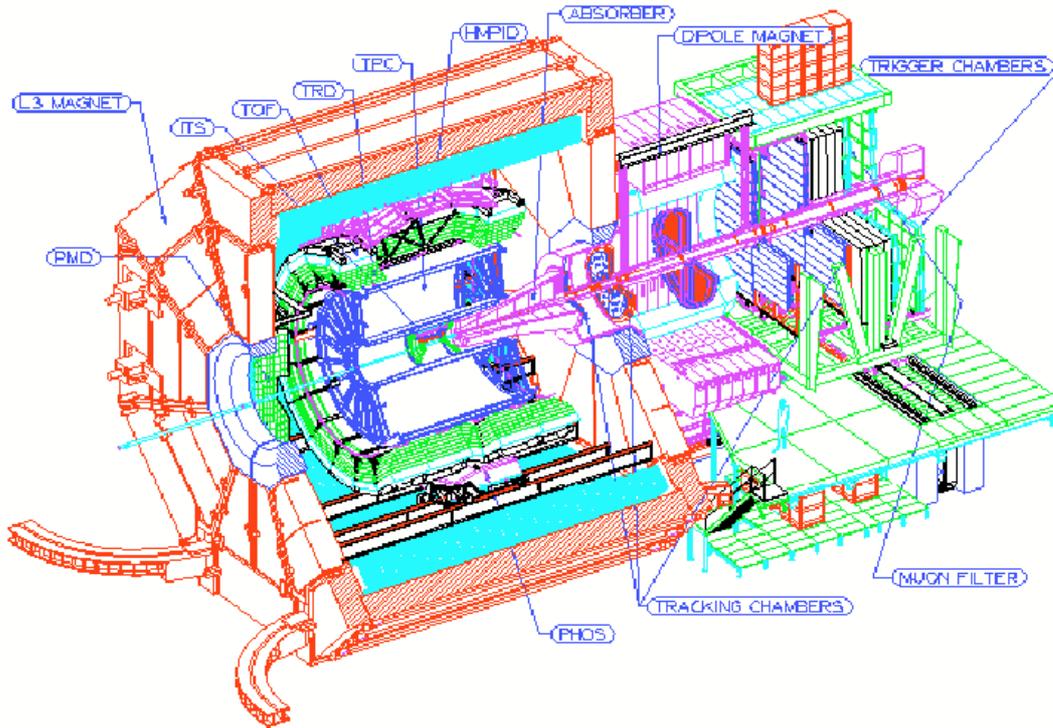


FIG. 6.2: Le détecteur d'ALICE.

6.3 Le spectromètre à muons

Les processus durs qui prennent place au début de la collision sont une sonde de choix pour l'étude du QGP, car ils sont sensibles aux premiers instants. En particulier l'étude de la production des résonances des familles du J/ψ et du Υ constitue une des plus importantes signatures de la formation du QGP (voir 4.4.1). Le but du spectromètre à muons est l'étude des résonances via leur désintégration en dimuons, à savoir :

$$\begin{aligned} J/\psi, \psi' &\rightarrow \mu^+ \mu^- \\ \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' &\rightarrow \mu^+ \mu^- \end{aligned}$$

Étant donné que les résonances d'une même famille (fondamental et états excités) ne sont pas écran-tées de la même manière dans le QGP (voir 4.4.1), il convient de pouvoir les mesurer individuellement. Pour cela une résolution en masse invariante du dimuon de $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$ est nécessaire, en particulier pour le Υ .

Il faut aussi signaler les autres sources produisant des dimuons de signes opposés de haute masse ($\gg 1 \text{ GeV}/c^2$) qui constituent un bruit de fond pour la détection des résonances :

- Processus Drell-Yan : $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$
- Bruit de fond hadronique venant des désintégrations de pions et kaons, qui donnent des coïncidences fortuites $\mu^+ \mu^-$.
- Désintégrations semi-leptoniques du charme ouvert ou de la beauté ouverte ($D^+, B^+ \rightarrow \mu^+ X$ et $D^-, B^- \rightarrow \mu^- X$) donnant une paire de muons de signe opposé, soit en venant de la même paire $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ (production corrélée) ou de paires différentes (production décorrélée) par des coïncidences fortuites.

La fig. 6.3 montre les différents éléments du spectromètre situé aux rapidités arrières ($-4 < \eta < -2.5$). Il est composé de 5 stations de trajectographie de 2 plans de détection chacune, composés de plusieurs

chambres à damiers (Cathode Pad Chambers : CPC). Chaque plan est composé de quatre quadrants pour les stations 1 et 2 et de détecteurs placés verticalement appelés “lattes” (voir 6.4) pour les stations 3, 4 et 5. La mesure de l’impulsion est assurée par la courbure des trajectoires dans un champ dipolaire de 0.7 T fournissant une intégrale de champ de 3 Tm. Le déclenchement est assuré par quatre chambres à cathodes résistives (Resistive Plate Chambers : RPC). L’absorbeur frontal (10 longueurs d’interaction) a pour but d’éliminer l’important bruit de fond hadronique produit par les interactions pour ne laisser passer que les muons. Le filtre à muon (7.2 longueurs d’interaction) est quant à lui situé juste devant les chambres de déclenchement afin d’éliminer les derniers hadrons et muons de faible impulsion. Par ailleurs le tube faisceau, qui traverse tout le bras à muon, est aussi blindé (beam shield) [181, 182].

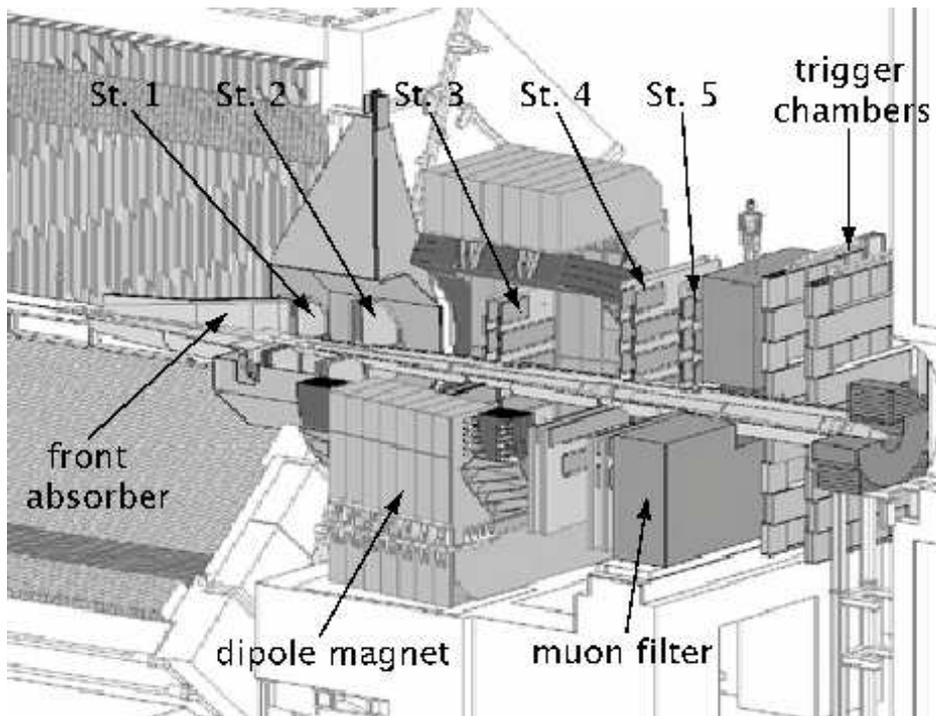


FIG. 6.3: Spectromètre à muons. On peut voir les 5 stations de trajectographie et les 4 chambres du déclencheur (trigger). L’absorbeur frontal, le filtre à muons et le dipôle sont aussi montrés.

La mise au point des différentes parties du spectromètre a demandé plusieurs années de R&D et de simulations intensives. Nous allons aborder plus spécifiquement le cas des chambres à lattes des stations 3, 4 et 5.

6.4 Les stations 3, 4 et 5

Afin d’assurer un bon fonctionnement et de respecter la contrainte sur la masse invariante, les chambres à trajectographie doivent remplir les conditions suivantes :

- Résolution spatiale de $100 \mu\text{m}$ afin de remplir la condition de $100 \text{ MeV}/c^2$ de résolution en masse invariante.
- Efficacité aussi bonne que possible ($> 95 \%$ pour chaque plan).
- Supporter plusieurs centaines de particules par chambre (collisions centrales Pb-Pb) avec un maximum de 10^{-2} particules / cm^2 . Cela se traduit par une segmentation adéquate assurant un taux d’occupation maximum de $\sim 5\%$ nécessaire pour avoir une bonne reconstruction des traces. Cela se traduit aussi par une résolution dans le plan horizontal (non-courbure) d’environ 1 mm afin d’avoir une bonne séparation double trace.

- Chaque plan de détection doit avoir une épaisseur maximale de 3% de X_0 (longueur de radiation), afin de limiter la production de particules secondaires et de limiter la diffusion multiple.

Le choix s'est rapidement porté sur la technologie des chambres à damiers, capables d'assurer une résolution inférieure à $100 \mu\text{m}$ avec une détection à deux dimensions (damiers) capable de supporter le taux d'occupation venant du bruit engendré par les hadrons traversant l'absorbeur frontal ou venant du tube à faisceau. La technologie CPC a été adoptée en janvier 1999 par la collaboration pour la fabrication de toutes les chambres du spectromètre à muons.

La particularité des stations 3, 4 et 5 vient de leur grande dimension (jusqu'à 5.7 m de hauteur pour la station 5). Afin d'éviter d'importantes contraintes mécaniques (et de coût) pour une chambre faite d'une seule pièce (ou 2), une fabrication modulaire s'imposait. Après quelques mois de réflexion, le design modulaire en "lattes" a vu le jour [181]. La fig. 6.4 montre le design modulaire de la station 3, composée de 9 "lattes" de dimension horizontale variable afin de remplir au mieux l'acceptance $2^\circ < \theta < 9^\circ$ (forme quasi-circulaire). Les stations 4 et 5 sont similaires, mais composées de 13 lattes par demi-plan.

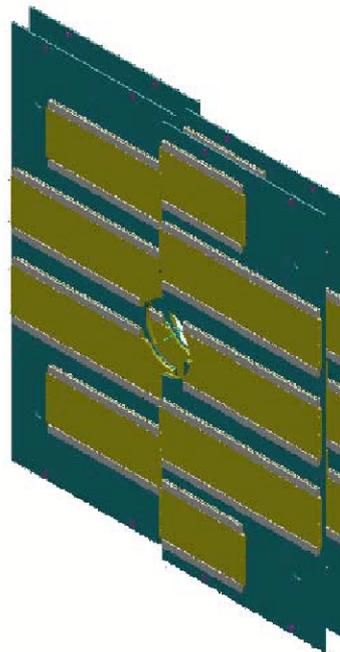


FIG. 6.4: Disposition des deux chambres de la station 3. Chacune est composée de deux demi-chambres qui à leur tour sont composées de 9 lattes, placées de part et d'autre du panneau support.

6.4.1 La segmentation

Un travail important, dont j'étais le responsable dans la collaboration, était la définition de la segmentation des détecteurs. Dans ce travail il s'agissait de définir les tailles de damier répondant au cahier des charges pour toutes les chambres. Dans la direction verticale (courbure des traces) la dimension des damiers était fixée à 0.5 cm, ce qui permettait d'avoir une résolution $< 100 \mu\text{m}$ avec un gap de 5 mm et des fils placés tous les 2.5 mm (voir 6.5.1 et 6.5.4). Ensuite il fallait définir la dimension des damiers selon la direction horizontale en tenant compte du taux d'occupation¹ venant des centaines de particules du bruit de fond provoqué par la collision. Pour des raisons d'assemblage, une taille de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ a été choisie pour les circuits imprimés qui devaient contenir des damiers de même taille (plus facile à produire) dont le nombre doit être multiple de 64 (nombre de voies de la carte de lecture). Ensuite chaque latte était faite d'un assemblage de circuits imprimés de différentes densités. Pour le plan de courbure 3 largeurs

¹Fraction du nombre de damiers touchés pour un plan donné par événement

de damiers ont été choisies : 2.5, 5 et 10 cm. Vu qu'il fallait une détection à deux dimensions avec une résolution de ~ 1 mm horizontalement, il fallait lire les deux cathodes de la chambre car la taille des damiers dans le plan de courbure était trop grande ($2.5 \text{ cm} / \sqrt{12} \gg 1 \text{ mm}$). Les premiers calculs de la taille des damiers dans le plan de non-courbure ont donné 3 densités : 1×2.5 , 1×5 et $1 \times 10 \text{ cm}^2$ [181, 183]. Il s'est avéré, après des tests en faisceau, que la dimension horizontale de 1 cm ne fournissait pas une résolution suffisante et nous avons alors adopté une largeur de 0.7143 cm [182]. L'annexe A.3 donne les détails de ces premiers calculs de segmentation.

La fig. 6.5 montre la configuration finale des lattes avec les 3 densités de damiers pour chaque cathode. Par souci de clarté les lattes ne sont pas montrées à leur position finale qui tient compte de la superposition pour limiter les pertes. La fig. 6.6 montre le taux d'occupation correspondant dans les stations 3, 4 et 5. Nous pouvons remarquer qu'il est conforme au cahier des charges.

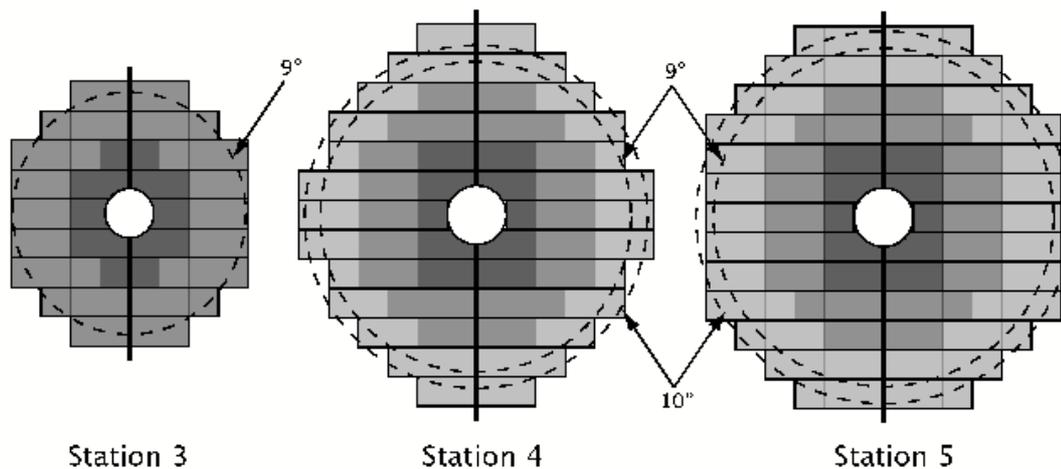


FIG. 6.5: Segmentation finale des stations 3, 4 et 5. Les trois densités de damiers sont visibles : haute densité (gris foncé), moyenne densité (gris) et basse densité (gris clair). Les cônes d'acceptance de 9° et 10° sont montrés.

6.4.2 Les pertes géométriques

Un autre aspect important est l'optimisation du placement des lattes afin d'avoir une acceptation maximale et ainsi de limiter les pertes. Pour cela des simulations de la résonance Υ avec une grande statistique (100000 événements) ont été réalisées avec le programme AliRoot [184] de simulation d'ALICE basé sur GEANT [20] et ROOT [185]. Les muons venant des résonances ont tout d'abord été sélectionnés dans le cône géométrique avec $2^\circ < \theta < 9^\circ$ et propagés à travers tout le détecteur. Ensuite les impacts laissés par les muons dans les chambres à damiers ont été stockés dans des fichiers pour être exploités par le programme qui calculait l'acceptance (macro compilée sous ROOT). Pour limiter les pertes entre les lattes, nous avons adopté un recouvrement vertical d'au moins 15 mm entre lattes, correspondant à trois damiers verticaux (taille typique d'un agrégat : voir 6.5.1) en tenant compte d'un angle d'incidence maximum de 10° (fig. 6.7). Les pertes géométriques observées étaient à trois endroits : dans la partie circulaire près du tube faisceau, dans les zones extérieures et dans la zone morte verticale. La contribution majeure venait de la zone morte verticale d'environ 30 mm de largeur située au centre ($\sim 3.5\%$), ensuite les pertes des bords représentaient $\sim 1.5\%$ et celles au centre étaient négligeables (après un design adéquat). La perte géométrique totale était $\sim 5\%$ dans les stations 3, 4 et 5 [182]. Nous pouvons voir dans la configuration choisie (fig. 6.5) que le cône de 9° est totalement couvert par les détecteurs et une bonne partie de celui à 10° aussi pour les stations 4 et 5 afin de tenir compte de la déviation verticale des traces après leur passage dans l'aimant dipolaire.

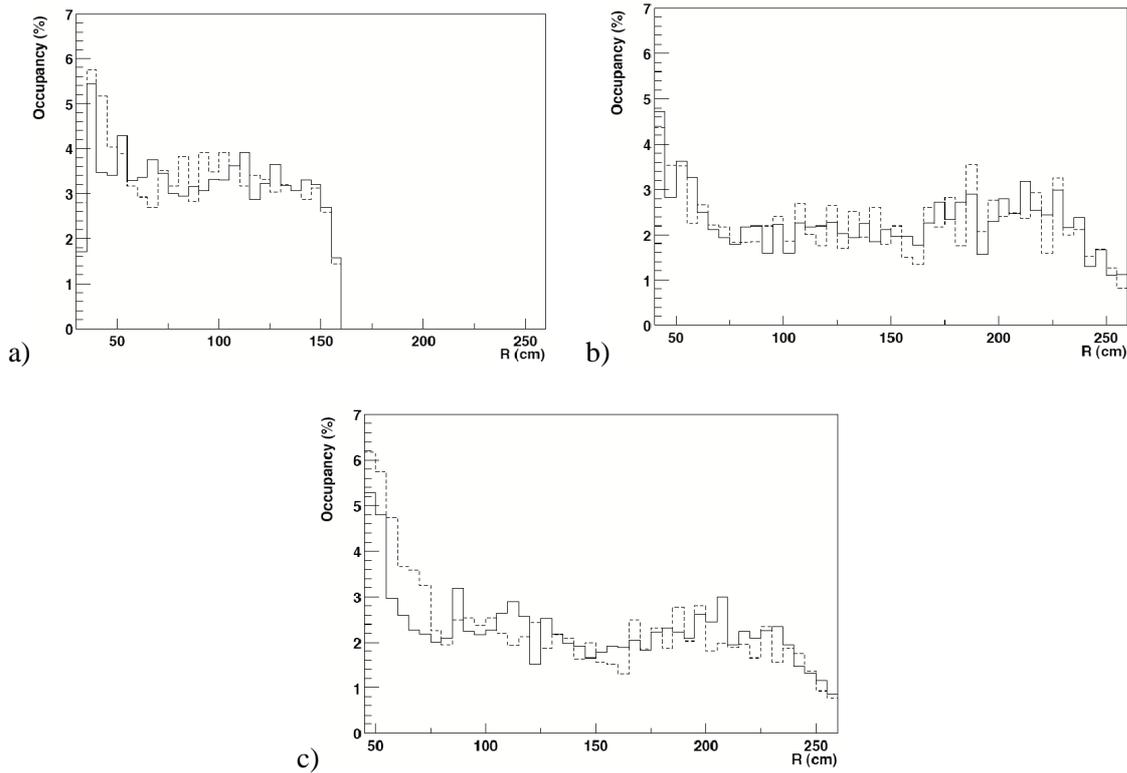


FIG. 6.6: Taux d'occupation de la station 3 (a), 4 (b) et 5 (c). Le trait plein représente le résultat de la première chambre et le pointillé celui de la deuxième.

6.5 Les chambres à damiers de type *latte*

Nous allons passer en revue les aspects les plus importants de la R&D sur les chambres à damiers de type *latte* qui ont abouti au design final, en insistant sur les parties où mon travail personnel a été important.

6.5.1 Prototypes testés en faisceau

Nous ne pouvons pas faire état ici de tous les prototypes fabriqués pendant toute la phase de R&D des lattes. En particulier de nombreux prototypes ont été faits pour valider les aspects mécaniques, collages, intégration, etc. En revanche, nous allons nous concentrer sur les prototypes les plus significatifs qui ont été testés sous faisceau au CERN et qui ont validé les aspects les plus importants du détecteur.

Tous les prototypes présentés ont un gap de 5 mm et une distance entre les fils de 2.5 mm. Les fils étaient en W-Re de 20 μm de diamètre. On utilisait un mélange gazeux d'argon et CO_2 . Ces paramètres avaient déjà été optimisés lors des R&D précédentes. La fig. 6.8 montre un schéma montrant les principaux éléments des chambres à damiers de type *latte*. Les panneaux sandwich (peaux en fibre de carbone et âme en Rohacel ou nid d'abeille) servaient à tenir mécaniquement la chambre. Les écarteurs (spacers) maintenaient les fils (W-Re de 20 μm de diamètre) au milieu du gap. Les feuilles de Nomex étaient collées entre le panneau sandwich et le circuit imprimé (PCB) afin de diminuer le bruit capacitif. Enfin étaient gravés sur les PCB double face les damiers du côté intérieur à la chambre et les lignes de lecture avec l'électronique à l'extérieur de la chambre. Tous les prototypes construits étaient des variantes autour de ce design de base.

Par ailleurs, la méthode de Mathieson [186] était utilisée pour obtenir la résolution de la chambre, car elle donnait les meilleurs résultats et minimisait les effets systématiques (voir étude faite dans [167]).

Le monitoring et l'analyse des données des tests en faisceau ont été faits par un code que j'avais

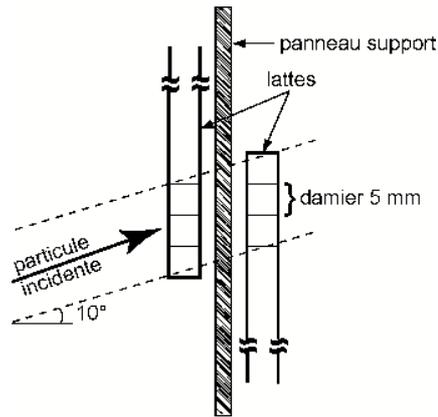


FIG. 6.7: Schéma de la superposition verticale des lattes afin d'éliminer les pertes géométriques. Les lattes sont placées de part et d'autre de leur support. Un angle de 10° a été utilisé pour faire l'ajustement.

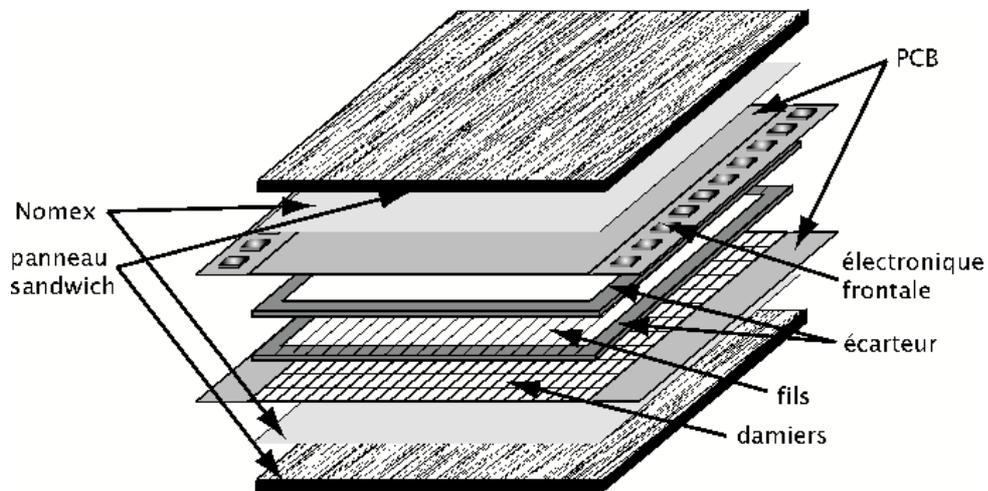


FIG. 6.8: Schéma montrant une vue éclatée des principaux éléments d'une chambre de type latte.

développé et qui a servi pour tous les tests des lattes (voir 6.5.2).

6.5.1.1 Prototypé 1.2 m : mai 2000

Un prototype dont la zone utile était de $0.4 \times 1.2 \text{ m}^2$ a été testé avec un faisceau de pions de $7 \text{ GeV}/c$ au PS (Proton Synchrotron) du CERN en mai 2000. La structure mécanique était faite par des panneaux sandwich avec une âme en Rohacel et des peaux en fibre de carbone. Une feuille de Nomex (faible permittivité : $\epsilon_r = 1.2$) était collée entre les panneaux sandwich et les circuits imprimés (PCB) où étaient gravés les damiers, afin de diminuer le bruit capacitif. Le prototype était composé de 6 circuits imprimés (3 pour le plan de courbure et 3 pour le plan de non-courbure) de $40 \times 40 \text{ cm}^2$. Dans les 3 circuits du plan de courbure (mesure verticale) tous les damiers étaient de la plus haute densité ($2.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$). Par contre, dans le plan de non-courbure (mesure horizontale) nous avons 3 densités différentes (0.7143 , 0.5 , 1) $\times 2.5 \text{ cm}^2$. Le but de ce prototype était l'étude du bruit électronique, la résolution et l'efficacité pour les différentes tailles de damiers. On devait fixer, en particulier, la largeur des damiers dans le plan de non-courbure [182].

L'électronique utilisée était basée sur des pré-amplificateurs Gassiplex $1.5 \mu\text{m}$ [181] de 16 voies multiplexées, montés sur des cartes frontales de 64 voies. Le bruit du Gassiplex $1.5 \mu\text{m}$ était : bruit (électrons) = $650e^- + 15e^-/\text{pF}$ [181]. Chaque carte était lue par des modules C-RAMS de CAEN [66]

qui convertissaient les sorties analogiques en numérique (ADC 10 bits sur une gamme de 1.5 V) et qui décodaient la séquence du multiplexage (train d'impulsions de $2 \mu\text{s}$ de période dont la hauteur était la charge de la voie).

Pour les traces de référence nous disposons d'un ensemble de 10 plans de détecteur en pistes Si de $50 \mu\text{m}$ de largeur (5 en X et 5 en Y) couvrant chacun une surface d'environ $2 \times 2 \text{ cm}^2$. La lecture de ce système était aussi multiplexée et lue avec des C-RAMS.

Dans ces tests nous avons pu mettre en évidence la corrélation de charge entre les deux cathodes (fig. 6.9) avec une dispersion de $\sigma \sim 11\%$ sur le rapport des charges. Ceci validait la corrélation de charge comme méthode pour éliminer les mauvaises associations entre agrégats entre les deux cathodes (voir A.3).

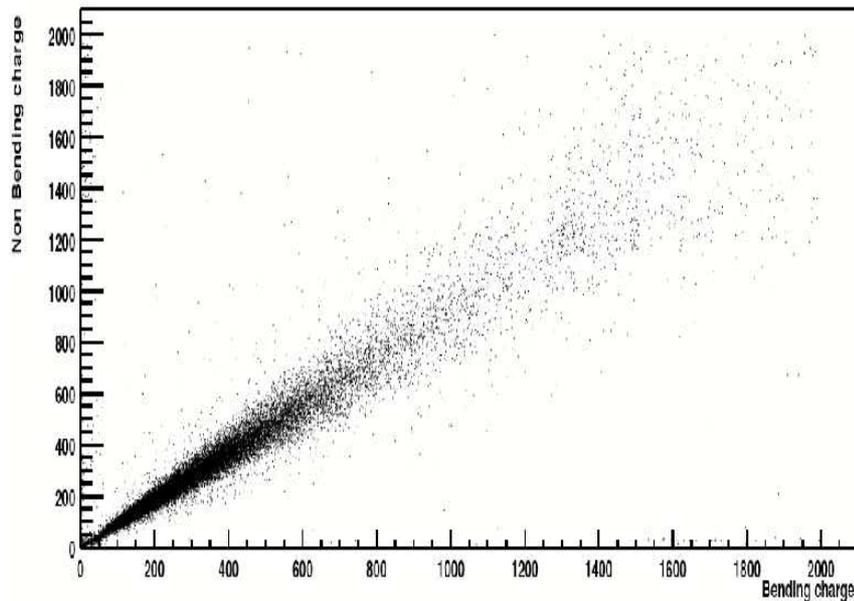


FIG. 6.9: Charge dans la cathode de non-courbure (non-bending) en fonction de la charge dans la cathode de courbure (bending) en canaux ADC. Extrait de [182].

Un travail important a été fait sur l'étude du bruit. Nous avons observé une dépendance linéaire du niveau de bruit en fonction de la longueur de la piste de lecture des damiers, traduisant la présence de couplages parasites et/ou pick-up. Une modélisation des couplages capacitifs a été faite afin de mieux comprendre et réduire ce bruit parasite [187]. Le niveau le plus bas de bruit obtenu était de ~ 1150 électrons, ce qui a permis de faire une étude quantitative du gain, de la résolution et de l'efficacité.

La résolution obtenue dans le plan vertical était de $80 \mu\text{m}$ (damiers $2.5 \times 0.5 \text{ cm}^2$) et dans le plan horizontal de $\sim 700 \mu\text{m}$ (damiers $0.7143 \times 2.5 \text{ cm}^2$), ce qui était conforme au cahier des charges. Il faut remarquer que ces résultats incluent la diffusion multiple dans la chambre et dans les détecteurs silicium estimée à $\sim 50 \mu\text{m}$, ce qui donne une résolution intrinsèque de la chambre dans le plan vertical encore meilleure ($\sim 60 \mu\text{m}$). L'efficacité mesurée était de $\sim 96\%$ avec une coupure à $\pm 1 \text{ mm}$ sur les résidus (extrapolation des Si - position dans la chambre).

Enfin, une étude en fonction de la haute tension a montré un large plateau pour des tensions dans la gamme 1600-1750 V appliquées sur les fils d'anode. Le gain de la chambre était $\sim 3 \cdot 10^4$ à 1650 V [182].

6.5.1.2 Prototype avec grands damiers : juillet 2001

Deux prototypes de $40 \times 40 \text{ cm}^2$ ont été construits en 2001 afin de tester le niveau de bruit des plus grands damiers (10 cm de long). Suite aux résultats observés avec le prototype précédent (mai 2000), deux configurations de blindage et d'épaisseur de Nomex ($250 \mu\text{m}$ et 2 mm) ont été utilisées. On peut

s'attendre à un bruit supérieur pour les grands damiers par rapport aux petits à cause de leur plus grande capacité.

L'électronique utilisée était basée sur une nouvelle version du pré-amplificateur Gassiplex ($0.7 \mu\text{m}$) et les C-RAMS assurant la lecture étaient pourvus d'ADC 12 bits sur une gamme de 1.5 V. Les nouveaux Gassiplex avaient un meilleur bruit : bruit(électrons) = $530e^- + 11.2e^- \times C(\text{pF})$. Le gain était aussi plus faible (3.3 mV/fC) et le *peaking-time* était $1 \mu\text{s}$ à la place de 600 ns dans le Gassiplex $1.5 \mu\text{m}$, ce qui était nécessaire à cause des contraintes du déclenchement de premier niveau dans ALICE.

Malheureusement le bruit obtenu était assez mauvais (~ 2000 électrons) et on n'a pas pu faire une étude fine de l'efficacité et de la résolution. En revanche, nous avons étudié 3 mélanges gazeux basés sur Ar-CO₂ : 90% :10%, 80% :20% et 70% :30%. La fig. 6.10 montre la résolution et l'efficacité (à $\pm 1 \text{ mm}$) en fonction de la haute tension pour les 3 mélanges gazeux.

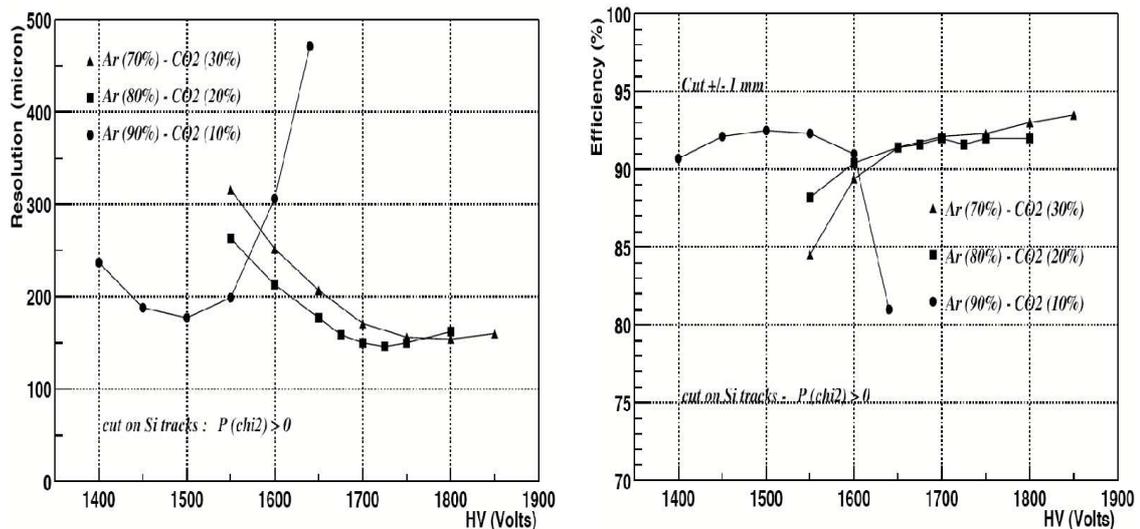


FIG. 6.10: Résolution (gauche) et efficacité (à $\pm 1 \text{ mm}$) en fonction de la haute tension pour trois mélanges gazeux Ar-CO₂ (70 :30, 80 :20 et 90 :10).

Nous pouvons observer que pour un taux de 10 % de CO₂ le gain explose et le nombre important de saturations donne une mauvaise résolution. En revanche, avec un taux de 30 % de CO₂ il faut mettre une haute tension importante pour être sur le plateau ($\sim 1800 \text{ V}$). Le meilleur choix est finalement le mélange Ar 80 % et CO₂ 20%, car le plateau est atteint pour une haute tension inférieure, c'est finalement le mieux adapté au gain de l'électronique.

Ces prototypes disposaient aussi de damiers de 8.333 et 7.143 mm de large dans le plan de non-courbure. La résolution dans ce plan n'est pas affectée de façon significative par le bruit important observé et a permis de comparer les résolutions pour ces deux cas : 1 mm pour les damiers de 8.333 mm de large et $917 \mu\text{m}$ pour ceux de 7.143 mm de large (fig. 6.11). L'efficacité de reconstruction du fil touché était de 75 % pour les damiers de 8.333 mm de large et de 88 % pour ceux de 7.143 mm de large. Nous avons donc choisi la largeur de 7.143 mm pour tous les damiers dans le plan de non-courbure à cause de la meilleure efficacité [188].

6.5.1.3 Prototypé 2.4 m : octobre 2001

Après une phase de R&D où les différents aspects étaient répartis entre les laboratoires participant aux développements (Subatech Nantes, INFN Cagliari, PNPI Gatchina et DAPNIA Saclay), nous avons décidé de mettre en commun les efforts dans le développement de prototypes afin de mieux intégrer tous les éléments dans le même design et faire que tous les laboratoires aient la même expertise dans l'assemblage du détecteur. C'est dans ce cadre que le prototype de la latte la plus longue (2.4 m) a vu le jour avec une coopération des 4 laboratoires dans la fabrication et l'assemblage. Le but de ce prototype

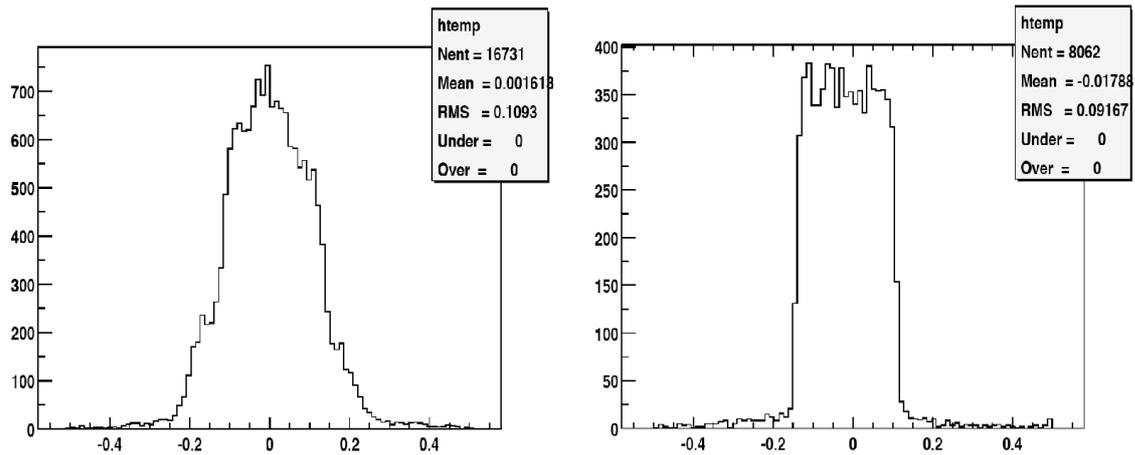


FIG. 6.11: Résolution (en cm) dans le plan de non-courbure pour les damiers de 8.333 mm de large (gauche) et 7.143 mm de large (droite).

était de valider le design final mécanique et celui des circuits imprimés (PCB) où les damiers sont gravés. Un effort particulier a été fait pour minimiser l'épaisseur ($X/X_0 \sim 2\%$ en moyenne) de la chambre, en particulier en utilisant des matériaux composites. Pour la première fois nous avons utilisé un prototype de la carte d'électronique finale. Nous allons brièvement décrire les principales caractéristiques de ce prototype qui était proche du design final.

- **Mécanique :** La structure supportant la chambre était composée de deux panneaux de 8.4 mm d'épaisseur composés d'une âme en nid d'abeille Nomex et de deux peaux de 200 μm en carbone. Chaque peau était composée de deux couches de 100 μm de fibre de carbone haut module assemblées perpendiculairement. La taille de la zone active du prototype était de $40 \times 240 \text{ cm}^2$. Les fils en W-Re étaient tendus à 40 g et collés à l'époxy sur un écarteur fait en Noryl possédant un "V" pour assurer leur bon positionnement (fig. 6.12). La distance entre fils (2.5 mm) était égale à la moitié du gap. Une feuille de Nomex de faible permittivité était collée entre les panneaux et le circuit imprimé afin de réduire le bruit capacitif (voir fig. 6.8).

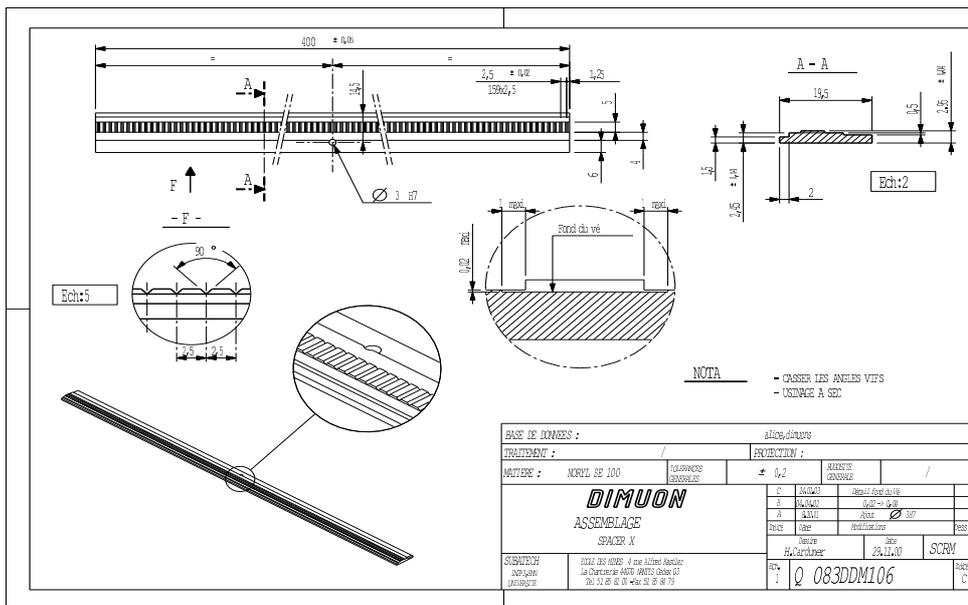


FIG. 6.12: Écarteur pour les chambres de type latte.

Les détails de l'analyse et les principaux résultats du test faisceau de ce prototype sont donnés dans l'annexe A.4.

6.5.1.4 Prototype arrondi : juillet 2003

Après le test du prototype de 2.4 m de long fait en octobre 2001 (voir paragraphe précédent) qui validait les éléments essentiels du design, il restait à valider les détecteurs de type arrondi. Ces lattes particulières, placées contre le tube faisceau, contiennent des PCB arrondis dont le design est plus pointu que pour les PCB droits, à cause du manque de place pour l'électronique de lecture. Nous avons 3 arrondis différents : R1 (demi-lune station 3), R2 (arrondi station 3) et R3 (arrondi station 4 et 5). Ceci nous fait 6 types de PCB arrondis (3 pour le plan de courbure et 3 pour le plan de non-courbure). Le plus difficile à réaliser est le R3 situé dans les lattes arrondies des stations 4 et 5 à cause de l'entaille plus grande (fig. 6.15).

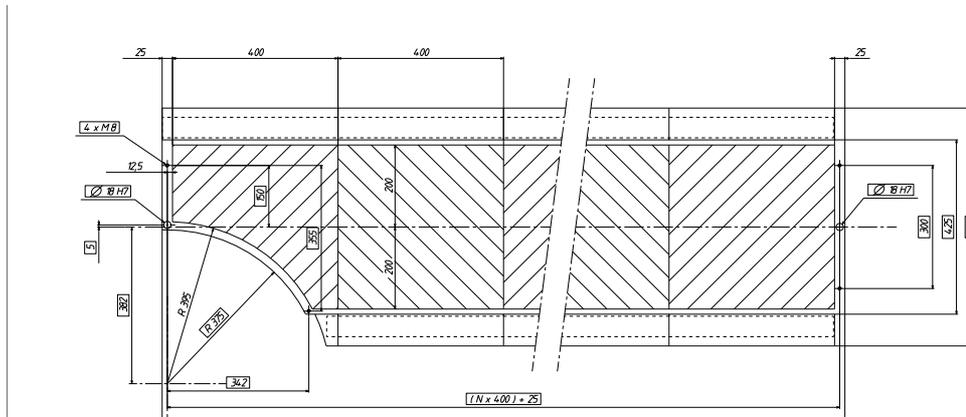


FIG. 6.15: Schéma des lattes arrondies de type R3.

Pour le test en faisceau de juillet 2003 (voir fig. 6.16) nous avons construit un prototype de latte contenant 3 sections de 40x40 cm² (deux de haute densité et une de densité intermédiaire). Nous avons utilisé un prototype de carte électronique avec l'ADC de 12 bits final (codage sur 2.5 V).

Nous avons effectué tout d'abord une étude complète du gain, de la résolution et de l'efficacité en fonction de la haute tension, profitant du fait que le faisceau utilisé dans la zone X5 du CERN était composé de muons de 100 GeV/c, ce qui rendait la diffusion multiple négligeable. Un soin particulier a été apporté à l'alignement des plans de détecteurs silicium qui fournissaient les traces de référence. Le résidu (typiquement de quelques microns) entre la trace reconstruite avec les plans de détection (5 en X et 5 en Y) et la position mesurée dans chaque plan était négligeable vis à vis de la résolution de la chambre. Nous pouvions donc avoir accès à la résolution réelle des chambres et faire ainsi une étude fine de leurs propriétés. La fig. 6.17 montre les résidus entre la position de la trace donnée par la chambre et celle reconstruite dans les détecteurs silicium, obtenus sur le PCB de haute densité droit. Un ajustement gaussien donne une résolution de 41 μm avec une efficacité de 97 % à ± 1 mm pour une haute tension de 1625 V sur les fils d'anode. Nous pouvons observer qu'il reste des "queues" non gaussiennes dans la distribution dues aux agrégats à faible charge qui ont une résolution plus mauvaise que ceux à haute charge qui ont un meilleur rapport signal/bruit. Il est important de noter que l'efficacité de la chambre est de 100 % à 1650 V si nous n'effectuons pas de coupure sur les résidus.

Nous avons étudié l'évolution du gain, de l'efficacité et de la résolution pour des hautes tensions dans les fils d'anode variant entre 1400 et 1750 V (fig. 6.18). Tout d'abord, nous pouvons remarquer la linéarité du gain (en échelle logarithmique) de la chambre en fonction de la haute tension, ce qui traduit que la chambre est en régime proportionnel (voir par exemple [52]). Nous pouvons aussi observer la présence d'un large plateau d'environ 200 V (entre 1500 et 1700 V) où l'efficacité est supérieure à 97 % et la résolution inférieure à 60 μm . La remontée de la résolution et la baisse de l'efficacité pour des

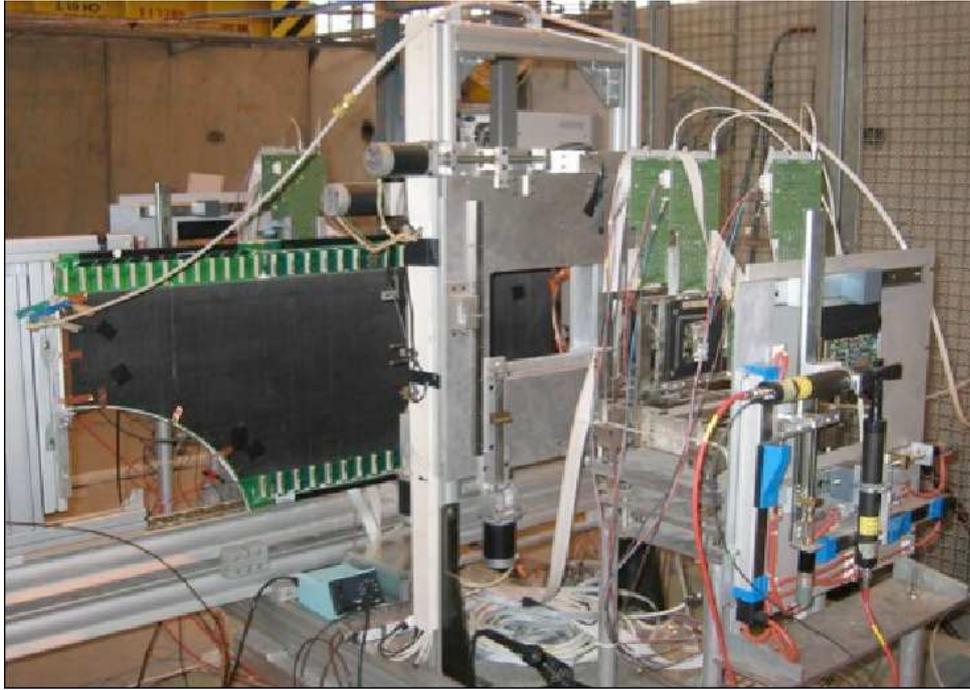


FIG. 6.16: Test en faisceau de juillet 2003. Nous pouvons voir le prototype de latte arrondie de 120 cm de long (3 sections) ainsi que les plans de détecteurs silicium de référence (à droite de l'image).

hautes tensions supérieures à 1700 V sont dues à la saturation du pré-amplificateur Gassiplex. Il y a aussi le phénomène de diaphonie (cross-talk) entre les damiers et les couplages damiers/pistes de lecture qui augmentent avec le gain et qui dégradent aussi la résolution.

Ces résultats, accompagnés de la description du détecteur et d'autres études sont en cours de rédaction et feront l'objet d'une publication [192].

Une partie du test a été consacrée à la validation des PCB arrondis qui étaient testés pour la première fois. Ces circuits, dont le design est plus difficile que les circuits droits, sont plus denses. En particulier les lignes de lecture des damiers sont plus proches à certains endroits par rapport aux PCB standard, ce qui pourrait être générateur des diaphonies et donc de perte de résolution. Nous avons alors placé le faisceau aux endroits les plus critiques et appliqué une tension de 1700 V pour travailler à gain élevé afin de mettre en évidence plus facilement d'éventuels problèmes de diaphonie. L'analyse des données a montré une résolution de $\sim 50 \mu\text{m}$ et une efficacité de $\sim 97\%$ compatibles avec les résultats obtenus à ce même gain pour un PCB droit pour toutes les positions examinées, validant ainsi le design.

Enfin, la dernière partie du test a été consacrée à la validation du circuit électronique MANAS fabriqué en Inde qui devrait remplacer le Gassiplex dans les cartes d'électronique finales. Nous verrons cet aspect au 6.5.3.

Ce test de juillet 2003 finissait la validation du détecteur dont la production en chaîne allait commencer fin 2003. D'autres tests faisceau ont eu lieu en 2004 en utilisant des chambres déjà produites par les chaînes de production et dont le but était la validation du système de lecture final et des circuits MANAS (voir 6.5.3).

6.5.2 Le programme de monitoring et d'analyse des données des tests en faisceau

J'ai commencé l'écriture du premier programme de monitoring et d'analyse des données pour les tests en faisceau à l'automne 1999, afin d'être prêt pour le premier test en novembre de la même année. C'était un embryon de quelques classes en C++ basé sur ROOT. Il utilisait déjà la bibliothèque du système d'acquisition DATE (Data Acquisition and Test Environment) [194] utilisé par ALICE. Il a évolué au

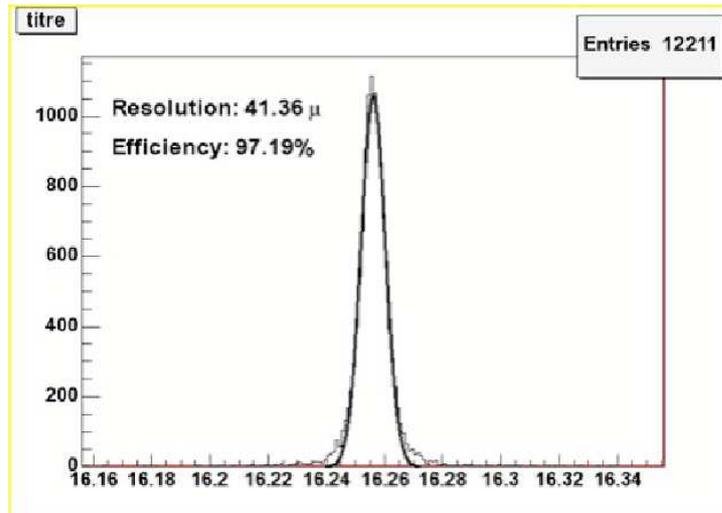


FIG. 6.17: Résolution obtenue avec le prototype de latte arrondie pour une haute tension de 1650 V.

cours des tests successifs et il s'est amélioré. Nous allons décrire brièvement ici la version actuelle qui est encore utilisée par tous les collaborateurs du système de trajectographie pour analyser les données des tests. Nous allons nous intéresser tout d'abord à l'acquisition des données elle-même.

La fig. 6.19 donne une vue simplifiée de l'architecture du système d'acquisition d'ALICE. Le signal de déclenchement arrive sur chaque détecteur depuis le CTP (Central Trigger Processor) d'ALICE via une unité locale LTU (Local Trigger Unit) qui est interfacée au système TTC (Timing, Trigger, Control) de chaque détecteur. La lecture des données, propre à chaque détecteur, est interfacée au système d'acquisition d'ALICE à travers un lien optique DDL (Detector Data Link), où les données produites par chaque fragment de détecteur circulent. Les signaux des DDL envoyés par les détecteurs sont lus par des cartes pRORC (PCI Read Out Card) placées dans des ordinateurs, appelés LDC (Local Data Concentrator), qui concentrent les données venant des différentes cartes pRORC. Le système de trajectographie est composé de 20 DDL, contenant chacun les données d'un demi-plan de chambres à damiers, lus par 5 ordinateurs PC. Ensuite tous les LDC communiquent entre eux dans un réseau rapide (Event Building Network) afin de reconstruire l'événement complet dans des ordinateurs appelés GDC (Global Data Concentrator) qui sont en liaison avec le système de stockage des données.

Chaque détecteur possède sa propre interface entre la lecture des données et le DDL. Pour les chambres à damiers du spectromètre à muons, cette interface est basée sur le système CROCUS (Concentrator ReadOut Cluster Unit System) qui est composé d'un châssis avec un bus propriétaire qui peut accueillir 5 cartes frontales (FRT) et une carte concentratrice (CRT). Les cartes FRT assurent la lecture de 10 bus de données situés sur les détecteurs, alors que les cartes CRT ont pour rôle de transférer les données des cartes FRT et d'assurer l'interface avec le DDL. Le système de lecture utilisant des CROCUS a été testé pour la première fois en 2004 lors de deux tests en faisceau, ce qui a validé le principe.

Le programme de monitoring *almon* utilisé pendant les tests en faisceau prenait les données en vol au niveau du buffer d'événement de l'acquisition situé sur le LDC ou le GDC selon les cas. Le programme de monitoring pouvait s'exécuter soit sur la même machine que l'acquisition, soit sur une machine différente (remote monitoring). Le logiciel DATE de l'acquisition possède une bibliothèque de fonctions pour accéder aux événements, dont les plus importantes sont :

- int monitorSetDataSource (char *) : Sert à indiquer la source du monitoring (fichier, serveur d'événement, ...)
- int monitorDeclareMp (char *) : Sert à identifier le programme de monitoring comme client du serveur d'événement de l'acquisition
- int monitorGetEventDynamic(void **) : Sert à demander un événement au serveur de l'acquisition, qui retourne l'adresse du pointeur où se trouve le début de l'événement.

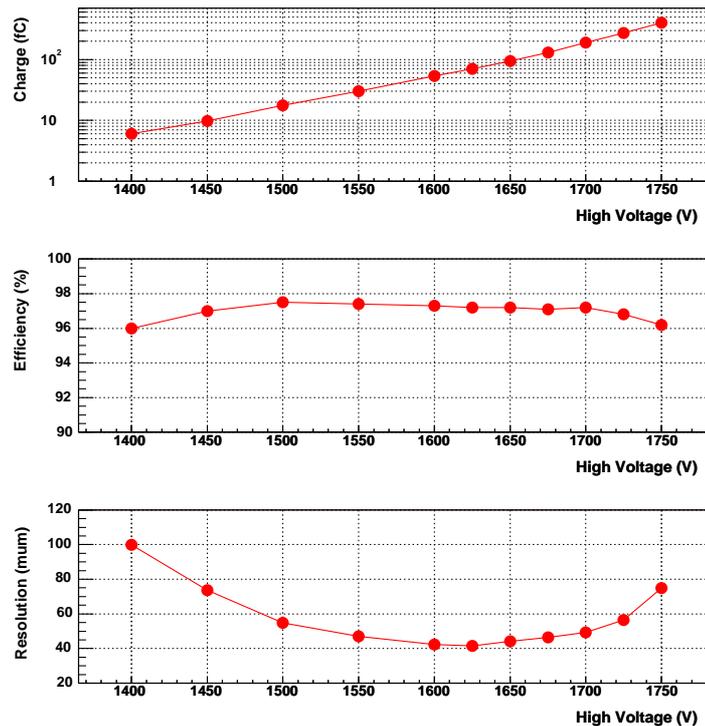


FIG. 6.18: Charge (en fC), efficacité (en %) à ± 1 mm et résolution (en μm) en fonction de la haute tension appliquée sur les fils d'anode.

Toutes les fonctions précédentes retournent un code d'erreur (0 si pas d'erreur). En plus des fonctions citées plus haut, il en existe d'autres qui permettent de choisir le type d'événement, le pourcentage d'événements que l'on veut regarder, etc (voir [194]).

Les programmes de monitoring *almon* et d'analyse des données *aloff* utilisent une bibliothèque de classes commune. Trois classes importantes de l'architecture sont montrées dans la fig. 6.20. La classe *TOffEvent* est le point de départ auquel sont attachés tous les objets ainsi que toutes les données. Elle contient l'entête de l'événement ainsi que des pointeurs vers l'événement brut (*TEvent*), les données concernant les détecteurs silicium (*TSiTracker*) et les chambres à damiers (*TCpc*). *TEvent* contient l'information de l'événement brut (raw data) avec l'entête (*TEventHeader*) et un tableau de pointeurs vers tous les blocs de données appelés "buspatch" (BP) et qui contiennent les données d'une partie du détecteur. La classe *TCpc* contient toute l'information nécessaire à l'analyse de chaque chambre à damiers. Nous trouvons en particulier un pointeur vers la liste de damiers touchés dans ce détecteur sur les deux cathodes (*padhitbend* et *padhitnbend*), un pointeur vers la liste d'agrégats reconstruits sur chaque cathode (*clusterbend* et *clusternbend*), les fichiers de correspondance électronique/damiers (mapping : *manusbmap* et *manusbmap*), des pointeurs vers les valeurs des piédestaux (*manuped*) et la calibration (*manucal*), parmi les plus importants.

La séquence du programme *almon* ou *aloff* est :

1. **Initialisation** : création des instances des classes utilisées, ouverture des fichiers (*TFile* ou *TMapFile*), connexion à l'acquisition (avec les deux premières fonctions de DATE citées plus haut). Chargement des piédestaux et des constantes de calibration. Réserve des histogrammes et arbres ROOT.
2. **Boucle sur les événements**
 - (a) Chargement d'un événement en mémoire avec `monitorGetEventDynamic`

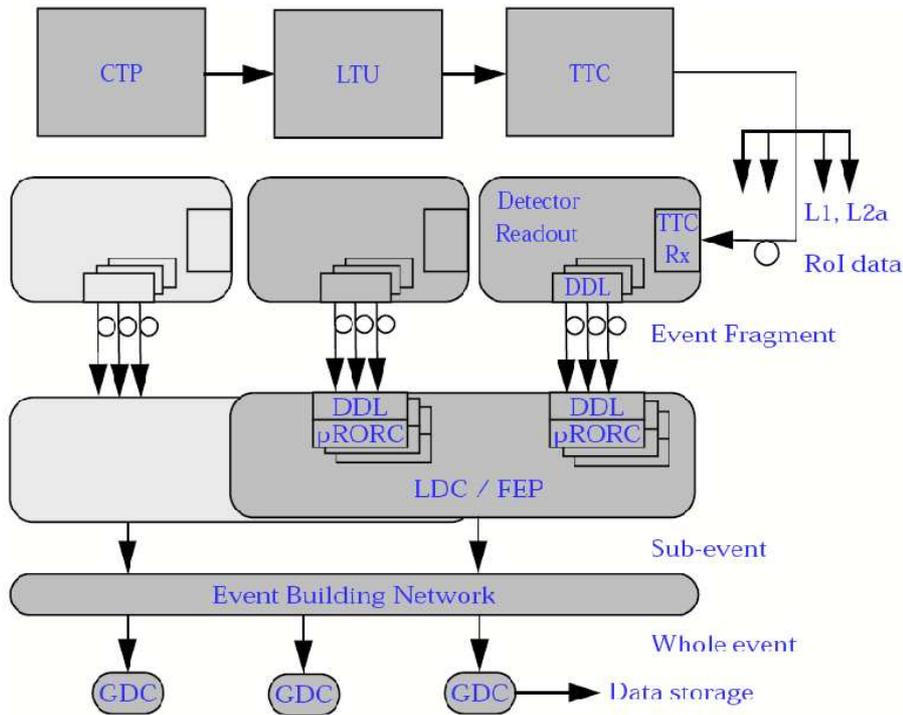


FIG. 6.19: Vue schématique simplifiée du système d'acquisition d'ALICE.

- (b) Décodage de l'événement en utilisant le format des données [195] et remplissage de l'objet TEvent qui contient en particulier les pointeurs vers les blocs de données brutes ("buspatch").
- (c) Remplissage des objets TCpc pour chaque détecteur, en particulier la liste de damiers touchés (padhits dans la fig. 6.20).
- (d) Recherche des agrégats dans chaque CPC et calcul de la position dans les deux cathodes.
- (e) Analyse des données du détecteur silicium et remplissage de la classe TSiCluster contenant en particulier les paramètres de la trace de référence reconstruite en X et en Y
- (f) Remplissage des histogrammes et des arbres (aloff seulement)
- (g) Libération de la mémoire dynamique de l'événement.

3. Fin : Fermeture des fichiers (données, histogrammes, ...)

Les programmes de monitoring *almon* et d'analyse *aloff* utilisent la même bibliothèque de fonctions. Une des différences entre les deux programmes réside dans la lecture des données : *aloff* lit les événements depuis un fichier DATE et *almon* le fait directement depuis l'acquisition. Aussi la sortie est différente : *almon* écrit les histogrammes dans un fichier partagé TMapFile (voir [185]) tandis que *aloff* le fait dans un fichier d'histogrammes ordinaires (TFile).

Le programme de monitoring *almon* remplit les histogrammes et les stocke dans un fichier TMapFile qui fonctionne comme un segment de mémoire partagée. Ceci a l'avantage que l'on peut, en se connectant depuis une application ROOT à ce segment, observer les histogrammes qui se remplissent automatiquement au fur et à mesure que la prise des données avance. L'interface graphique *alview* (fig. 6.21) sert à se connecter au TMapFile et à visualiser les histogrammes. Elle permet d'utiliser les fonctionnalités de ROOT de manière conviviale (zoom, macros, impression, etc).

6.5.3 Électronique finale et calibration

Nous avons vu au 6.5.1 que la validation des différents aspects des chambres à damiers a été faite avec le pré-amplificateur Gassiplex. Pour la version finale de l'électronique, il doit être remplacé par

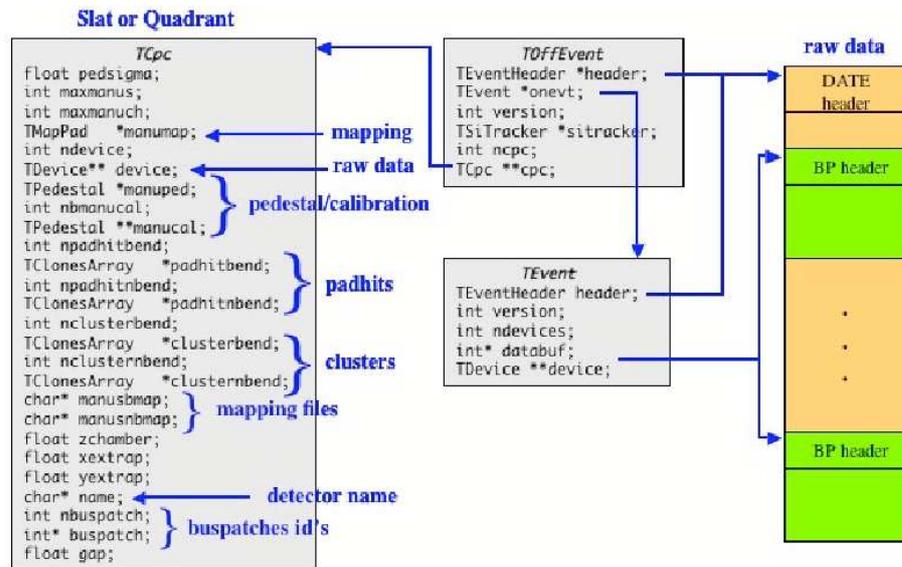


FIG. 6.20: Schéma des trois classes principales de la bibliothèque utilisée pour surveiller et analyser les données des tests en faisceau.

le circuit MANAS développé et construit en Inde avec la technologie $1.2 \mu\text{m}$. Le MANAS possède des caractéristiques similaires au Gassiplex en ce qui concerne le gain moyen et le niveau de bruit [191]. Par contre, il présente une dispersion du gain et une non-linéarité pour les gains élevés. Cette différence avec le Gassiplex, dont les non linéarités sont très faibles et les dispersions en gain aussi ($< 2\%$), fait qu'il est nécessaire de le calibrer afin de ne pas dégrader la résolution.

Les premiers tests en faisceau avec des circuits MANAS ont eu lieu en juillet 2003. Lors de ce test nous avons à disposition des cartes d'électronique équipées avec des MANAS et quelques-unes avec des Gassiplex, ce qui nous a permis de faire des comparaisons. Nous avons fait des tests dans plusieurs configurations en envoyant un signal (temps de montée 50 ns puis décroissance exponentielle sur quelques microsecondes) d'une certaine amplitude à travers la ligne de test prévue dans les PCB des chambres. Les données de plusieurs points en amplitude ont permis d'établir les coefficients de correction après un ajustement de deuxième ordre. Nous présentons ici les résultats obtenus dans une configuration où nous avons changé la carte d'électronique à chaque prise de données (run). Nous avons fait 10 prises de données avec des cartes différentes équipées de MANAS et nous avons aussi fait un point de référence avec une carte équipée de Gassiplex. La fig. 6.22 montre la charge moyenne, l'efficacité et la résolution en fonction de la prise de donnée (de 1 à 11). Le premier point correspond à la référence Gassiplex et les 10 autres aux circuits MANAS. Les trois courbes présentées représentent les données sans calibration, avec une calibration au premier ordre seulement (coefficient linéaire) et avec une calibration au deuxième ordre. Nous pouvons observer tout d'abord que les trois courbes sont pratiquement confondues pour la charge, ce qui implique que la normalisation est correcte. Puis, l'efficacité ($\pm 1 \text{ mm}$) reste aussi constante ($\sim 97\%$). Par contre la résolution sans calibration s'avère assez mauvaise ($> 100 \mu\text{m}$), ce qui est la conséquence directe d'une dispersion en gain de 9% (ajustement gaussien sur les gains des 10 circuits utilisés). Nous avons ensuite appliqué une calibration avec seulement le coefficient linéaire et nous avons obtenu une résolution de $\sim 70 \mu\text{m}$ pour toutes les prises des données. Nous obtenons ensuite une résolution de $\sim 50 \mu\text{m}$ pour les 10 prises des données en utilisant le coefficient de calibration de deuxième ordre.

Nous avons aussi essayé de calibrer les données en utilisant les coefficients de calibration obtenus par des mesures directes des cartes d'électronique sur un banc de test. Les résultats obtenus étaient similaires pour les 10 prises de données déjà présentées. Dans les résultats que nous venons de présenter dans la fig. 6.22, les agrégats étaient reconstruits avec des damiers appartenant au même MANAS (1 sur les 4 de la carte d'électronique), ce qui était une situation favorable. En effet, on s'attendait à une dispersion

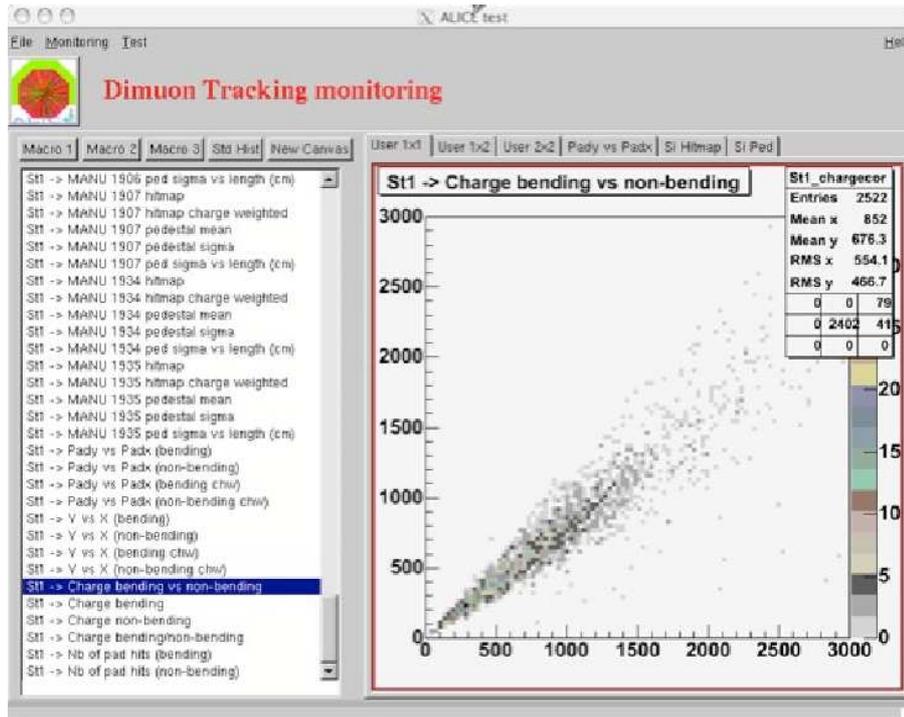


FIG. 6.21: Interface graphique *alview* servant à visualiser les histogrammes en ligne.

plus importante entre les différents circuits MANAS, comparée à celle entre les voies d'un même circuit. La fig. 6.23a montre le gain des 64 voies (4 MANAS), dans la zone linéaire, d'une carte utilisée dans les 10 prises de données (run 1660), où l'on peut voir l'emplacement du faisceau à un endroit où la dispersion de gain est modérée. Nous pouvons observer aussi que pour certaines voies les dispersions du gain peuvent atteindre 30-40 %. La fig. 6.23b quant à elle montre une carte avec un MANAS possédant un gain très différent des autres d'environ 30 %. Dans cette prise de données, il n'a pas été possible d'avoir une bonne résolution même après correction.

Nous pouvons conclure que lors du test de juillet 2003, nous avons réussi à mettre au point une technique de calibration basée sur les coefficients directs ou par injection d'un signal, qui a fonctionné dans la plupart des cas, l'inconvénient principal de la technique de calibration avec le signal étant des dispersions dues à la capacité d'entrée du signal test dans les circuits MANAS. Ces capacités étaient aussi mesurées sur un banc-test afin d'être utilisées lors de la procédure de calibration. Pour les résultats montrés dans la fig. 6.22, les corrections de capacité n'ont pas été nécessaires, car le faisceau était placé sur des damiers lus par un seul circuit MANAS. En effet, les variations de cette capacité d'entrée de la ligne-test des MANAS présentent des dispersions essentiellement entre circuits, mais restent $< 2\%$ dans un circuit donné.

Le nombre de circuits MANAS utilisé lors de ces premiers tests de calibration était cependant relativement faible (~ 20) et dans certains cas les corrections faites n'ont pas donné satisfaction, ce qui ne permet pas de tirer une conclusion définitive en ce qui concerne la calibration dans toutes les configurations avec une statistique significative. A la suite de ces tests, un travail important a été fait sur l'électronique, aussi bien du côté des MANAS que du côté carte d'électronique MANU, afin d'améliorer la dispersion en gain, ce qui rendrait plus facile la calibration. Nous avons aussi lors de ces premiers tests du MANAS en juillet 2003, réalisé un "plateau" en fonction de la haute tension en obtenant des résultats comparables à ceux obtenus en octobre 2001 avec la latte de 2.4 m de long (voir A.4).

Lors des tests faisceau en juillet et octobre 2004, nous avons testé le système de lecture CROCUS pour la première fois. Nous en avons aussi profité pour tester la dernière version de la carte d'électronique avec de nouveaux circuits MANAS, où certaines tensions d'alimentation avaient été optimisées afin de

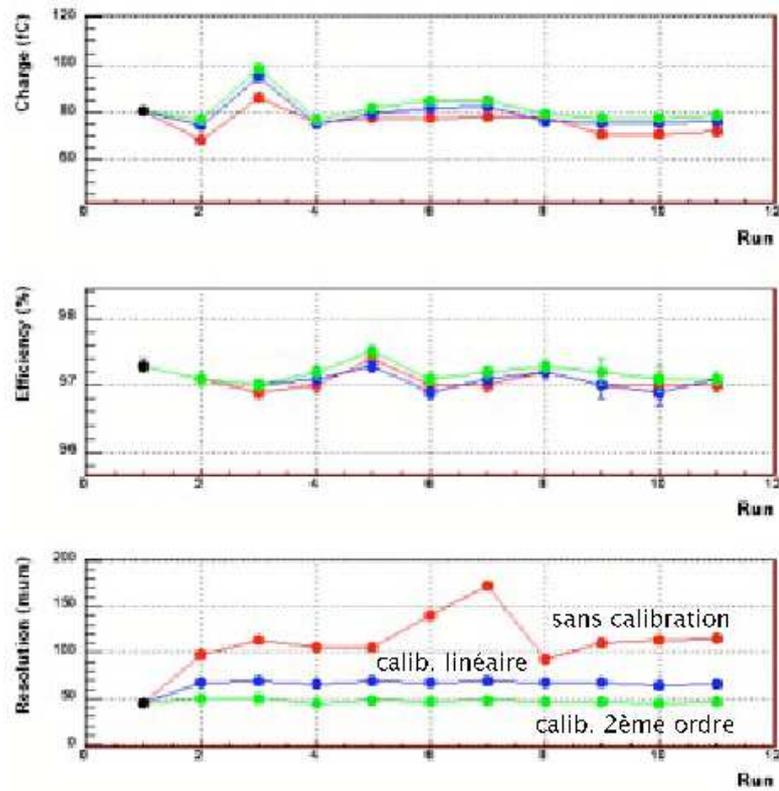


FIG. 6.22: Charge (fC), efficacité (%) et résolution (microns) pour le point de référence Gassiplex (premier point) et pour les MANAS (points 2 à 11). Les trois courbes sont : sans calibration, avec calibration au premier ordre et avec calibration au deuxième ordre.

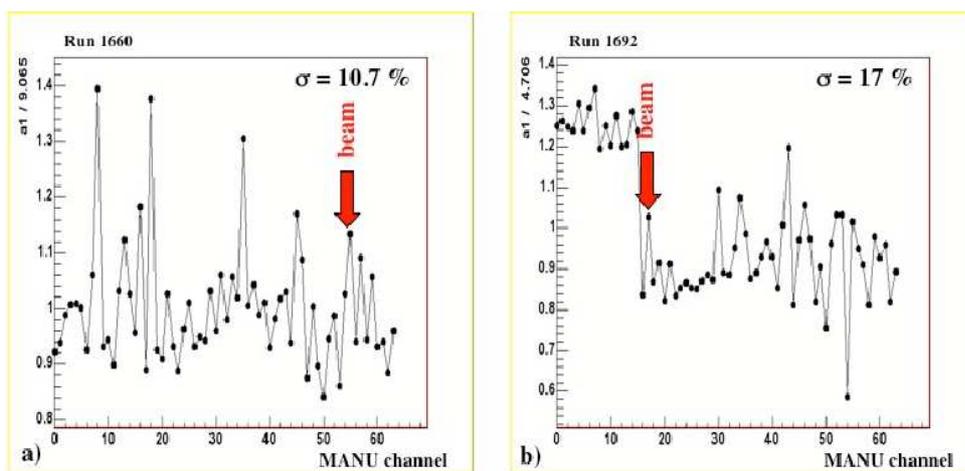


FIG. 6.23: Gain des deux cartes d'électronique (64 voies) en fonction du numéro de la voie, utilisées dans des prises de données différentes. Le gain a été normalisé au gain moyen.

réduire les dispersions en gain et les non-linéarités. Nous avons pris quelques données concernant la calibration et nous avons constaté une dispersion des gains d'environ 5-6%. Les résolutions obtenues sans calibration étaient dans ce cas de 70-80 μm , ce qui rend plus facile la calibration. La version finale de l'électronique est prévue avec une dispersion de $\sim 3\%$ dans une production donnée (batch), ce qui pourrait rendre la calibration moins critique. Si ces chiffres sont confirmés à la production, un classement des circuits en 4-5 lots pourrait suffire à avoir une résolution $< 60 \mu\text{m}$, ce qui rendrait la calibration moins nécessaire. Dans ce cas, un détecteur (quadrant ou latte) serait équipé avec de l'électronique venant d'un seul lot. Afin de mieux comprendre la dégradation de la résolution avec la calibration, nous avons fait une série de simulations en dégradant la résolution obtenue avec le Gassiplex en faisant un tirage gaussien d'une "décalibration". La fig. 6.24 montre la résolution obtenue en fonction du pourcentage de décalibration additionnel ajouté à celui apporté par le Gassiplex d'origine ($\sim 2\%$). Ces résultats confirment que si le MANAS est fabriqué avec une dispersion en gain de 3 %, ce qui donne $2.2\% = \sqrt{3\%^2 - 2\%^2}$ de décalibration supplémentaire par rapport aux 2 % du Gassiplex, nous obtenons bien une résolution de $\sim 60 \mu\text{m}$.

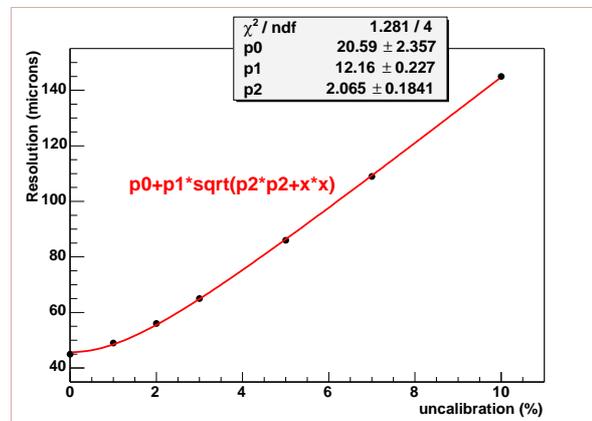


FIG. 6.24: Résolution (en microns) en fonction de la décalibration additionnelle (en %) ajoutée sur les données obtenues avec Gassiplex. Un ajustement avec une forme $p_0 + p_1 \sqrt{p_2^2 + x^2}$, où les p_i sont des coefficients libres, est aussi montré.

6.5.4 Design final et production

Le design final des chambres était très proche de celui du prototype de 2.4 m testé en octobre 2001 (voir A.4), surtout du côté mécanique où les éléments essentiels étaient dans leur forme quasi-finale. Nous allons mentionner ici les principales améliorations apportées par rapport à ce prototype.

- Mécanique : L'épaisseur du nid d'abeille des panneaux est passée de 8 à 6 mm, ce qui réduisait l'épaisseur totale des chambres et qui était suffisant pour la tenue mécanique. Des modifications légères ont été faites sur la taille de certains trous de fixation et sur les mires de positionnement.
- PCB : Le dessin de tous les circuits a été fait et validé.
- Électrique : Introduction d'une segmentation plus fine pour l'alimentation en haute tension, motivée par une diminution de la charge emmagasinée dans chambre pour éviter les dommages en cas de claquage. Cette segmentation visait aussi à réduire la baisse de tension de la chambre provoquée par les particules incidentes, qui impliquait l'induction d'une charge parasite sur les damiers pouvant faire augmenter artificiellement le taux d'occupation [193]. La connexion entre les fils de la carte de segmentation, qui divise un PCB en 5x32 fils, se trouva donc modifiée. Les bandes de cuivre adhésives pour faire les connexions entre les fils et la haute tension ont été remplacées par la

colle argentée déjà utilisée pour la connexion entre fils sur l'écarteur en Noryl. La mise à la masse des PCB et leur connexion avec les panneaux sandwich ont été optimisées.

Nous n'allons pas décrire ici toutes les étapes nécessaires à la fabrication d'une chambre, mais seulement décrire brièvement les plus importantes. La production des chambres est partagée dans quatre laboratoires : Subatech Nantes, INFN Cagliari, PNPI Gatchina et DAPNIA Saclay. Dans chaque laboratoire la fabrication se déroule de la même façon, en suivant un manuel de montage établi par la collaboration après plusieurs années d'améliorations. Les étapes majeures, après réception de tous les composants, sont :

- Collage des feuilles de Nomex sur les panneaux supports
- Collage des PCB avec un positionnement précis
- Collage des écarteurs
- Placement et collage des fils depuis les cadres de transfert
- Tests électriques des fils
- Fermeture de la chambre avec la colle RTV
- Tests d'étanchéité
- Tests électriques chambre fermée sans gaz
- Test de qualification avec gaz

Certaines des tâches citées plus haut se font en parallèle pour gagner du temps. Le temps moyen de fabrication et test d'une chambre est de 10 jours environ.

Tous les collages se font sur le marbre avec une colle époxy bi-composant et avec une bêche à vide alimentée par une pompe. Ceci assure une pression constante et régulière dans le temps. Le positionnement et le collage des PCB se font en piétant les PCB dans les trous de référence du marbre afin d'avoir un positionnement très précis. En ce qui concerne les fils, ils sont tout d'abord placés au fond du "V" de l'écarteur (voir fig. 6.12), puis le "V" est rempli de colle. La connexion électrique entre tous les fils est assurée par un cordon de colle argentée de faible résistance électrique.

Une fois l'assemblage de la chambre fini, commencent les tests de qualification. La chambre est mise sous circulation de gaz (mélange nominal Ar 80% - CO₂ 20 %) et mise sous haute tension (~ 1800 V) jusqu'à avoir un courant inférieur à quelques dizaines de nA. Ensuite la chambre est équipée des cartes d'électronique et connectée à la basse tension. Un premier test consiste à mesurer le courant de la chambre en plaçant une source de ⁹⁰Sr à différents points de la chambre. Ce premier test permet de vérifier que le gaz circule correctement dans la chambre et donne une idée de la dispersion en gain. Ensuite la chambre est lue avec un système d'acquisition qui permet de mesurer les piédestaux et donc de vérifier que la connectique et les voies d'électronique sont en bon état. Après les tests de qualification, les chambres sont stockées en atmosphère contrôlée (température et humidité) en attendant leur expédition au CERN.

6.6 Intégration et refroidissement

Le groupe de Saclay est responsable des supports des chambres, du positionnement des lattes, de leur refroidissement et de l'intégration au CERN. J'ai participé à ce travail fait en collaboration avec les services techniques du DAPNIA (SEDI, SIS). Nous allons aborder ces aspects ci-après.

6.6.1 Le support des lattes

Un travail important, auquel j'ai beaucoup participé, était la conception et la fabrication des supports des chambres à lattes. Ce travail a été fait principalement par le bureau d'études du DAPNIA. La fonction de ces supports était le positionnement précis des lattes afin de former un plan de détection. Tout d'abord, il a fallu écrire le cahier des charges, où nous avons indiqué les spécifications afin de faire l'appel d'offre. Les caractéristiques principales des supports sont :

- Rigidité mécanique suffisante pour supporter le poids des lattes et des services (gaz, câbles, etc.)

- Bonne planéité (10-15 mm) sur la surface totale, afin de garantir un bon positionnement des lattes et de faciliter l'empilement des plans successifs
- Épaisseur aussi faible que possible ($X/X_0 < 0.3-0.4 \%$) pour ne pas dégrader la résolution des traces.
- Bonnes qualités thermiques afin de limiter la dilatation (mouvements affectant la précision du placement)

Un certain nombre de solutions techniques ont été passées en revue pour satisfaire le cahier des charges, avant d'arriver à la solution finale des panneaux sandwich en nid d'abeille Nomex de 18 mm d'épaisseur avec des peaux en fibre de carbone (fig. 6.25). Cette solution a été simulée en utilisant des éléments finis afin de vérifier que le niveau de déformation était acceptable. Chaque panneau a une épaisseur $X/X_0 = 0.37\%$ et une planéité moyenne inférieure à 15 mm. Le coefficient de dilatation linéique est typiquement de quelques $10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$.

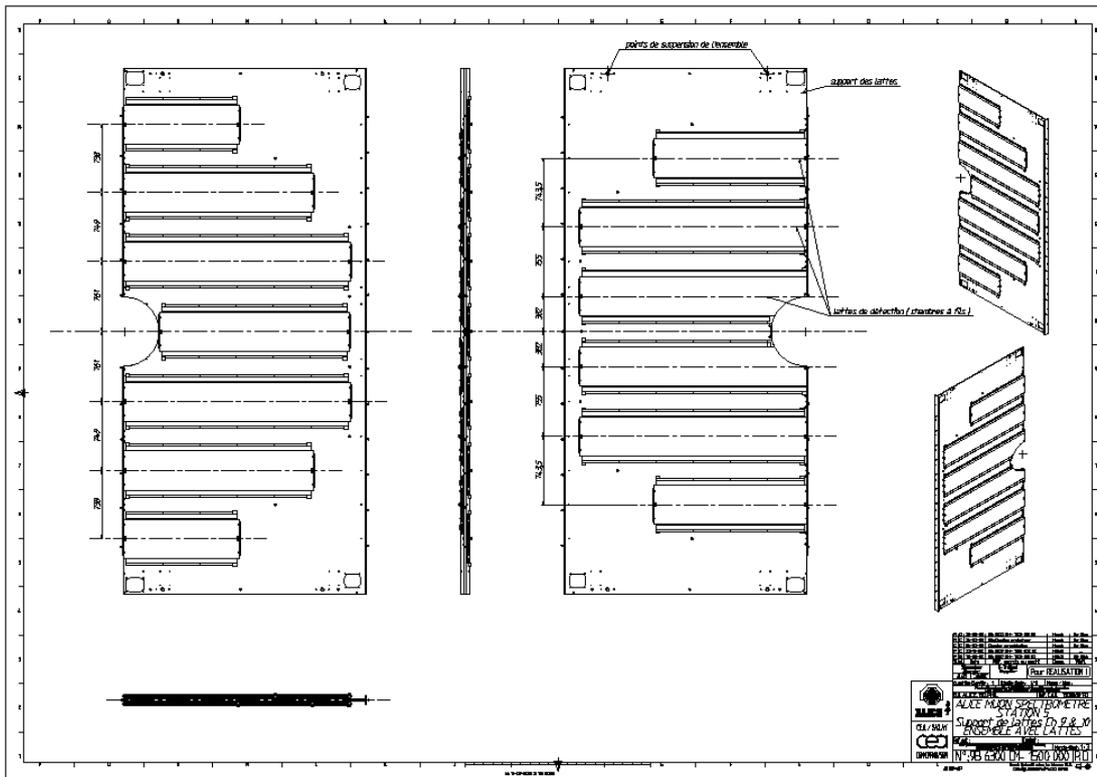


FIG. 6.25: Panneaux support de la station 5. Les deux vues permettent de voir la disposition des lattes de part et d'autre du panneau.

La fig. 6.25 montre aussi la disposition des lattes de part et d'autre du panneau support. Les lattes sont fixées sur des trous faits sur des inserts en matériau plein introduits lors de la fabrication du panneau.

La solution retenue a été réalisée par la société Eurocomposites basée au Luxembourg.

6.6.2 Positionnement des lattes

Le programme de reconstruction du système de trajectographie a besoin de connaître avec précision la position absolue (dans le repère d'ALICE) des impacts dans les chambres. Nous avons montré à 6.5.1 que l'on pouvait obtenir une résolution $\sim 50 \mu\text{m}$ dans la coordonnée verticale (plan de courbure de l'aimant) pour une latte donnée. Il nous faut donc avoir un positionnement des détecteurs dans l'absolu avec une précision d'environ $80 \mu\text{m}$ pour assurer les $100 \mu\text{m}$ de résolution du cahier des charges. Plusieurs éléments entrent en ligne de compte dans le positionnement des lattes. Les plus importants sont le positionnement des lattes par rapport à leur support et le positionnement des supports par rapport à

l'expérience. Viennent ensuite les éventuels déplacements des supports dans le temps, surveillés par le Global Monitoring System (GMS) [198].

Le positionnement des lattes par rapport au support est connu au montage avec la précision mécanique des trous de fixation ($\sim 500 \mu\text{m}$), ce qui est insuffisant. Une fois un demi-plan monté, nous utilisons la technique de la photogrammétrie, où nous utilisons des mires réfléchissantes placées sur les lattes pour mesurer précisément leur position. Cette technique, utilisée par le groupe EST/SU (Survey) du CERN, a été testée à Saclay sur une maquette de la partie centrale de la station 5 (fig. 6.26). En plus des mires placées sur les lattes à la construction, on place d'autres mires sur les lattes et le support afin d'aider le logiciel à trouver les positions. La précision d'un tel système dépend du nombre de photos, du recul, de la forme du support, du nombre de mires, etc. A Saclay les mesures étaient faites dans de bonnes conditions et nous avons obtenu de très bonnes précisions ($\sigma_x = \sigma_y = 30 \mu\text{m}$ et $\sigma_z = 50 \mu\text{m}$ [199, 200]). Nous pouvons nous attendre à une légère dégradation de ces précisions au CERN si nous n'avons pas le recul optimum pour faire les photos dans la caverne.



FIG. 6.26: Maquette de la partie centrale d'une chambre de la station 5 utilisée pour les tests de photogrammétrie.

En ce qui concerne le placement des supports dans la caverne, nous devons nous attendre au mieux à $\sim 500 \mu\text{m}$ de précision venant des géomètres. C'est l'alignement final avec des particules qui permettra de placer les supports avec une meilleure précision. Un travail important a été fait à Saclay par E. Dumonteil pour la mise au point du programme d'alignement avec des particules. Ce travail nécessitait des modifications importantes dans le code de simulation/analyse AliRoot d'ALICE. Nous avons montré qu'il était possible d'aligner toutes les lattes avec 20000 traces droites (sans champ magnétique) avec une précision de $10 \mu\text{m}$ en Y et $50 \mu\text{m}$ en X en partant de la précision mécanique de fixation des lattes ($500 \mu\text{m}$) [167]. Il faut remarquer que ces résultats étaient obtenus dans des conditions pessimistes car on n'utilisait pas la précision du placement des lattes dans leur support donnée par la photogrammétrie.

Un autre aspect est l'évolution de la position dans le temps des supports des chambres. Le GMS est un système basé sur des caméras, des lentilles et des cibles codées (Rasnik). L'image de la cible est projetée par la lentille sur la caméra CCD, qui mesure l'éventuel déplacement par rapport à une position de référence. La précision de ce système pour déterminer les déplacements relatifs des plans est $< 20 \mu\text{m}$.

Le scénario retenu actuellement pour l'alignement des détecteurs est :

- Alignement en particules avec des traces droites (sans champ magnétique), en utilisant les positions données par les géomètres (survey et photogrammétrie)

- Mise en route du champ magnétique
- Correction de l'éventuel déplacement des supports des chambres à l'aide du Global Monitoring System (GMS)
- Vérification de l'alignement en particules avec des traces courbes (avec champ magnétique)
- Suivi de la position des supports en fonction du temps avec le GMS

6.6.3 Refroidissement

La chaleur dissipée par l'électronique est de 2.1 kW pour la station 3, de 2.8 kW pour la station 4 et de 3.3 kW pour la station 5. Sans système de refroidissement, c'est-à-dire avec convection naturelle seulement, la température peut atteindre 60° - 80° C à certains endroits, ce qui peut endommager l'électronique et le détecteur. L'évacuation de la chaleur est donc nécessaire dans le système de trajectographie. Nous avons tout d'abord écarté le refroidissement en utilisant de l'eau à proximité de l'électronique à cause de son épaisseur importante ($X/X_0 = 1\%$ pour seulement 3.6 mm d'eau). Un vaste programme de simulations a été entrepris en utilisant différents logiciels (StarCD et CFDdesign) par un ingénieur des services techniques de Saclay (SEDI) afin de mettre au point un système de refroidissement à air. Le but était de trouver une solution où les points les plus chauds ne dépassent pas $\sim 40^\circ\text{C}$ et possible à intégrer. L'idée était d'extraire la chaleur en haut des stations et souffler en bas de l'air frais si nécessaire. Un flux laminaire a été adopté (vitesse de l'air $< 1\text{m/s}$) afin de limiter les vibrations des détecteurs.

Les premiers calculs faits en 2000 et 2001 avec le logiciel StarCD ont indiqué que pour les stations 4 et 5 il suffisait d'extraire l'air en haut des stations à raison de 1200 m³/h. Des calculs préliminaires indiquaient que l'on pourrait aussi refroidir la station 3, localisée à l'intérieur de l'aimant, avec une extraction en haut à 1200 m³/h et en soufflant l'air à 20° C en bas à 1200 m³/h. Dans ces calculs la température de l'air ambiant du hall expérimental est de 20° C et celle à l'intérieur de l'aimant de 30° C [196]. Ces calculs étaient faits avec un modèle géométrique relativement simple et les lattes étaient supportées par un cadre et non par un panneau sandwich. En tout cas, ces premiers calculs montraient qu'il était à priori possible de considérer un refroidissement à air.

Les résultats de ces simulations n'étaient pas validés par des mesures. Étant donnée la difficulté de construire une maquette (taille, temps, prix), nous avons décidé de valider le code de simulation avec une maquette de la station 1 réalisée à l'IPN Orsay. Nous avons donc modélisé la géométrie de la maquette et fait des comparaisons avec les résultats des mesures. Les résultats obtenus par les simulations étaient en bon accord avec les mesures faites sur la maquette avec une précision de 8.8 % en convection forcée et de 13.5 % en convection naturelle, ce qui validait notre logiciel de simulation (CFDesign).

Une fois le logiciel validé, des simulations plus précises ont été faites, avec des modèles géométriques réalistes et en accord avec les plans mécaniques définitifs des lattes et du support. La question principale était le refroidissement de la station 3 à cause de son placement à l'intérieur de l'aimant. Dans ces simulations, la température considérée à l'intérieur de l'aimant était de 35° C, ce qui est très pessimiste. Les premiers résultats ont montré qu'un refroidissement en injectant de l'air à 15° C en bas (800 m³/h) et en l'extrayant en haut (1700 m³/h) n'était pas suffisant pour avoir une température de l'air $< 50^\circ\text{C}$. Nous avons alors essayé d'injecter de l'air par tous les endroits possibles (haut, bas et côté) pour refroidir les points les plus chauds près du tube faisceau. Cette solution a donné des bons résultats, avec une température moyenne de 40° C en utilisant des débits d'air à 15° C importants (3500 m³/h au total). Elle a été cependant rejetée à cause des problèmes d'intégration des diffuseurs latéraux. Nous avons alors étudié une solution avec injection d'air à 15° C seulement en haut (1500 m³/h) et en bas (500 m³/h). La fig. 6.27 montre le profil des températures obtenues dans le plan vertical où la température est la plus élevée. Nous observons une température maximale de l'air de 40° C, mais avec quelques points chauds très localisés pouvant atteindre jusqu'à 70° C [197].

C'est sur la dernière solution présentée que se focalise le travail d'intégration des diffuseurs d'air. Le problème essentiel que nous avons à résoudre est celui des points chauds. Il faut aussi remarquer que les mesures récentes faites sur le dipôle donnent une température à l'intérieur de $\sim 25^\circ\text{C}$, inférieure à celle prise dans les calculs thermiques (35° C), ce qui va considérablement améliorer la tâche. Nous avons

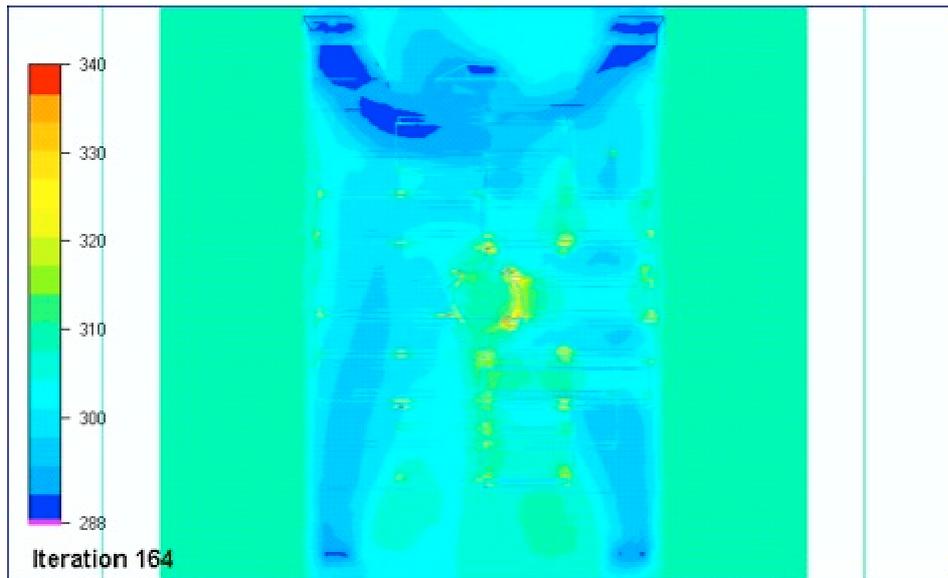


FIG. 6.27: Profil des températures sur le plan vertical où la température est la plus haute dans la station 3. L'air frais (15°C) est injecté en haut ($1500\text{ m}^3/\text{h}$) et en bas ($500\text{ m}^3/\text{h}$).

aussi de la marge pour augmenter le débit d'air tout en restant dans la gamme des flux laminaires.

Nous pouvons conclure que l'efficacité du refroidissement par air a été clairement démontrée. Pour les stations 4 et 5, une simple extraction en haut avec un débit modéré suffit. Pour la station 3, l'intégration et la mise au point sont plus délicates. Actuellement nous travaillons en collaboration avec le CERN pour l'intégration finale des diffuseurs et pour fixer le débit final utilisé.

6.6.4 Intégration des chambres au CERN

La production des lattes étant assurée par quatre laboratoires (Nantes, Cagliari, Gatchina et Saclay) à des endroits différents, il est prévu de faire l'assemblage des lattes sur les supports au CERN. Chaque unité de production doit envoyer les lattes nécessaires à l'assemblage d'une chambre au CERN au fur et à mesure. Les principales phases prévues sont :

- Test des lattes au CERN avec l'électronique finale (similaires à ceux fait en fin de fabrication dans chaque unité de production)
- Assemblage des lattes sur les supports (un demi-plan à la fois)
- Mesure de la position des lattes sur le support par photogrammétrie
- Descente d'un demi-plan dans la caverne et pose sur le chariot de transfert
- Accrochage du demi-plan dans les rails prévus sur la structure support.
- Installation des services
- Test de fonctionnement (gaz, basse tension, haute tension, acquisition)

Un ensemble complet d'outillages est nécessaire pour la phase d'assemblage et d'intégration. Tout d'abord le portique servant à accrocher les panneaux-supports en surface (fig. 6.28a) et les cadres raidisseurs utilisés pour la descente dans la caverne (fig. 6.28b). Ces derniers sont nécessaires afin de rigidifier les supports des lattes lors de la manutention et la descente dans la caverne.

Les demi-plans sont ensuite transportés jusqu'au puits d'ALICE, accrochés au pont et descendus dans la caverne. Ils sont ensuite transportés en position horizontale au-dessus de l'aimant central pour être descendus sur un chariot de transfert incliné (fig. 6.29a). Les demi-plans des stations 4 et 5 sont ensuite emmenés à la verticale des rails d'accrochage, ils sont pris au pont et accrochés sur les rails de fixation (fig. 6.29). Une photogrammétrie est prévue dans la caverne pour contrôler la position finale des

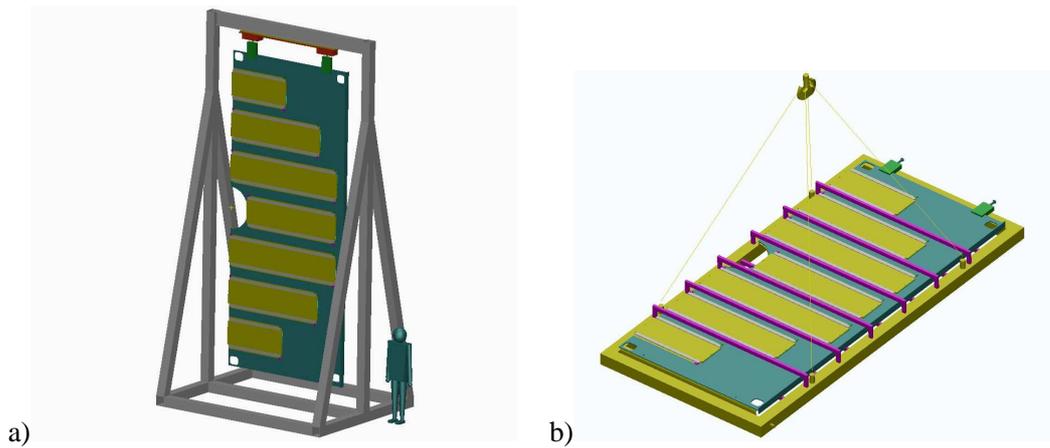


FIG. 6.28: Portique d'accrochage d'un demi-plan (a) et cadre raidisseur (b)

lattes sur le support. Les demi-plans sont ensuite glissés sur les rails jusqu'à leur position finale. Une fois les demi-plans en place on installe les services (tuyaux de gaz et câbles) qui sont fixés sur une potence à côté de chaque demi-plan. Les tests sont ensuite effectués.

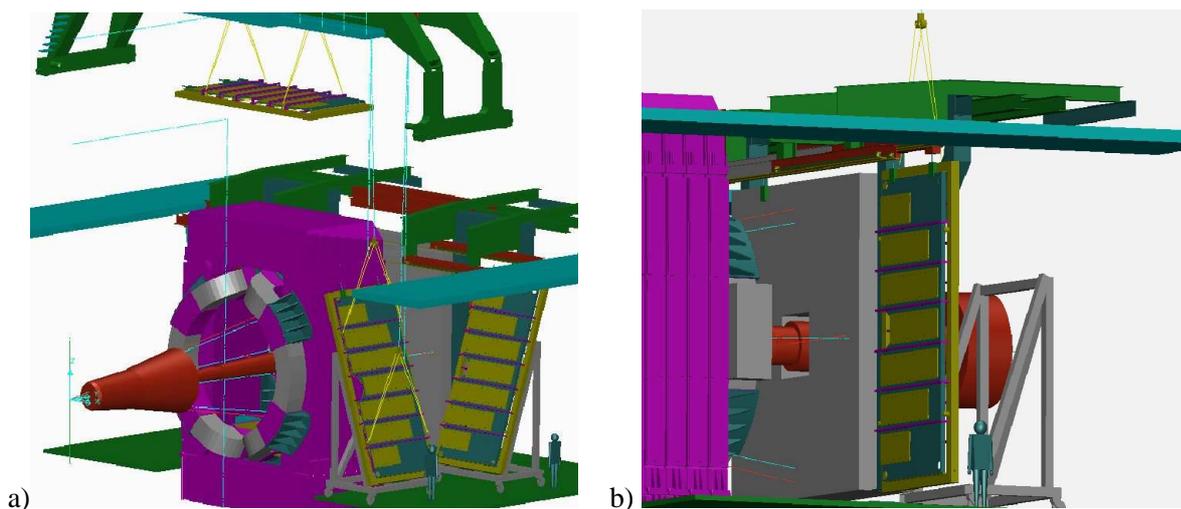


FIG. 6.29: Descente d'un demi-plan de la station 4/5 dans la caverne d'ALICE (a) et accrochage sur les rails de fixation (b).

Pour les demi-plans de la station 3, située à l'intérieur de l'aimant, l'installation est plus compliquée. Le transport des demi-plans et leur descente en caverne se fait à l'identique de ceux des stations 4 et 5. Ils sont ensuite pris au pont et accrochés à des rails mobiles installés devant l'aimant (fig. 6.30a), puis poussés à l'intérieur sur des rails parallèlement au faisceau (fig. 6.30b), pivotés dans des rails circulaires (fig. 6.30c) et finalement mis dans leur position définitive (fig. 6.30d).

Toute la phase d'assemblage en surface aura lieu au bâtiment SXL2 proche du puits d'ALICE au point 2 du LHC.

A la fin de la phase d'installation, on commencera la mise en service (commissioning) qui consistera d'abord à faire des tests de lecture des piédestaux sans faisceau, dans l'environnement final (gaz, basse tension, haute, tension, DAQ, ...). Ensuite on prendra les premières données avec des protons à l'été 2007.

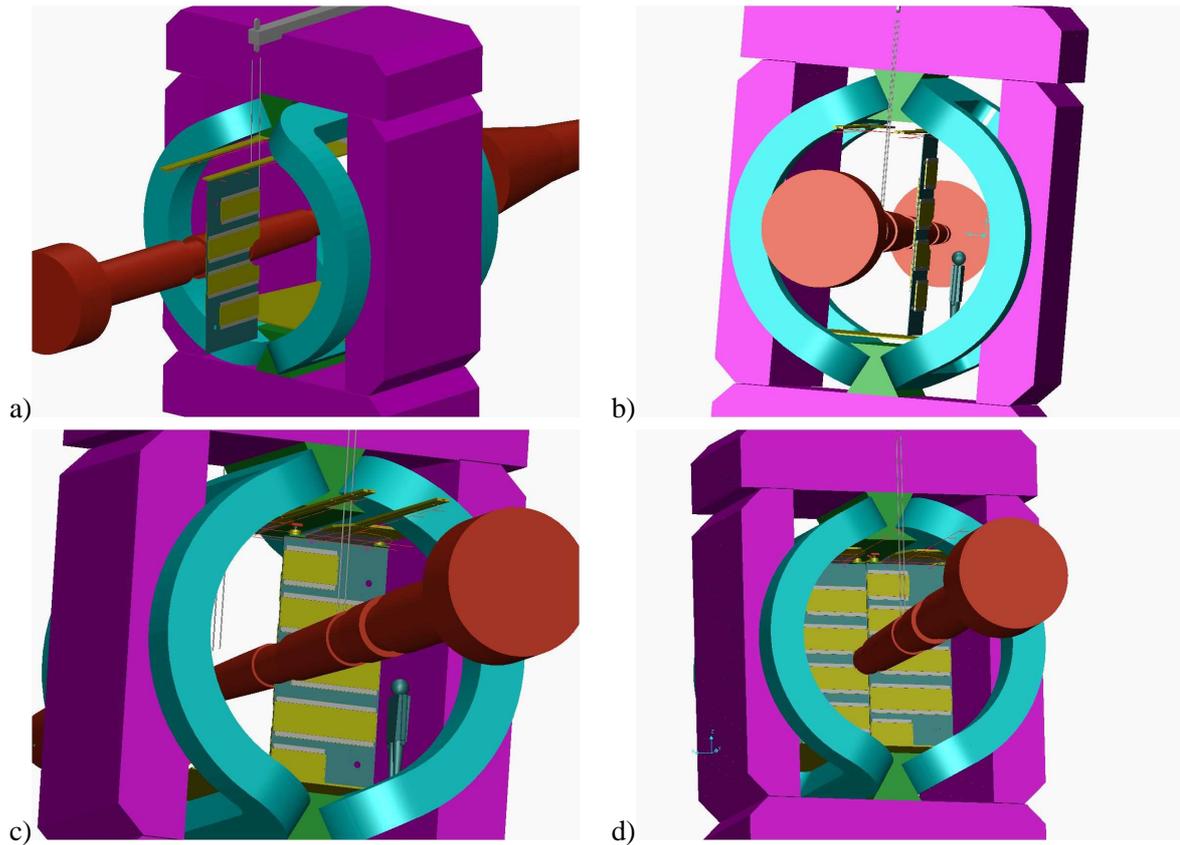


FIG. 6.30: Séquence d'installation d'un demi-plan de la station 3. a) accrochage aux rails démontables, b) Glissement à l'intérieur parallèlement au tube faisceau, c) pivotement et d) mise en place finale.

6.7 La physique des dimuons dans ALICE

Pour extraire les signaux de physique du bras à muons d'ALICE, il faut tout d'abord bien connaître les détecteurs. Nous avons vu dans ce chapitre le travail concernant la mise au point des chambres à daniels des grandes stations de trajectographie, qui ont des performances remplissant pleinement le cahier des charges. Il faut aussi connaître avec précision la position des détecteurs dans le repère absolu, ce qui sera fait avec la photogrammétrie et l'alignement avec particules. J'ai participé activement à tous ces aspects ainsi qu'Eric Dumonteil (étudiant de thèse). Un autre aspect important concerne les hypothèses faites lors du design du détecteur concernant la production des particules chargées. Nous avons supposé que le nombre de particules chargées par unité de rapidité était de $dN_{ch}/dy = 6000-8000$ (simulations HIJING), ce qui était pessimiste. Les extrapolations venant des données de RHIC, nous indiquent des multiplicités plus faibles $dN_{ch}/dy = 2500-3000$ [201], ce qui est réconfortant pour les performances du détecteur.

Une fois le détecteur en place, il faudra le qualifier et vérifier qu'il fonctionne correctement. En particulier il faudra mettre au point un programme de monitoring des données et surveiller l'état du détecteur avec le DCS (Detector Control System). Je travaille actuellement sur ces aspects en utilisant comme base l'expérience acquise lors de l'analyse des faisceaux tests.

Du côté de la physique, un travail important a été fait dans la collaboration concernant les performances de la reconstruction des traces à partir de l'information fournie par les détecteurs. Les performances ont été étudiées en utilisant des simulations basées sur le logiciel AliRoot (lentes) et aussi des simulations simplifiées (rapides) avec une fonction de réponse modélisée pour le détecteur. La fig. 6.31 montre les spectres en masse invariante des dimuons produits dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV pour deux tranches en centralité extrêmes. Ces résultats sont obtenus en un mois de prise des données

(10^6 s) à la luminosité nominale de $5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

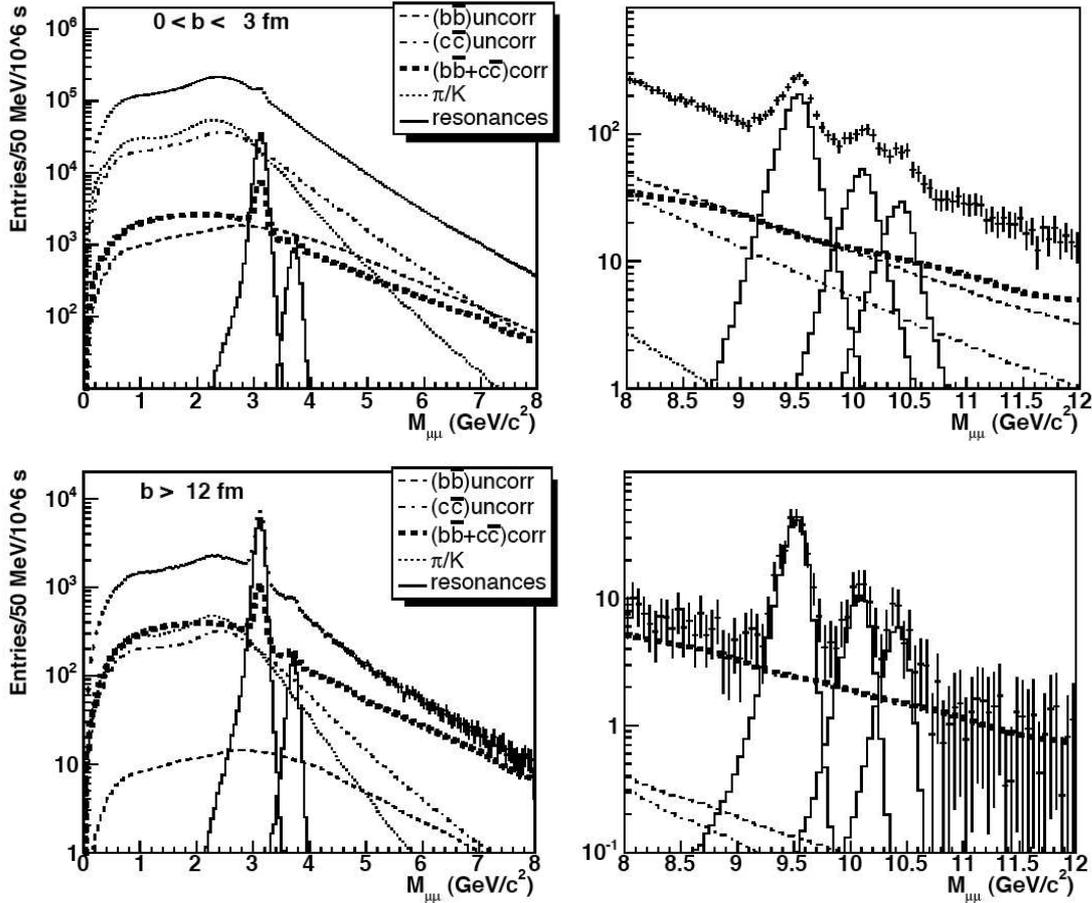


FIG. 6.31: Spectre de masse invariante des dimuons obtenus pour les collisions Pb-Pb centrales (haut) et périphériques (bas). Les différentes contributions sont montrées : résonances ($J/\psi, \psi', \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon''$), charme ouvert, beauté ouverte et bruit de fond venant de la désintégration des pions et kaons. Résultats obtenus pour un mois (10^6 s) à la luminosité nominale ($5 \cdot 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Extrait de [202].

Nous pouvons observer que les résonances sortent mieux du bruit de fond pour les collisions périphériques. Ceci est dû en particulier au bruit de fond venant de la désintégration des pions et kaons, plus important pour les collisions centrales. Ce dernier est négligeable pour le Υ . La table 6.2 donne le nombre de quarkonia ainsi que le bruit correspondant pour 5 tranches en centralité.

La physique des résonances des quarks lourds implique des processus de faible section efficace, ce qui nécessite une bonne luminosité pour la machine. Il paraît clair d'après les chiffres exposés dans la table 6.2, qu'au début (faible luminosité) la physique du Υ sera inaccessible et que l'effort devra se faire sur le J/ψ .

6.8 Conclusion

Nous avons vu au chapitre 4, l'intérêt d'étudier la production des résonances en fonction du paramètre d'impact de la collision. C'est une signature prévue pour la formation du plasma de quarks et de gluons. Des scénarios faisant intervenir une recombinaison des quarks peuvent aussi générer une augmentation de la production (chapitre 5). Le LHC peut produire des densités d'énergie très supérieures au RHIC et au SPS, ce qui va contraindre les différents modèles expliquant les suppressions observées actuellement. Si le scénario prévu par H. Satz [165] est correct, la suppression des J/ψ directs devrait être vue à ALICE.

state	centr	B($\times 10^3$)	S($\times 10^3$)	S/B	S/ $\sqrt{S+B}$
J/ ψ	c1	690	130	0.19	150
	c2	870	230	0.27	230
	c3	420	200	0.47	260
	c4	89	94	1.1	220
	c5	7.1	21	3.0	130
ψ'	c1	290	2.8	0.009	4.3
	c2	380	4.9	0.013	6.8
	c3	180	4.2	0.023	8.2
	c4	41	2.0	0.049	7.8
	c5	3.6	0.46	0.13	6.4
Υ	c1	0.82	1.4	1.7	29
	c2	1.1	2.4	2.3	40
	c3	0.54	2.0	3.7	40
	c4	0.14	0.95	6.5	29
	c5	0.023	0.21	9.0	13
Υ'	c1	0.55	0.36	0.65	12
	c2	0.72	0.63	0.88	19
	c3	0.38	0.53	1.4	17
	c4	0.10	0.25	2.4	14
	c5	0.017	0.054	3.2	6.3
Υ''	c1	0.43	0.20	0.48	10
	c2	0.57	0.36	0.63	13
	c3	0.29	0.30	1.0	13
	c4	0.083	0.14	1.7	8.8
	c5	0.014	0.031	2.2	5.1

TAB. 6.2: Nombre de quarkonia attendus (S) et bruit de fond (B) pour 5 tranches en centralité (0-3, 3-6, 6-9, 9-12 et > 12 fm). Les rapports S/B et $S/\sqrt{S+B}$ sont aussi montrés. Extrait de [202].

L'étude de cette résonance pourra être faite à relativement basse luminosité, donc rapidement après le démarrage.

Les chambres de trajectographie jouent un rôle clé dans l'analyse des résonances. J'ai été très impliqué dans le design et la mise au point des détecteurs. Cette expertise sera très utile au moment de l'analyse des données.

7 Conclusion et perspectives

Nous avons vu dans ce document un panorama de mon travail de chercheur des 15 dernières années. Au cours de ce temps, j'ai pu participer à trois thèmes de recherche bien distincts qui font intervenir trois interactions fondamentales : électromagnétique (chapitre 1), faible (chapitre 2) et forte (chapitres 3, 4 et 5). J'ai aussi eu l'opportunité d'aborder les différents aspects du travail de physicien expérimentateur : démarrage d'une expérience, simulations, développement des détecteurs, encadrement des étudiants, analyse des données, management, etc.

La physique des désintégrations rares du méson η m'a permis de m'initier aux interactions électromagnétiques et à la technique des simulations avec le logiciel GEANT, peu utilisé à l'époque dans la communauté de la physique nucléaire. J'ai pu travailler en collaboration avec les concepteurs d'aimants pour mettre en place des simulations d'un dispositif futur. Dans NOMAD, j'ai pour la première fois intégré une expérience depuis le départ et j'ai donc participé à toutes les étapes : conception, mise au point du détecteur, installation, surveillance et analyse des données. Sur ALICE j'ai participé activement à la phase de design et de R&D sur les chambres à damiers de type *latte* qui équipent les stations de trajectographie 3, 4 et 5. Pour cela, j'ai travaillé en étroite collaboration avec les services techniques du DAPNIA. Sur PHENIX, ma participation a été plus modeste, vu mon engagement important dans ALICE.

La participation simultanée à ALICE et à PHENIX a permis au groupe de suivre la physique à RHIC, tout en préparant l'avenir sur ALICE. Cette complémentarité nous a été très utile. En particulier, j'ai appris le travail auprès d'un collisionneur : injection, évolution de la luminosité, efficacité, etc. Nous avons aussi appris sur les techniques d'analyse (alignement, mélange d'événements, etc). Cette expérience sera précieuse lors du démarrage d'ALICE.

La perspective à court et moyen terme est le démarrage d'ALICE. Cela passe par la phase d'installation et commissioning avant de prendre les premières données, qui vont nous servir à valider le détecteur et à tester les programmes de reconstruction et d'analyse. Nous rentrons actuellement dans cette phase qui nécessite un travail très soutenu et une présence importante au CERN.

La physique des ions lourds ultrarelativistes est actuellement dans une étape très importante. Nous avons obtenu les premières données avec une statistique significative sur la production du J/ψ à PHENIX. Ces résultats sont très discutés actuellement dans la communauté et ouvrent des perspectives intéressantes dans ALICE qui doit prendre les premières données à l'été 2007.

8 Références

Les références sont précédées d'étoiles qui indiquent mon niveau de participation dans la publication. (***) : Rôle moteur, reproduite sous forme d'annexe, ** : forte implication, travail personnel, * : participation et/ou signataire)

- [1] ** Etude des résonances de basse masse (ρ , ω , ϕ) dans les collisions S-U et O-U à 200 GeV/nucléon. A. Baldisseri, Thèse Université de Savoie, 1990.
- [2] ** The production of ϕ in 200 GeV/nucleon S-U and O-U interactions. A. Baldisseri (NA38 coll.), Proc. of High Energy Physics Conference, Madrid, Sept.. 1989. Nucl. Phys. B 16 (1990) 397.
- [3] ** ρ , ω and ϕ production in P-U, O-U and S-U reactions at 200 GeV per nucleon. NA38 Collaboration (C. Baglin et al.). Phys. Lett. B27 (1991) 449-454.
- [4] * Production of ρ , ω and ϕ in P-W and S-U collisions at 200 GeV/nucleon. NA38 Collaboration (M.C. Abreu et al.). 1996. Phys. Lett. B368 (1996) 239-243.
- [5] J. Rafelski et B. Müller, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
- [6] A. Shor, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1122.
- [7] L. Arnellos, W.J. Marciano and Z. Parsa, Nucl. Phys. B196 (1982) 365.
- [8] J. Berger et al., Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 919.
- [9] L.G. Landsberg, Phys. Rep. 128 (1985) 301.
- [10] A.W. Wehman et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 748.
- [11] B.D. Hyams et al., Phys. Lett. 29B (1969) 128.
- [12] R.I. Dzhelyadin et al., Phys. Lett. 97B (1980) 471.
- [13] F. Plouin et al, Phys. Lett. B276 (1992) 526.
- [14] * Measurement of the Branching Ratio for the Decay $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. R.S. Kessler et al., Phys. Rev. Lett. 70 (1993) 892.
- [15] * Rare decays : First results at Saturne and Toward new tests of symmetry and conservation laws. M. Garçon et al., Proc. of the 7th Lake Louise Winter Institute, World Scientific, 1992. DAPNIA/SPhN 92-04.
- [16] * Measurement of the Branching Ratio for the Decay $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. R. Abegg et al., Phys. Rev. D50 (1994) 92.
- [17] R.S. Kessler, Ph. D. thesis, University of California, Los Angeles, 1992.
- [18] * Search for the decays $\eta \rightarrow \mu e$ and $\eta \rightarrow e^+ e^-$. D.B. White et al., Phys. Rev. D53 (1996) 6658.
- [19] B. Bricaud, J.C. Faivre et J. Pain, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26 (1979) 4621.
- [20] R. Brun et al, *GEANT 3 User's Guide*, CERN DD/EE/84-1, 1987. Références plus récentes dans <http://www.cern.ch>
- [21] R. Brun et al., *HBOOK User's Guide*, CERN Long Writeup Y250.
- [22] R. Brun et al., *Physics Analysis Workstation (PAW) Users Guide*, CERN Long Writeup Q121. Voir aussi <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/>
- [23] Review of Particle Physics. Particle Data Group, Phys. Lett B592 (2004). Voir aussi <http://pdg.lbl.gov/>.
- [24] J.D. Davies et al., Nuovo Cimento A24 (1974) 324 ; M.J. Esten et al., Phys. Lett. 24B (1967) 115.
- [25] T.E. Browder et al. (CLEO Coll.) , Phys. Rev. D56 (1997) 5359.
- [26] Rare decays of light mesons. Workshop held at Gif-sur-Yvette, 29-30 March 1990. Ed. B. Mayer.

- [27] Xiao-Gang He, B.H.J McKellar, P.K. Pallaghy dans [26].
C.G. Geng et J.N. Ng, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2645.
- [28] *** Simulation of L.N.S. Dipoles for $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay. A. Baldisseri and B. Mayer. Note interne collaboration Eta, Nov. 1991 (voir A.1).
- [29] E. Fermi, Z. Physik 88 (1934) 161, Chap. 1.
- [30] H. Harari. Phys. Lett. B216 (1989) 413.
- [31] Voir par exemple : M. Gell Mann, P. Raymond and R. Slansky dans *Supergravity*, éd. P. van Nieuwenhuizen and D. Freedman, North Holland, Amsterdam 1979.
- [32] R. Davis et al., Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 1205.
- [33] J.K. Rowley, B.T. Cleveland et R. Davis, *Solar Neutrinos and Neutrino Astronomy*, ed. M.L. Cherry, W.A. Fowler and K. Lande. New York 1985.
- [34] K.S. Hirata et al. (Kamiokande Coll.), Phys. Rev. D44 (1991) 2241.
- [35] J.N. Bahcall and R.K. Ulrich, Rev. Mod. Phys. 60 (1988) 297
- [36] S. Turck-Chièze et al., Astrophys. J335 (1988) 415.
- [37] P. Anselmann et al. (GALLEX Coll.), Phys. Lett. B285 (1992) 376.
- [38] P. Anselmann et al. (GALLEX Coll.), Phys. Lett. B285 (1992) 390.
- [39] J. Ellis, J.L. Lopez et D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. B292 (1992) 189.
- [40] V. Gribov et B. Pontecorvo, Phys. Lett. B28 (1969) 493.
- [41] S.P. Mikheyev et A.Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. 42 (1985) 913.
L. Wolfenstein, Phys. Rev. D17 (1978) 2369.
- [42] Proposal Search for the Oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, SPSC/P261, CERN-SPSLC/91-21, 11 March 1991.
- [43] N. Ushida et al. (E531 Coll.), Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 2897.
- [44] * The NOMAD experiment at the CERN SPS, J. Altegoer et al. (NOMAD Coll.), Nucl. Inst. Meth. A404 (1998) 96.
- [45] * Prediction of neutrino fluxes in the NOMAD experiment, P. Astier et al. (NOMAD Coll.), Nucl. Inst. Meth. A515 (2003) 800.
- [46] A new search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations, SPSC/P254, CERN-SPSLC/90-42, 15 December 1990.
- [47] K. Kodame et al. (DONUT Coll.), Phys. Lett : B504 (2001) 218.
- [48] G. Basompierre et al., Nucl. Inst. Meth. A411 (1998) 63.
G. Basompierre et al., Nucl. Inst. Meth. A403 (1998) 363.
- [49] D. Autiero et al., Nucl. Inst. Meth. A372 (1996) 556.
D. Autiero et al., Nucl. Inst. Meth. A373 (1996) 358.
D. Autiero et al., Nucl. Inst. Meth. A387 (1997) 352.
- [50] J. Altegoer et al., Nucl. Inst. Meth. A428 (1999) 299.
- [51] K. Eggert et al., Nucl. Inst. Meth. A176 (1980) 217.
- [52] Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers : lectures, CERN, Geneva, 1975 - 1976. F. Sauli, CERN-77-09.
- [53] *** The drift chambers of the NOMAD experiment. M. Anfreville et al., Nucl. Inst. Meth. A481 (2002) 339 (voir A.2).
- [54] Drift and diffusion of electrons in gases : a compilation (with an introduction to the use of computing program). A. Peisert et F. Sauli, CERN-84-08.
- [55] SPIDER (Simple Portable Interactive Data acquisition EnviRonment) user's guide, CERN DD division OC group, version 4, CERN December 1989.

- [56] Etude d'un prototype de chambre à dérive. M..K. Vo. Rapport de fin d'études 3^{ème} année, Ecole Centrale de Paris 1993.
- [57] LeCroy model 1876, 96 channel FASTBUS TDC. Operator's Manual, 1993.
- [58] A scheme for NOMAD DAQ. G. Ballocci et al., NOMAD memo #34, 1993.
- [59] OnX users guide. G. Barrant et al, LAL Orsay.
- [60] PERL programming language.
- [61] HEPDB Users guide.
- [62] ** Database Reference Guide. A. Baldisseri et al., NOMAD memo 95-019, 1995.
- [63] ** Slow Control for NOMAD Drift Chambers. A. Baldisseri et al., NOMAD memo #23, 1993
- [64] ** The NOMAD Slow-Control System. G. Ambrosini et al., NOMAD memo #28, 1993.
- [65] Labview Users Guide. National Instruments.
- [66] CAEN electronics. <http://www.caen.it>
- [67] Production des particules neutres étranges et polarisation du Lambda dans les interactions des neutrinos. Patrick Rathouit, thèse Université d'Orsay, 1997. DAPNIA/SPhN/-97-03T.
- [68] ZEBRA Users Guide, CERN Long Writeup Q100/Q101.
- [69] * A study of strange particle production in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment. NOMAD Coll., Nucl. Phys. B621 (2002) 3.
- [70] Etude des dimuons dans l'expérience NOMAD au CERN. Thèse de l'Université de Paris VII, 1996.
- [71] C. Lachaud, Thèse de l'Université de Paris VII, 2000.
- [72] * Measurement of the Λ polarisation in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment. NOMAD Coll., Nucl. Phys. B588 (2000) 3.
- [73] * Measurement of the $\bar{\Lambda}$ polarisation in ν_μ charged current interactions in the NOMAD experiment. NOMAD Coll., Nucl. Phys. B605 (2001) 3.
- [74] G. Ingelman, LEPTO version 6.1, The Lund Monte Carlo for Deep Inelastic Lepton-Nucleon Scattering, TSL-ISV-92-0065, 1992. G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, LEPTO version 6.5, Comput. Phys. Commun. 101 (1997)108, hep-ph/9605286.
- [75] T. Sjöstrand, PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 : physics and manual, LU-TP-95-20 (1995), hep-ph/9508391 ;T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 39 (1986) 347 ;T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. 43 (1987) 367.
- [76] * A search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations using the NOMAD detector. NOMAD Collaboration, Phys. Lett. B431 (1998) 219.
- [77] * A more sensitive search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in NOMAD. NOMAD Collaboration, Phys. Lett. B453 (1999) 169.
- [78] * Limit on $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ oscillations from the NOMAD experiment. NOMAD Collaboration, Phys. Lett. B471 (2000) 406.
- [79] * Updated results from the ν_τ appearance search in NOMAD. NOMAD Collaboration, Phys. Lett. B483 (2000) 387.
- [80] * Final NOMAD results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations including a new search for ν_τ appearance using hadronic tau decays. NOMAD Collaboration, Nucl. Phys. B611 (2001) 3.
- [81] A. Agilar et al., LSND Collaboration, Phys. Rev. D64 (2001) 112007.
- [82] * Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment. NOMAD Collaboration, Phys. Lett. B570 (2003) 19.
- [83] * A study of strange particles produced in neutrino neutral current interactions in the NOMAD experiment, NOMAD Collaboration, D. Naumov et al., Nucl. Phys. B700 (2004) 51.

- [84] * Bose-Einstein correlations in charged current muon-neutrino interactions in the NOMAD experiment at CERN, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Nucl. Phys. B686 (2004) 3.
- [85] * New results on a search for a 33.9 MeV/c² neutral particle from π^+ decay in the NOMAD experiment, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Phys. Lett. B527 (2002) 23.
- [86] * Study of D^{*+} production in charged current interactions in the NOMAD experiment, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Phys.Lett. B526 (2002) 278.
- [87] * A study of backward going p and π in ν_μ CC interactions with the NOMAD detector, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Nucl.Phys. B609 (2001) 255.
- [88] * Inclusive production of $\rho^0(770)$, $f_0(980)$ and $f_2(1270)$ mesons in ν_μ charged current interactions, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Nucl. Phys. B601 (2001) 3.
- [89] * Search for heavy neutrinos mixing with tau neutrinos, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Phys. Lett. B506 (2001) 27.
- [90] * Neutrino production of opposite sign dimuons in the NOMAD experiment, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Phys. Lett. B486 (2000) 35.
- [91] * Search for $e\nu$ (pseudo) scalar penetrating particles in the SPS neutrino beam, NOMAD Collaboration, P. Astier et al., Phys. Lett. B479 (2000) 371.
- [92] * Precision measurement of scaled momentum, charge multiplicity and thrust in $\nu_\mu N$ and $\bar{\nu}_\mu N$ interactions, NOMAD Collaboration, J. Altegoer et al., Phys. Lett. B445 (1999) 439.
- [93] * Search for a new gauge boson in π^0 decays, NOMAD Collaboration, J. Altegoer et al., Phys. Lett. B428 (1998) 197.
- [94] Lattice QCD at high temperature and density. F. Karsch (Bielefeld U.), 40th Internationale Universitätswochen fuer Theoretische Physik : Dense Matter (International University School of Theoretical Physics) (IUKT 40), Schladming, Styria, Austria, 3-10 Mar 2001. Lect. Notes Phys. 583, 209 (2002), hep-lat/0106019.
- [95] K. Johnson, C.B. Thorn, A. Chodos, R.L. Jaffe and V.F.Weisskopf, Phys. Rev. D9 (1974) 3471
K. Johnson, A. Chodos, R.L. Jaffe and C.B. Thorn, Phys. Rev.D10 (1974) 2599.
- [96] Theory of the quark gluon plasma. Jean-Paul Blaizot (Saclay), 40th Internationale Universitätswochen fuer Theoretische Physik : Dense Matter (International University School of Theoretical Physics) (IUKT 40), Schladming, Styria, Austria, 3-10 Mar 2001. Lect.Notes Phys. 583 (2002) 117. SACLAY-SPHT-01-074.
- [97] High Energy Nuclear Collisions, K. J. Eskola, Europhysics Conference on High-Energy Physics (EPS-HEP 99), Tampere, Finland, 15-21 Jul 1999. Publié dans "Tampere 1999, High energy physics" 231-250. e-Print Archive : hep-ph/9911350.
- [98] K. J. Eskola et al., Nucl. Phys. B570 (2000) 379.
- [99] K. J. Eskola et al., Nucl. Phys. A696 (2001) 715.
- [100] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [101] J. Cleymans, and K. Redlich, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 5284.
- [102] Particle Production in Heavy Ion Collisions, P. Braun-Munzinger et al. , dans "Quark Gluon Plasma 3" (Edts. R. Hwa and X.-N. Wang). e-Print Archive : nucl-th/0304013 ;
- [103] I.G. Bearden et al. (BRAHMS Collaboration), Phy. Rev. Lett. 93 (2004) 102301.
- [104] 16th International Conference On Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions : Quark Matter 2002 (QM 2002) 18-24 Jul 2002, Nantes, France. Nucl. Phys, A715
- [105] 17th International Conference On Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2004) 11-17 Jan 2004, Oakland, California. J. Phys. G. 30 (2004) 633-1429.
- [106] 18th International Conference On Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2005) 4-9 Aug. 2005, Budapest, Hungary. A paraître dans Nucl. Phys. A. Voir <http://qm2005.kfki.hu/>

- [107] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [108] J. F. Gunion et R. Vogt, Nucl. Phys. B492 (1997) 301.
- [109] S. Dugal, P. Petreczky et H. Satz, Phys. Rev. D64 (2001) 094015.
- [110] B. Alessandeo et al. (NA50 Collaboration), Eur. Phys. J. C39 (2005) 335.
- [111] M. C. Abreu et al. (NA50 Collaboration), Phys. Lett. B477 (2000) 28.
- [112] ** Joining the PHENIX experiment at RHIC at the Brookhaven National Laboratory, CSTS du SPhN, 5-6 décembre 2000.
- [113] H. Hahn et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 245.
- [114] * PHENIX detector overview, K. Adcox et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 469.
- [115] C. Adler et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 443.
- [116] M. Allen et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 549.
- [117] S. H. Aronson et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 480.
- [118] K. Adcox et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 489.
- [119] M. Aizawa et al., Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 508.
- [120] * PHENIX Muon Arms. H. Akikawa et al. (PHENIX Collaboration), Nucl. Inst. Meth. A499 (2003) 537.
- [121] The PHENIX Muon Arms, current design and status, PHENIX Muon Arm Team. PHENIX internal note, May 1 1998.
- [122] Y. Cobigo, Production de J/ψ dans les collisions proton-proton et deuton-or à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon, thèse de l'Université de Lyon I, 2004.
- [123] S.S. Adler et al., NIM A499 (2003) 560.
- [124] * Centrality dependence of direct photon production in $s(nn)^{1/2} = 200$ GeV Au+Au collisions, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 232301, nucl-ex/0503003.
- [125] * Mid-rapidity direct-photon production in p + p collisions at $s^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. D71 (2005) 071102, hep-ex/0502006.
- [126] * Measurement of single electron event anisotropy in Au+Au collisions at $s(nn)^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C72 (2005) 024901, nucl-ex/0502009.
- [127] * Saturation of azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $s(nn)^{1/2} = 62$ GeV - 200 GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 232302, nucl-ex/0411040.
- [128] * Nuclear modification factors for hadrons at forward and backward rapidities in deuteron gold collisions at $s(nn)^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 082302, nucl-ex/0411054.
- [129] * Production of phi mesons at mid-rapidity in $s^{1/2}(nn) = 200$ GeV Au+Au collisions at RHIC, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C72 (2005) 014903, nucl-ex/0410012.
- [130] * Systematic studies of the centrality and $s(nn)^{1/2}$ dependence of $d_e(t)/d\mu$ and $d_n(ch)/d\mu$ in heavy ion collisions at mid-rapidity, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C71 (2005) 034908, nucl-ex/0409015.
- [131] * Jet structure of baryon excess in Au+Au collisions at $s(nn)^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C71 (2005) 051902, nucl-ex/0408007.
- [132] * Deuteron and antideuteron production in Au+Au collisions at $s(nn)^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 122302, nucl-ex/0406004.
- [133] * Double helicity asymmetry in inclusive mid-rapidity π^0 production or polarized p + p collisions at $s^{1/2} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 202002, hep-ex/0404027.

- [134] * Bose-Einstein correlations of charged pion pairs in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 152302, nucl-ex/0401003.
- [135] * Measurement of non-random event-by-event fluctuations of average transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au and p + p collisions, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 092301, nucl-ex/0310005.
- [136] * High-p(t) charged hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C69 (2004) 034910, nucl-ex/0308006.\$
- [137] * Identified charged particle spectra and yields in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. C69 (2004) 034909, nucl-ex/0307022.
- [138] * Mid-rapidity neutral pion production in proton proton collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 241803, hep-ex/0304038.
- [139] * Elliptic flow of identified hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 182301, nucl-ex/0305013.
- [140] * Scaling properties of proton and anti-proton production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 172301, nucl-ex/0305036.
- [141] * Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au collisions, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072303, nucl-ex/0306021.
- [142] * Suppressed π^0 production at large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, PHENIX Collaboration, S. S. Adler et al. Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072301, nucl-ex/0304022.
- [143] * Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC : Experimental evaluation by the PHENIX collaboration, PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A757 (2005) 184. nucl-ex/0410003.
- [144] * J/ψ production from Proton-Proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV. S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 051802.
- [145] F. Abe et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 572.
- [146] * J/ψ production and nuclear effects for d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 012304, nucl-ex/0507032.
- [147] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen et R. Vogt, Nucl. Phys. A696 (2001) 729.
- [148] S.R. Klein et R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 142301.
- [149] R. Vogt, Phys. Rec. C71 (2005) 054902.
- [150] B. Kopeliovich, A. Tarasov et J. Hüfner, Nucl. Phys. A696 (2001) 669.
- [151] L. Frankfurt et M. Strikman, Eur. Phys. J. A5 (1999) 293.
- [152] B. Alessandro et al. (NA50 Collaboration), Phys. Lett. B553 (2003) 167.
- [153] * J/ψ production in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C69 (2004) 014901.
- [154] PHENIX results on J/ψ production in Au+Au and Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Présenté par H. Pereira Da Costa (PHENIX Collaboration) à QM2005 [106]. nucl-ex/0510051.
- [155] R. Vogt, nucl-th/0507027, July 2005.
- [156] L. Grandchamp, R. Rapp, G.E. Brown, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 212301. hep-ph/0306077.
- [157] A.P. Kostyuk, M.I. Gorenstein, H. Stöcker, W. Greiner, Phys. Rev. C68 (2003) 041902. hep-ph/0305277.
- [158] A. Capella, E.G. Ferreira, Eur. Phys. J. C42 (2005) 419. hep-ph/0505032.
- [159] A. Capella, D. Sousa, Eur. Phys. J. C30 (2003) 117. nucl-th/0303055.

- [160] X. Zhu, P. Zhuang, N. Xu, Phys. Lett. B607 (2005) 107. nucl-th/0411093.
- [161] E.L. Bratkovskaya, A.P. Kostyuk, W. Cassin, H. Stöcker, Phys. Rev. C68 (2004) 054903. nucl-th/0402042.
- [162] A. Andronic, P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel, Phys. Lett. B571 (2003). nucl-th/0303036.
- [163] * Centrality Dependence of Charm Production from a Measurement of Single Electrons in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. S.S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 082301.
- [164] R.L. Thews, M.L. Mangano, Phys. Rev. C73 (2006) 014904. nucl-th/0505055.
- [165] H. Satz, J. Phys. G32 (2006) R25. hep-ph/0512217.
- [166] F. Karsch, D. Kharzeev, H. Satz, hep-ph/0512239.
- [167] Etude des résonances de la famille du Υ dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes à 2.75 TeV/nucléon et par faisceau sur l'expérience ALICE du LHC. E. Dumonteil, Thèse Université de Caen Basse Normandie, 13 septembre 2004. DAPNIA-04-11-T.
- [168] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, 15 Dec. 1995.
- [169] The forward muon spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-71, 15 Oct. 1996.
- [170] * ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System (ITS), CERN/LHCC 99-12, 18 June 1999.
- [171] * ALICE Technical Design Report of the Time Projection Chamber, CERN/LHCC 2000-001, 7 Jan. 2000.
- [172] * ALICE Technical Design Report of the Transition Radiation Detector, CERN/LHCC 2001-021, 3 Oct. 2001.
- [173] * ALICE Technical Design Report of the Time of Flight Sytem (TOF), CERN/LHCC 2002-016, 24 April 2002.
* ALICE Addendum to the Technical Design Report of the Time of Flight Sytem (TOF), CERN/LHCC 2002-016, 24 April 2002.
- [174] * ALICE Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector, CERN/LHCC 98-19, 14 Aug. 1998.
- [175] * ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS), CERN/LHCC 99-4, 5 March 1999.
- [176] * ALICE Technical Design Report of the forward detectors FMD, T0 and V0, CERN/LHCC 2004-025, 10 Sept. 2004.
- [177] * ALICE Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter (ZDC), CERN/LHCC 99-5, 5 March 1999.
- [178] * ALICE Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector (PMD), CERN/LHCC 99-32, 30 Sept. 1999.
- [179] ** The ALICE Dimuon Spectrometer. A. Baldisseri et al. (ALICE Coll.), in Proc. of QM2002, Nucl. Phys. A715 (2003) 839c.
- [180] * ALICE Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High-Level Trigger and Control System, CERN/LHCC 2003-062, 7 Jan. 2004.
- [181] ** ALICE Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer, CERN/LHCC 99-22, 13 Aug. 1999.
- [182] ** ALICE Adendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer, CERN/LHCC 2000-046, 15 Dec. 2000.

- [183] *** Pad segmentation for stations 4 and 5 of the ALICE Muon spectrometer CPC's, A. Baldisseri et al, ALICE-INT-99/37, 28 July 1999 (voir A.3).
- [184] AliRoot : ALICE Offline project, <http://aliweb.cern.ch/offline/>
- [185] ROOT Web site : <http://root.cern.ch>
- [186] E. Mathieson, Nucl. Inst. Meth. A270 (1988) 602.
- [187] Mise au point et tests d'un prototype pour les chambres à damiers de l'expérience ALICE. E. Dumonteil, Rapport de stage de DEA "Physique de la matière et du rayonnement". Université de Caen et ISMRA-ENSI de Caen. 22 Juin 2001.
- [188] ** Production Readiness Review (PRR) of Slats of Stations 3, 4 and 5. ALICE Dimuon internal note, 9 Nov. 2001.
- [189] ** Assembly of a large slat chamber prototype for the ALICE Muon Spectrometer. INFN Cagliari, Subatech Nantes, DAPNIA Saclay, IPN Orsay et PNPI Gatchina. ALICE-INT-2002-17, 12 Dec. 2002.
- [190] *** Results of the Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer. Subatech Nantes, Dapnia Saclay, INFN Cagliari, JINR Dubna, IPN Orsay et PNPI Gatchina. ALICE-INT-2002-023, 15 July 2002 (voir A.4)
- [191] The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers. P Courtat et al., ALICE-INT-2004-026, 8 Nov. 2004.
- [192] ** The Cathode Pad Chambers of the large tracking stations of the ALICE Muon Arm. Subatech Nantes, Dapnia Saclay, INFN Cagliari, IPN Orsay et PNPI Gatchina, en cours de rédaction pour être soumis à Nucl. Inst. Meth.
- [193] ** Answers to the Referees of the Production Readiness Review of Slats of Stations 3, 4 and 5. ALICE Dimuon internal note, 28 Jan. 2003.
- [194] DATE V4 User's Guide, ALICE-INT-2002-036.
- [195] ** Raw data format for the muon spectrometer. ALICE Muon Collaboratoin, ALICE-INT-2005-012.
- [196] * Summary of the cooling calculations for stations 3, 4 and 5. S. Salasca and DAPNIA Saclay group. ALICE-INT-2001-42.
- [197] Last thermal calculations of Station 3. S. Salasca. Saclay Internal Note, July 2003. Presented at the Dimuon meeting, Torino May 5-9 2003.
- [198] The Geometry Monitoring System of the ALICE Dimuon Spectrometer - Overview. IPN Lyon and Yerevan Physics Institutue, Armenia. ALICE-INT-2005-009. April 2005.
- [199] Alice Tracking Chambers of the Station 3, 4 and 5 photogrammetric measurement Feb. 12-14 2002 at Saclay. D. Mergelkuhl CERN/EST/SU Internal note. EDMS Ref. 338330 v2 (disponible à <http://edms.cern.ch>).
- [200] ** ALICE Station 3-4-5 validation tests of the slats positioning system with photogrammetric measurements. M. Anfreville and Sacaly group. ALICE-INT-2003-012, March 2003.
- [201] * ALICE : Physics Performance Report, Volume I. ALICE Collaboration. J. Phys. G30 (2004) 1515.
- [202] * ALICE : Physics Performance Report, Volume II. ALICE Collaboration. CERN/LHCC 2005-030, Décembre 2005.

A Annexes

- A.1 Simulation of Laboratoire National Saturne Dipoles for $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ decay. Note interne collaboration Eta, Nov. 1991.**
- A.2 The drift chambers of the NOMAD experiment. M. Anfreville et al., Nucl. Inst. Meth. A481 (2002) 339.**
- A.3 Pad segmentation for stations 4 and 5 of the ALICE Muon spectrometer CPC's, A. Baldisseri et al, ALICE-INT-99/37, 28 July 1999.**
- A.4 Results of the Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer. Subatech Nantes, Dapnia Saclay, INFN Cagliari, JINR Dubna, IPN Orsay et PNPI Gatchina. ALICE-INT-2002-023, 15 July 2002.**

November 8, 1991

SIMULATION OF L.N.S. DIPOLES FOR $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ DECAY

A. Baldisseri, B. Mayer (DAPNIA/SPN Saclay)

Framework

The goal of this work is to evaluate the Laboratoire National Saturne (LNS) magnet project¹, which has been proposed to study η rare decays. We focused on the two body $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ decay. The η 's are produced by the reaction $p+d \rightarrow {}^3\text{He}+\eta$ using a proton beam at an energy (T=897 MeV) near the reaction threshold.

The magnet consists of two dipoles placed at 63° in each side of the beam line (fig. 1). The particles are deflected vertically.

The main characteristics of this device are :

- Vertical angle range : $\pm 20^\circ$
- Horizontal angle range : $\pm 4^\circ$
- Distance between poles and target : 60 cm.
- Momentum acceptance : $\pm 10\%$
- Maximum field (for 285 MeV/c central momentum) : 1.26 T
- Acceptance for $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events : 1.2 % (with detection of two charges in each dipole)

The GEANT 3.14 code has been used for the simulation and the magnetic field was calculated at LNS (ZGOUBI² code).

Fit procedure

First, the momentum and angles of the exiting particles are computed. *It is assumed that there are no detectors placed between the dipoles and target.* For this purpose a set of trajectories is generated randomly in the accepted momentum range (285 ± 28.5 MeV/c) and in the solid angle of one arm. The positions x^{out} , y^{out} and the corresponding angles θ_x^{out} and θ_y^{out} in a (x,y) frame at the magnet exit (fig. 2) are then measured. We use an ideal beam (no dispersions) along the z-axis, and two cases of target are considered : point-like or 5 cm long target. Then, the momentum p, the angles at the target θ_x^{in} (vertical angle), θ_y^{in} (horizontal angle), and the vertex along the beam axis, are calculated as a function of measured variables given above. A polynomial fit (MUDIFI³ code) gives (here p for instance) :

$$p = \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} C_{\alpha\beta\gamma\delta} (x^{out})^\alpha (y^{out})^\beta (\theta_x^{out})^\gamma (\theta_y^{out})^\delta$$

¹ P. Nghiem, A. Tkatchenko. SPECTRO η Version 8 (document de travail LNS. Dec. 12, 1990)

² F. Méot, S. Valéro. ZGOUBI USERS' GUIDE, Saturne note LNS/GT/90/05, Triumf note TRI/CD/90/02

³ R. Brun, M. Hansroul, H. Wind. MUDIFI, Cem Data Handling Division (1981). Modified version for SUN by P. Vemin (1986)

where $C_{\alpha\beta\gamma\delta}$ is determined by the fitting procedure. The maximum values of α , β , γ , δ are set to 3 and the maximum number of terms to 50 (in practice 10–15 is enough). The resolutions due to the fit and to GEANT tracking precision (without multiple scattering and energy loss) are given below.

calculated variable	point-like target	5 cm target
θ_x^{in}	0.2 mrad.	0.7 mrad.
θ_y^{in}	0.1 mrad.	0.35 mrad.
$\Delta p/p$	$5 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$
z-vertex	—	0.07 cm

Table 1 Resolutions (σ) on calculated variables (using fit) without multiple scattering and energy loss

Magnet resolution for $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$

The analytic fitted functions are used to obtain the magnet resolutions in a realistic case for $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ events. Position and angles at the magnet exit are measured with two MWPC (1mm wires spacing) separated by 50 cm (fig. 2). Realistic values are also used for beam dispersions and target dimensions.

- Beam transverse dimensions : 3 mm in each direction (FWHM)
- Beam angular dispersions : 3 mrad in each direction (FWHM)
- Beam momentum dispersion ($\Delta p/p$) : $4 \cdot 10^{-4}$ (FWHM)
- Deuterium target dimensions : $2 \times 2 \times 5 \text{ cm}^3$
- Target box (dimensions $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$) : 200 μm of mylar

Resolution in vacuum

The first simulation was made with vacuum inside the magnet (without windows at the magnet entrance and exit). Fig. 3 shows positions and angles in MWPC's, which give the dimensions needed for chambers ($40 \times 60 \text{ cm}^2$ will be good). Fig. 4 shows the resolutions on momentum, angles and vertex reconstruction. In order to test the dependence on chamber wires spacing, the resolutions using the exact GEANT coordinates (maximum resolution reachable) are also calculated. The resolutions are given for both cases in the table below.

calculated variable	with MWPC's	Max. resolution
θ_x^{in}	2.4 mrad.	2.4 mrad.
θ_y^{in}	2.3 mrad.	1.9 mrad.
$\Delta p/p$	0.21 %	0.20 %
z-vertex	0.23 cm	0.093 cm

Table 2 Resolutions (σ) on momentum, angles and vertex for a realistic simulation in vacuum using MWPC's (1mm wires spacing) to measure position. The maximum resolution is also given.

A degradation of the resolution, mainly due to the vertical dimension of the beam, is observed when results are compared to those of table 1.

For momentum and angles, the resolutions obtained using 1 mm wires spacing are rather close to the maximum resolution, while z-vertex is more sensitive to chamber precision. Fig. 5 shows the distance between the left and right reconstructed z-vertex. This variable will be very helpful to eliminate the uncorrelated background.

Resolution in air and helium atmosphere

To work in vacuum it is necessary to put thick windows (mylar for instance) on magnet, which damage considerably the resolution. This allows us to consider the case of air and the realistic case of helium atmosphere. The resolutions obtained are summary below.

calculated variable	Air		Helium	
	MWPC's	Max. res.	MWPC's	Max. res.
θ_x^{in}	3.5 mrad.	3.5 mrad	2.6 mrad	2.4 mrad
θ_y^{in}	4.9 mrad.	4.7 mrad	2.6 mrad	2.3 mrad
$\Delta p/p$	0.37 %	0.37 %	0.22 %	0.21 %
z-vertex	0.7 cm	0.67 cm	0.27 cm	0.16 cm

Table 3 Resolutions (σ) on momentum, angles and vertex for a realistic simulation in air and He atmosphere using MWPC's (1mm wires spacing) to measure position. The maximum resolution is also given.

As we can see, the results on He atmosphere are close to the vacuum ones. In particular vertex reconstruction is considerably improved using He instead of air. It seems that we can use larger wires spacing (3 mm for instance) in the dispersive plane, while in the other plane a high precision is required to have a good vertex reconstruction. Fig. 6 shows the left-right z-vertex distance for Helium and air.

Resolution on kinematical variables

Kinematical variables as opening angle of two muons, dimuon invariant mass, coplanarity angle (angle of η projected on the dimuon plane) have been calculated. There is a kinematical correlation between ${}^3\text{He}$ and the opening angle of η decaying particles. In fact, we can calculate the opening angle using ${}^3\text{He}$ energy (measured with SPES2) and muons energy (for a given beam energy) :

$$\theta_{12}^{3\text{He}} = f(E_{\text{beam}}, E_{3\text{He}}, E_{\mu^+}, E_{\mu^-})$$

Then, we can compare the two muon opening angle calculated from ${}^3\text{He}$ to the angle coming from two muon detection on magnet. Fig. 7 shows the spectra obtained using Helium as medium. The results on vacuum, Helium and air are summarized on table 4.

calculated variable	Vacuum	Helium	Air
θ_{12}	3.1 mrad.	3.5 mrad	7.5 mrad
m12	0.72 MeV	0.81 MeV	1.6 MeV
θ_{copl}	46.8 mrad.	48.2 mrad.	48.7 mrad.
$\theta_{12}^{3\text{He}} - \theta_{12}$	10.8 mrad.	12.6 mrad.	27.4 mrad

Table 4 Resolutions (σ) on two muon opening angle, invariant mass, coplanarity angle and angular correlation between ^3He and spectrometer, in vacuum, He and air. MWPC's (1mm wires spacing) was used to measure position.

Since resolutions in Helium are rather close to the vacuum ones and are better by a factor of 2 than air results, it is easy to conclude that Helium seems a good choice.

We can observe that resolution on coplanarity angle is independent of the medium used. This is due to the SPES2 resolution on the ^3He vertical angle which dominate over muons multiple scattering.

Uncorrelated pion background

One of the main sources of background for the $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ experiment is the pion production by reactions :

$$p + p \rightarrow n + p + \pi^+ \quad (\sigma_{\text{tot}} = 1.94 \text{ mb/strad.})$$

$$p + n \rightarrow n + n + \pi^+ \quad (\sigma_{\text{tot}} = 0.44 \text{ mb/strad.})$$

$$p + n \rightarrow p + p + \pi^- \quad (\sigma_{\text{tot}} = 0.44 \text{ mb/strad.})$$

which can give a $\pi^+ \pi^-$ accidental coincidence during the trigger gate.

The cross sections σ_{tot} are obtained using a gaussian fit of the F. Wellers calculations for the inclusive single pion production at 60° (close to 63° of the setup) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dT} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_T} e^{-(T-T_m)^2/2\sigma_T^2}$$

where T is the pion kinetic energy. $T_m = 137 \text{ MeV}$ and $\sigma_T = 58 \text{ MeV}$ are the mean value and the standard deviation on T .

The charged pion counting rate has been estimated using the cross section above, in the magnet solid angle (geometric acceptance $\Omega = 0.09 \text{ strad.}$). We find $N_{\pi^+} = 5 \cdot 10^7$ and $N_{\pi^-} = 10^7$ per cycle, using a 5 cm liquid deuterium target and 10^{12} protons per cycle. The counting rate after the magnetic selection is roughly four times lower.

Signal to background ratio

First, the number of accidentals, where each pion is detected in a solid angle Ω , is calculated and normalized to the number of η produced. *It is assumed that positives particles are detected in one dipole and the negatives in the other one.* We have :

$$\frac{N_{\pi^+ \pi^-}^\Omega}{N_\eta} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi^+} \sigma_{\text{tot}}^{\pi^-}}{\sigma_\eta^2 \tau_{\text{cycle}}^2} \Omega^2 \tau^2 \left(N_\eta^{\text{cycle}} \right)^2 \simeq 0.06$$

where $\sigma_{tot}^{\pi^+} = 2.4 \text{ mb/strad.}$, $\sigma_{tot}^{\pi^-} = 0.44 \text{ mb/strad.}$, $\sigma_{\eta} = 0.5 \text{ } \mu\text{b}$ is the η production cross section (few MeV above threshold) by the reaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, $\tau_{cycle} = 0.4 \text{ s}$ is the machine cycle time, $N_{\eta}^{cycle} = 120000$ is the maximum number of η produced per cycle (for 10^{12} protons/cycle and 5cm deuterium target), $\tau = 2 \text{ ns}$ is the left-right time resolution and $\Omega = 0.2 \text{ strad.}$ is the detector (one arm) solid angle (the solid angle used for the event generation was bigger than the accepted one to take into account pion decays before the magnet).

A vacuum medium is used for this simulation (less CPU time consuming). We generate randomly two pions inside the target (same target and beam profile as for signal events) using the gaussian distribution given above for the kinetic energy and uniform distribution for the solid angle. The number of events coming from background is normalized to signal events, both in the solid angle Ω :

$$\left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right)^{\Omega} = \frac{N_{\pi^+\pi^-}^{\Omega}}{N_{\eta}} \frac{1}{A_{\mu^+\mu^-}^{\Omega} BR(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-)} \simeq 6.6 \cdot 10^5$$

where $A_{\mu^+\mu^-}^{\Omega} = 1.4\%$ is the geometric acceptance for $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$ events where each muon are detected in a solid angle $\Omega = 0.2 \text{ strad.}$ $BR(\eta \rightarrow \mu^+\mu^-) = 6.5 \cdot 10^{-6}$ is the present value⁴ of the branching ratio for $\eta \rightarrow \mu^+\mu^-$. To have the real number of background events in the setup one hit in each chamber is at least required, then :

$$\left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right)^{hit \text{ MWPC}} \simeq 0.4 \left(\frac{N_{\pi^+\pi^-}}{N_{\mu^+\mu^-}} \right)^{\Omega} \simeq 2.6 \cdot 10^5$$

the factor 0.4 is the proportion of accepted events in the Ω solid angle (not stopped in the iron poles and inside the two $100 \times 100 \text{ cm}^2$ wires chambers) for the background divided by the same quantity for the signal. The kinematical cuts reduce the background/signal by a factor 6000. Further reduction will be achieved with absorbers.

Since the pion range are 20% shorter that the muon one (for a momentum near 285 MeV/c), the major part of pions can be eliminated with an iron absorber placed near the focal plane (after the second chamber). The shape and the thickness of this absorber is under study, using realistic hadronic interaction for low energy pions (below 1 GeV) which has been introduced recently in GEANT⁵

Two pion decay

Let us consider now the pion decay $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu$. The coordinates and angles in the MWPC for the background simulation are shown in fig. 8. 13% of accepted pions decay into muons in each arm, which gives 1.7% of background events decaying in two muons, then :

$$\frac{N_{\mu^+\mu^-}^{two \text{ pion decay}}}{N_{\mu^+\mu^-}^{signal}} \simeq 4420$$

⁴ R. I. Dzhelyadin et al., Phys. Lett. 97B (1980) 471

⁵ P. Pedroni, Simulation of inelastic hadron collisions below 5 GeV : a modification of GEANT3 package. INFN sezione di Pavia, FNT/BE-88/06 April 1888.

Fig. 9 shows the momentum spectrum of muons coming from pion decay (in one arm). 15% of the muons have a momentum inside the $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ range, which have to be eliminated by kinematical cuts.

A special effort has been done to optimize the GEANT tracking and the CPU time consumption per event, in order to have a high statistics sample with two pion decay. A 91915 events sample has been obtained.

The following kinematical cuts have been applied to this sample according to values obtained for the signal in Helium. The criteria was a few percent loss per cut for the signal events.

Events are asked to satisfy :

– Cuts on two MWPC coordinates

Two $1 \times 1 \text{ m}^2$ MWPC were used as trigger, then according to fig. 3 additional cuts can be applied :

chamber #1 : $|x| < 20 \text{ cm}$ $|y| < 25 \text{ cm}$

chamber #2 : $|x| < 15 \text{ cm}$ $|y| < 30 \text{ cm}$

– Cut on reconstructed vertex distance : $\Delta Z = |Z_{\text{left}} - Z_{\text{right}}| < 0.8 \text{ cm}$

– Cut on two particle invariant mass : $546 \text{ MeV}/c^2 < m_{12} < 550 \text{ MeV}/c^2$

– Cut on coplanarity angle (angle of η with the two particle plane) : $|\text{copang}| < 6^\circ$

– Cut on angular correlation (difference of θ_{12} from ^3He and θ_{12} from spectrometers, corrected for energy loss by ^3He in the target) : $|\Delta\theta_{12}| < 1.5^\circ$

The following table summarize the obtained “rejection factor” RF (number of total events/number of events after cut) for the two pion decay background and the number of events loss for the signal in %.

variable	bkg RF	signal loss
MWPC	7	10.3 %
ΔZ	29	5.4 %
m_{12}	53	3.8 %
copang	5	3.2 %
$\Delta\theta_{12}$	25	4.2 %
all cuts	91915	23 %

Table 5 Rejection factor (RF) for the uncorrelated pion background with two decay in vacuum and signal loss in Helium

When all cuts are applied, 1 event has been found. This is of course not significative. In order to get a more realistic estimation of the background, we have relaxed the cuts on ΔZ ($\Delta Z < 5 \text{ cm}$) and m_{12} ($540 \text{ MeV}/c^2 < m_{12} < 556 \text{ MeV}/c^2$) to check that they are uncorrelated (fig. 10 and 11). Then the number of events expected in the narrow rectangle is deduced from the number of events in the large rectangle of cuts (fig. 10), by the ratio of surfaces (= 25). We find :

$$\left(\frac{N_{\mu^+\mu^-}^{two\ pion\ decay}}{N_{\mu^+\mu^-}^{signal}} \right)_{after\ cuts} \simeq \frac{4420}{91915} \frac{11}{25} \frac{1}{0.77} \simeq 3\%$$

We can conclude that using reasonable kinematical cuts the background coming from two pion decay can be reduced to a level of 3 %.

It may be interesting to point out that if there was no vertex reconstruction, which is inherent to this spectrometer, the above ratio would be larger at least by two orders of magnitude. Assuming a thin target, this ratio will be larger by one order of magnitude.

One expects a certain amount of muons to be stopped in the absorbers. Fig. 12 shows the muons momenta with relaxed cuts on ΔZ and m_{12} . It is clear that after the kinematical cuts, which are correlated with the muons momenta, the absorbers are not useful to eliminate the remaining events.

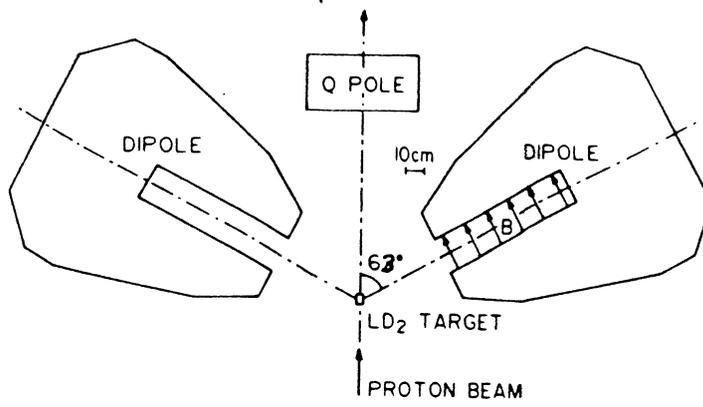


Fig. 1 LNS dipoles for $\mu^+\mu^-$ detection

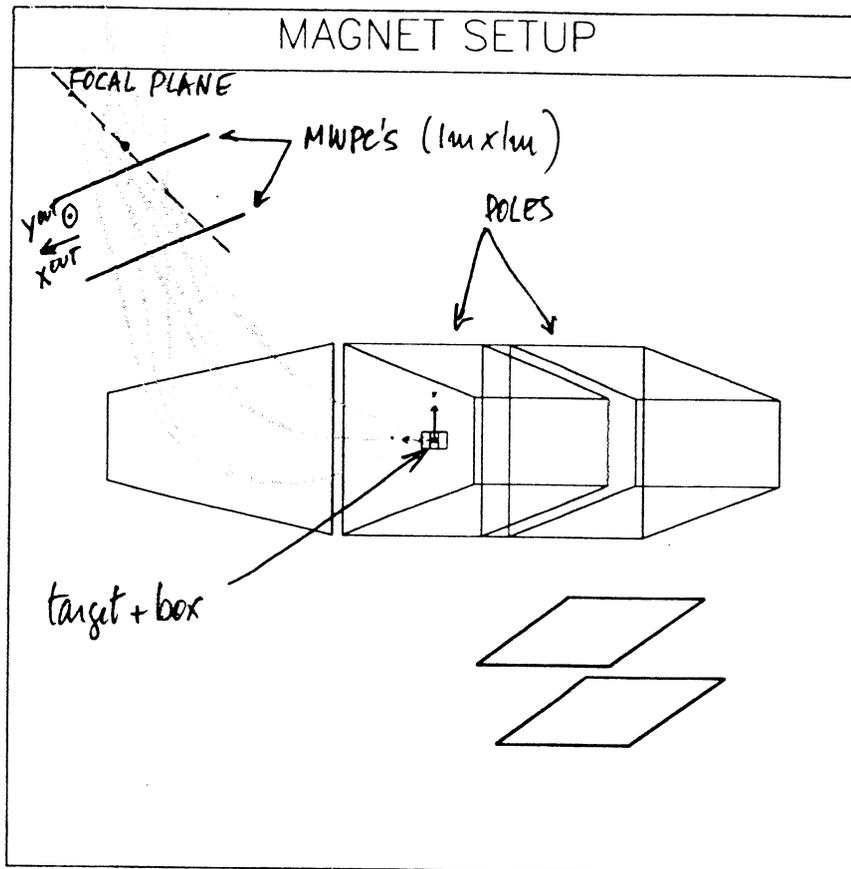
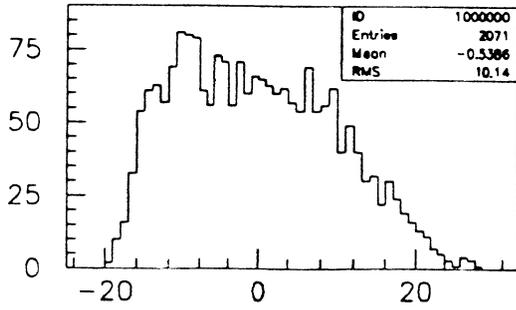


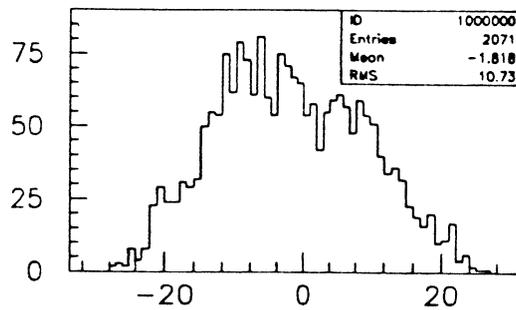
Fig. 2 View of dipoles with the two MWPC placed beyond the magnet (near the focal plane). The target and it's box is also shown

91/10/28 09.51

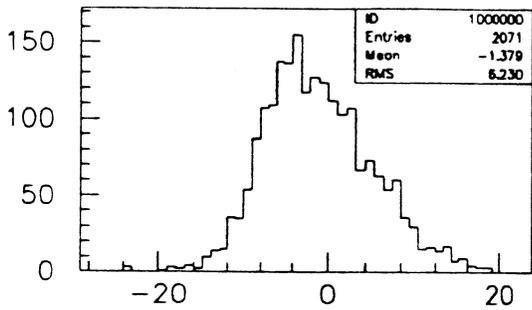
MWPC



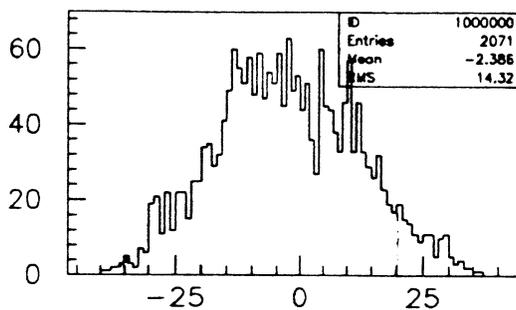
XCHL1



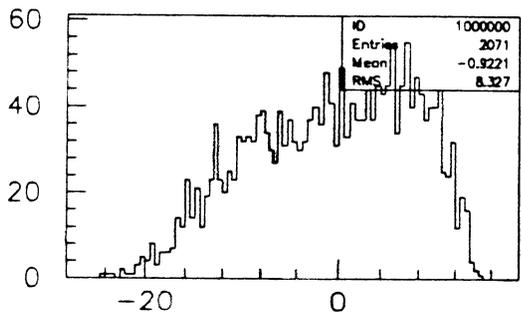
YCHL1



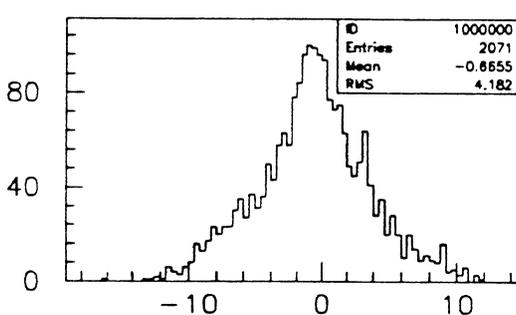
XCHL2



YCHL2



TXL

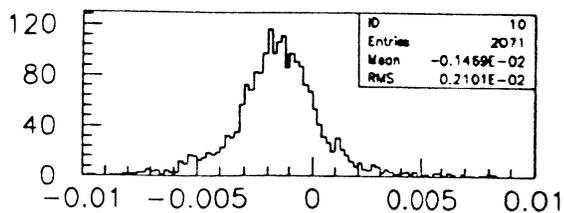


TYL

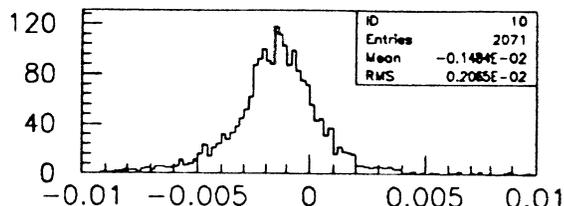
Fig. 3 Coordinates and angles in the wires chambers (left side) for a simulation in vacuum.

91/10/28 09.53

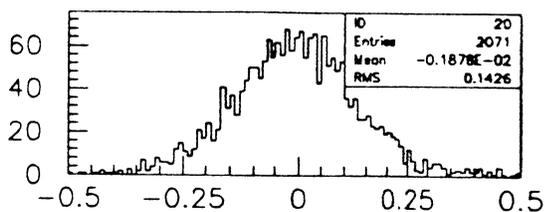
left/right resolution



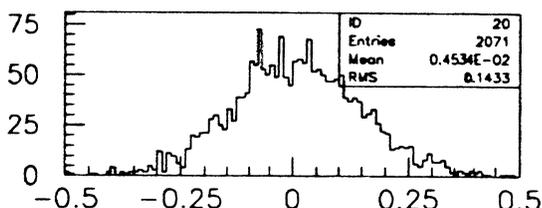
dp/p



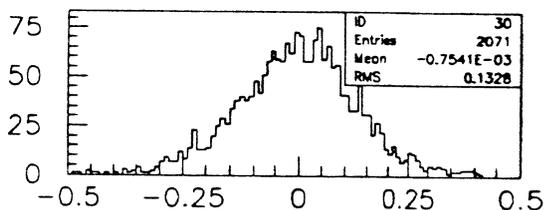
dp/p



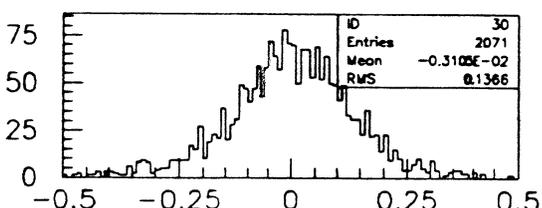
dtheta x



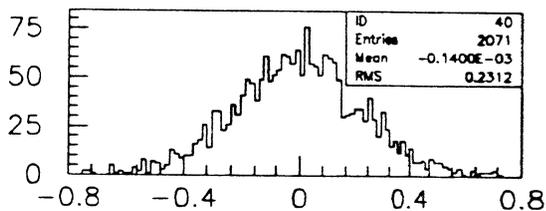
dtheta x



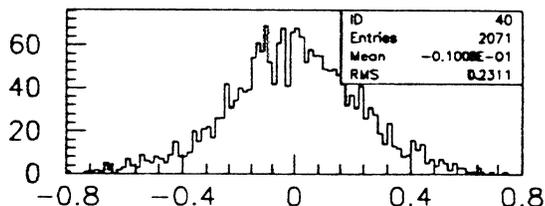
dtheta y



dtheta y



dz (zmes-zint)



dz (zmes-zint)

Fig. 4 Resolutions (on both sides) in vacuum for momentum, angles (deg.) and vertex (cm) reconstruction.

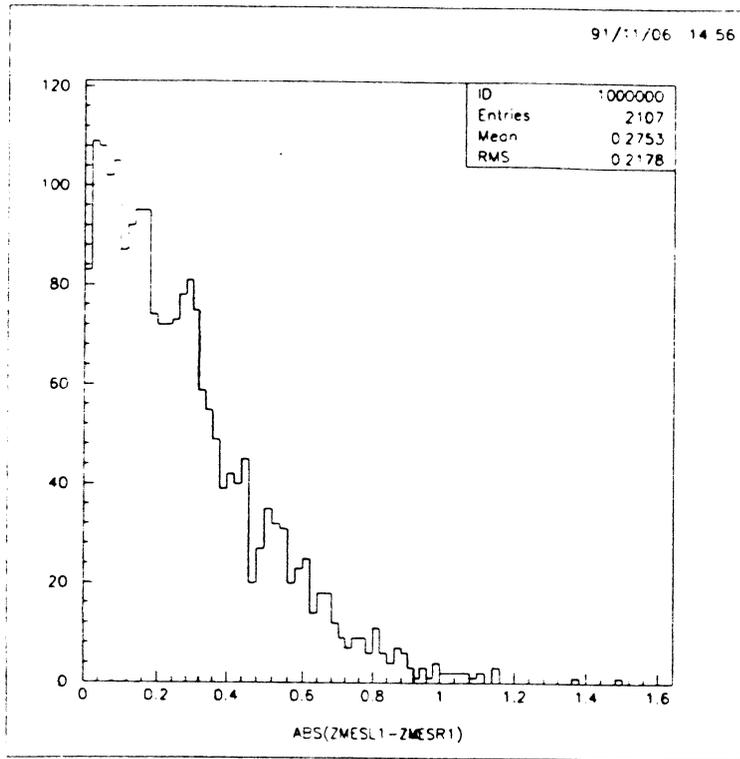


Fig. 5 Distance between left and right reconstructed vertex along the beam axis in vacuum

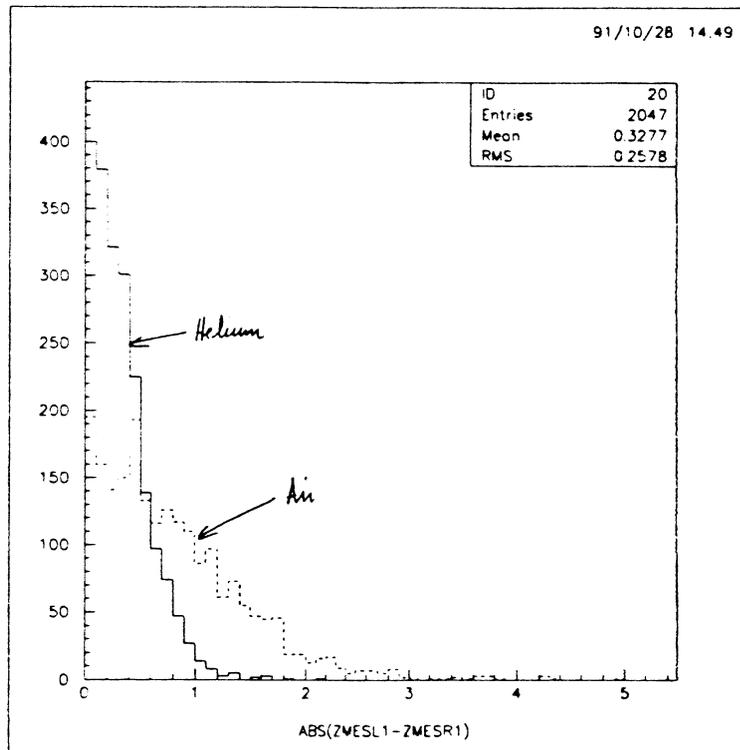
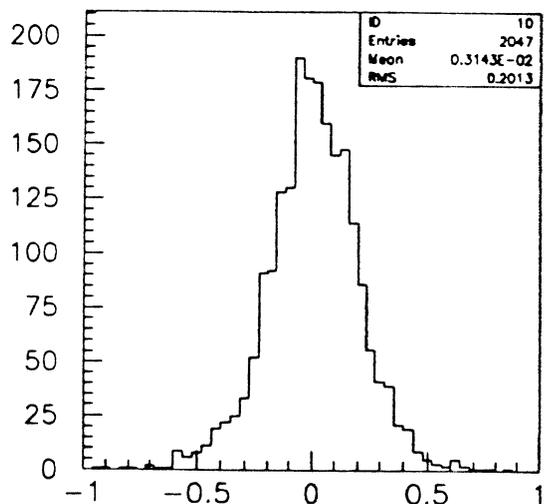
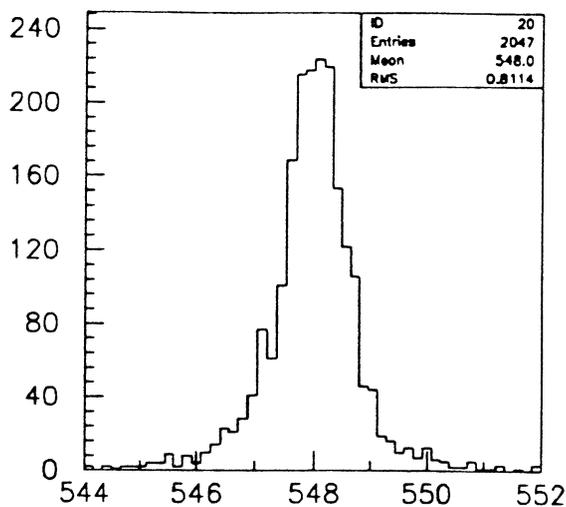


Fig. 6 Idem as fig. 5 for He and air

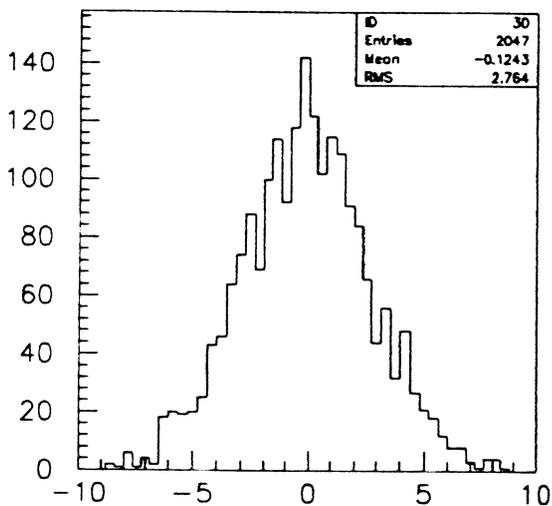
91/10/28 14.44



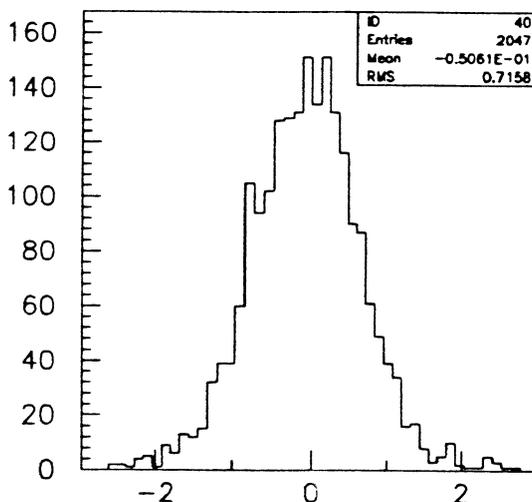
$\theta_{12\text{spectro}} - \theta_{12\text{gen}}$ (deg)



m_{12} (MeV)



θ_{copl} (deg)



$\theta_{12\text{He}} - \theta_{12\text{spectro}}$ (deg)

Fig. 7 Spectra on two muon opening angle, invariant mass, coplanarity angle and angular correlation for a simulation in Helium

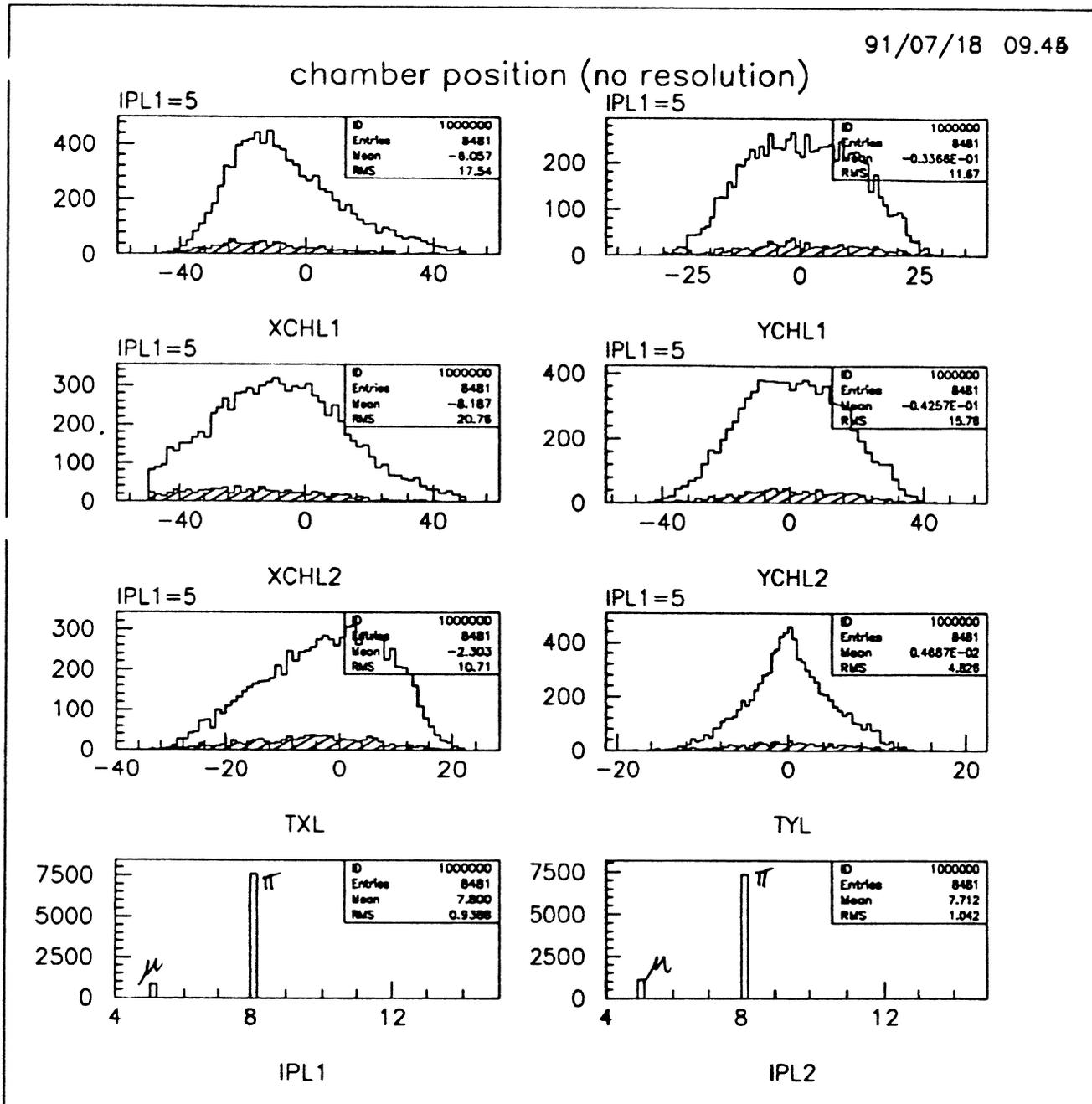


Fig. 8 Coordinates and angles in the wires chambers (left side) for the uncorrelated pion background. The hatched spectra give the muon contribution from pion decays. Ipl1 (resp. Ipl2) is the GEANT particle type found in the first (resp. second) chamber

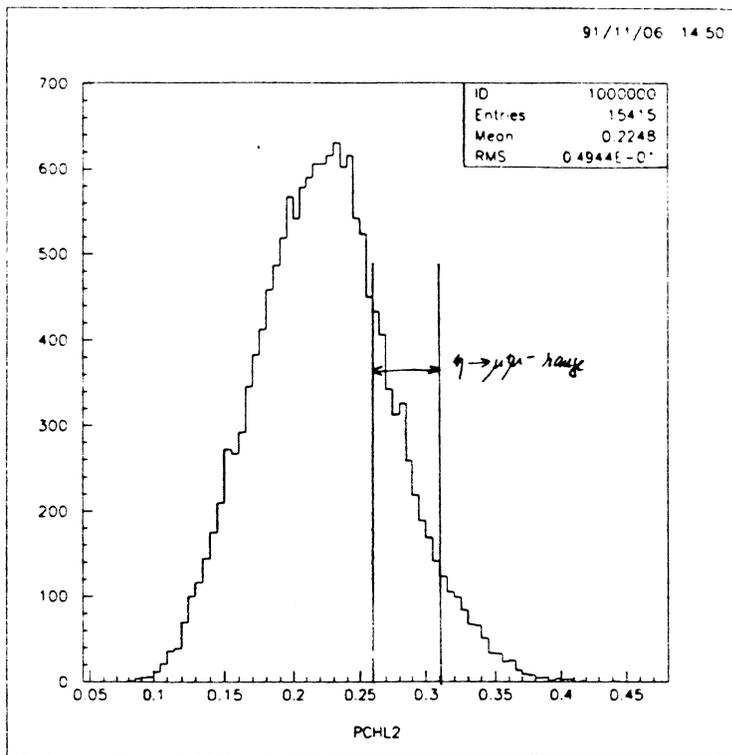


Fig. 9 Momentum spectrum of muons coming from pion decay. The signal window is also shown.

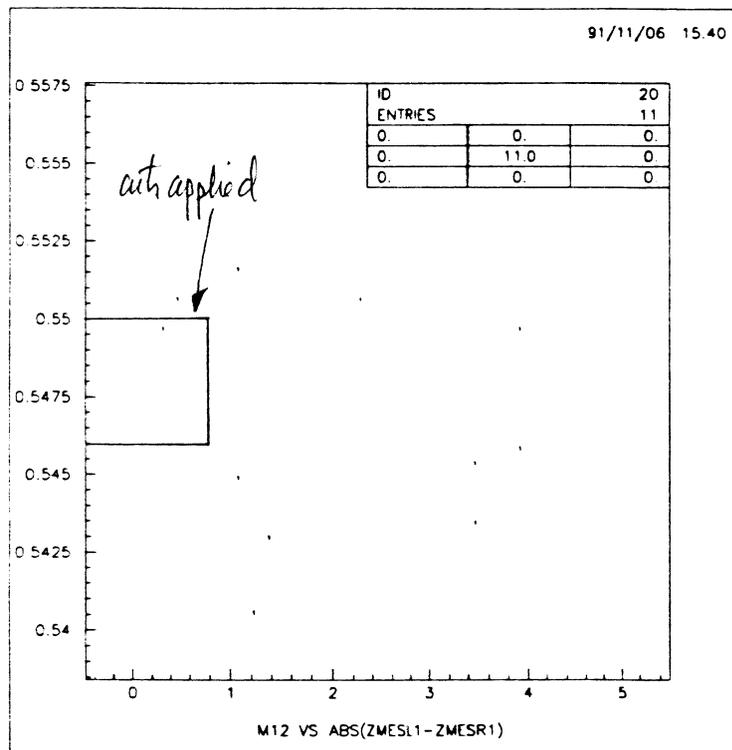


Fig. 10 m12 vs ΔZ with relaxed cuts on these two variables

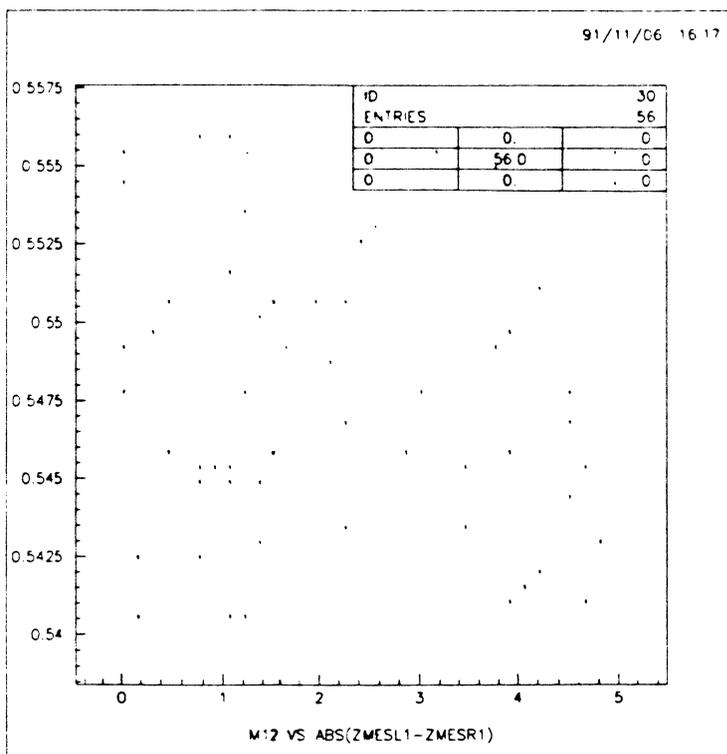


Fig. 11 m_{12} vs ΔZ with relaxed cuts on these two variables and without cut on coplanarity

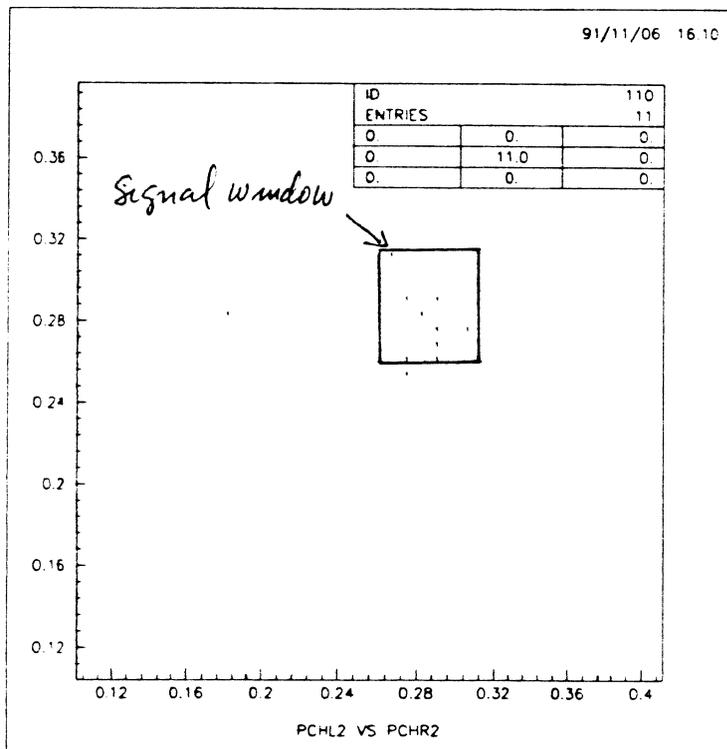


Fig. 12 P_{left} vs P_{right} for muons coming from pion decay after kinematical cuts (relaxed cuts on ΔZ and m_{12})



The drift chambers of the NOMAD experiment

M. Anfreville^a, P. Astier^b, M. Authier^a, A. Baldisseri^a, M. Banner^b,
N. Besson^a, J. Bouchez^a, A. Castera^b, O. Cloué^a, J. Dumarchez^{b,*}, L. Dumps^c,
E. Gangler^b, J. Gosset^a, C. Hagner^a, C. Jollec^a, C. Lachaud^b, A. Letessier-Selvon^b,
J.-M. Levy^b, L. Linssen^c, J.-P. Meyer^a, J.-P. Ouriet^a, J.-P. Passérieux^a,
T. Pedrol Margaley^a, A. Placci^c, A. Pluquet^a, J. Poinsignon^a, B.A. Popov^{b,1},
P. Rathouit^a, K. Schahmaneche^b, T. Stolarczyk^a, V. Uros^b,
F. Vannucci^b, M.K. Vo^a, H. Zaccone^a

^aDAPNIA, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

^bLPNHE, Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies, Universités de Paris 6 et 7, IN2P3-CNRS,
4 Place Jussieu, BP 200, Tour 33, 75252 Paris Cedex 05, France

^cCERN, Geneva, Switzerland

Received 2 April 2001; accepted 26 June 2001

Abstract

We present a detailed description of the drift chambers used as an active target and a tracking device in the NOMAD experiment at CERN. The main characteristics of these chambers are a large area ($3 \times 3 \text{ m}^2$), a self-supporting structure made of light composite materials and a low cost. A spatial resolution of $150 \mu\text{m}$ has been achieved with a single hit efficiency of 97%. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Cs; 29.40.Gx; 07.05.Kf; 13.15.+g

Keywords: Drift chambers; Spatial resolution; Tracking; Neutrino oscillations

Contents

1. Introduction	340
2. The drift chamber layout	341
2.1. Introduction	341
2.2. General overview	341
2.3. The panels	342
2.4. The drift field strips	343
2.5. The drift cells	344

*Corresponding author. Tel.: +33-(1)-44-27-48-42; fax: +33-(1)-44-27-46-38.

E-mail address: jacques.dumarchez@cern.ch (J. Dumarchez).

¹On leave from the Laboratory of Nuclear Problems, JINR, 141980 Dubna, Russia.

340

M. Anfreville et al. / Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 481 (2002) 339–364

2.6.	The gas supply	345
2.7.	The chambers and modules	345
3.	The drift chamber electronics	346
3.1.	The preamplifier	346
3.2.	The TDCs	348
4.	The drift chamber construction	349
4.1.	Panel selection and drilling	349
4.2.	Strip gluing	349
4.3.	Frames and printed circuit boards	349
4.4.	Strip connections	349
4.5.	Wire positioning and soldering	349
4.6.	Electric test and assembly	350
4.7.	Cosmic test	350
5.	Gas system and slow control	350
6.	The drift chamber performances	352
6.1.	Spatial resolution	352
6.2.	Efficiency	353
6.3.	Afterpulses	355
7.	The drift chamber reconstruction software	355
7.1.	Searching for candidate tracks	356
7.1.1.	The DC standalone pattern recognition	356
7.1.2.	The coupled TRD and DC track search	357
7.1.3.	Track search using vertex information	357
7.2.	Building tracks	357
7.3.	Track model	358
7.4.	Track fit	358
7.5.	Vertex reconstruction	359
7.5.1.	Vertex finding and fitting	359
7.5.2.	Vertex position resolution	359
7.6.	Implementation	360
7.7.	CPU considerations	360
8.	Check of the drift chamber performances using experimental data	360
8.1.	Momentum resolution	361
8.2.	Neutral strange particles	361
8.3.	Test of the global alignment of the drift chambers	362
9.	Conclusions	363
	Acknowledgements	363
	References	364

1. Introduction

The NOMAD experiment [1] was built to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations in the CERN SPS neutrino

beam predominantly composed of ν_μ 's with a mean energy of 24 GeV. The search [2] was based on the identification of τ 's produced by ν_τ 's charged current (CC) interactions: $\nu_\tau + N \rightarrow \tau^- + X$.

Given the τ lifetime and the average energy of the CERN SPS neutrino beam, τ 's travel about 1 mm before decaying.

The spatial resolution of the NOMAD detector, though good, is not sufficient to resolve such short tracks. Instead, the decaying τ 's are identified through the kinematics of their decay products. The presence of at least one neutrino in the final state allows using momentum balance in the plane perpendicular to the neutrino beam direction in order to select ν_τ CC interaction candidates in a copious $\bar{\nu}_{e,\mu}$ CC and NC background [3]. By studying correlations between the sizes and directions of three vectors in the transverse plane ($\mathbf{p}_T^{\text{miss}}$, $\mathbf{p}_T^{\text{lepton}}$ and $\mathbf{p}_T^{\text{hadrons}}$) one can distinguish events containing τ^- decays from different sources of background, provided that the event kinematics is well reconstructed. This method of oscillation search therefore necessitated an excellent quality of measurement of all the secondary particles produced in the neutrino interactions and identification of electrons and muons. This was made possible thanks to an active target located inside a dipole magnet (the magnet was previously used in the UA1 experiment [4]), and consisting of a set of large drift chambers, providing at the same time the neutrino target material and the charged particles tracker. Given this dual role, the chambers had to meet two conflicting requirements: their walls had to be as massive as possible in order to maximize the number of neutrino interactions and as light as possible to limit multiple scattering, secondary particle interactions and photon conversions. These conditions imposed the use of a low Z material with good mechanical properties, mainly composite plastic materials.

The end result of the various necessary compromises was a target of 2.7 tons fiducial mass over a total volume of $2.6 \times 2.6 \times 4.5 \text{ m}^3$. This gave a low average density of about 0.1 g/cm^3 and less than 1% of a radiation length between two consecutive measurements.

The NOMAD detector was built over a period of 4 years starting in 1991 and was in operation during the next 4 years from 1995 to 1998. This paper is devoted to a description of the drift chambers used in this experiment.

2. The drift chamber layout

2.1. Introduction

The use of drift chambers for large detection areas appears to be the best solution for the reconstruction of charged particle trajectories. The event rate in neutrino experiments is such that no serious problem of pile-up can occur. The main requirement for the physics studied in NOMAD was to have a high density of coordinate measurements with good spatial resolution in order to apply the kinematic selection method described above, as well as to obtain a good determination of the neutrino interaction point and to be able to distinguish an electron from τ decay from a converted gamma ray. The traditional solution is to weave wires over a rigid frame in order to produce the drift field. In our case the overall dimensions were limited by the internal size of the available magnet. Rigid frames would have reduced further the active area. The retained solution uses rigid panels of composite material on which glued aluminum strips produce the shaping field in the drift cell. Each chamber consists of three measurement planes allowing the reconstruction of one space point.

2.2. General overview

The fiducial volume of the NOMAD detector [5] consists of 44 drift chambers which act both as a low density target and a tracking device. It is placed in a dipole magnet of internal volume $7 \times 3.5 \times 3.5 \text{ m}^3$ operated at 0.4 T. A sideview of the NOMAD detector is shown in Fig. 1. The magnetic field direction which is horizontal and orthogonal to the beam axis has been chosen as the X reference axis. The vertical axis is called the Y reference axis and the Z axis is obtained by the vectorial product of the X and Y directions (see Fig. 1). Downstream of the 4 m long target, 5 extra drift chambers are inserted in between the modules of the transition radiation detector (TRD) [6] in order to complete the tracking down to the preshower detector placed in front of the electromagnetic calorimeter [7], and to improve the momentum measurement resolution.

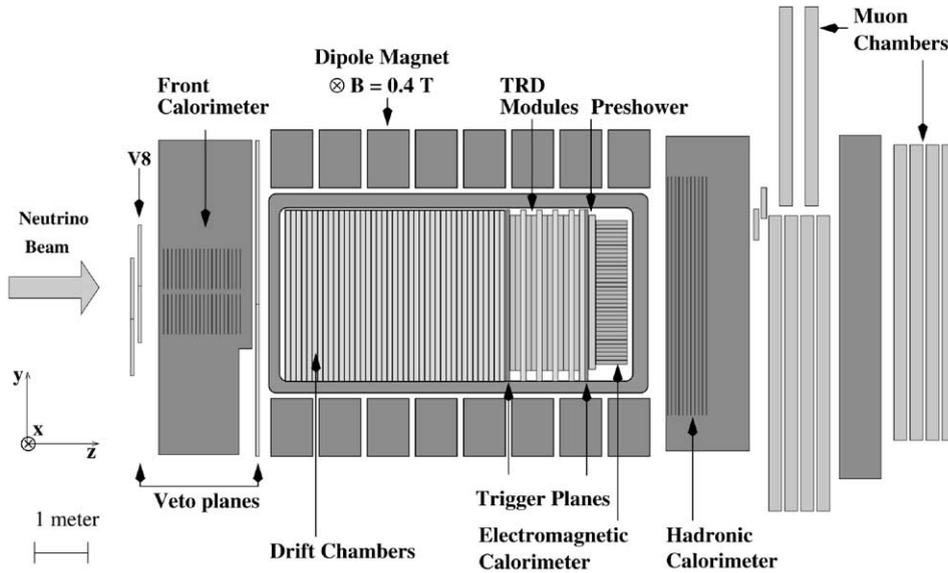


Fig. 1. A sideview of the NOMAD detector. Z axis is horizontal and nearly coincides with the neutrino beam direction. Y axis is vertical and points to the top of the figure. X axis is along the magnetic field direction.

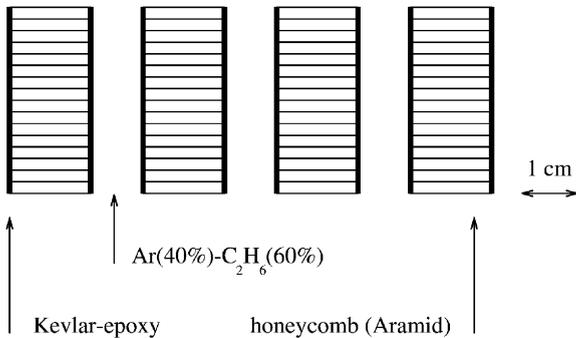


Fig. 2. A sideview of one NOMAD drift chamber cut by a plane orthogonal to the X axis.

Each drift chamber has an active area of about $3 \text{ m} \times 3 \text{ m}$ and consists of four panels enclosing 3 drift gaps of 8 mm (see Fig. 2) filled with an $\text{Ar}(40\%)\text{-C}_2\text{H}_6(60\%)$ gas mixture at atmospheric pressure. The central gap (Y plane) is equipped with 44 sense wires parallel to the X axis and the outer gaps have 41 wires at -5° (U plane) and $+5^\circ$ (V plane) with respect to the X axis. For a high momentum track crossing the chambers along the Z axis, the Y coordinate is obtained from the Y plane whereas the X coordinate is calculated combining the U and V plane measurements.

Because of the small stereo angle, the resolution in X is about 10 times worse than the one in Y.

We start from a mechanical description of the drift chambers, while a detailed description of the drift cell will be given in Section 2.5 (Fig. 4).

2.3. The panels

The design was studied in order to get self-supporting chambers which act as a neutrino target. The challenge was to obtain a rigid and flat surface of $3 \times 3 \text{ m}^2$ which is at the same time as “transparent” as possible to particles and massive enough to yield a significant number of neutrino interactions. For these reasons, the panels have a composite sandwich structure of low Z materials. Each of them is composed of two 0.5 mm kevlar-epoxy (0.57 kg/m^2) skins surrounding an aramid honeycomb core structure (32 kg/m^3 , 15 mm thick). Other solutions like polystyrene skins with rohacell or polystyrene foam have been tested and excluded because of rigidity and flatness considerations, although both solutions worked for small area (less than 3 m^2) prototypes.

The total amount of material in each panel corresponds to 0.5% of a radiation length. The

Table 1
Drift chamber composition by weight (in %)

Atom	prop./weight (%)	Protons (%)	Neutrons (%)
C	64.30	32.12	32.18
H	5.14	5.09	0.05
O	22.13	11.07	11.07
N	5.92	2.96	2.96
Cl	0.30	0.14	0.16
Al	1.71	0.82	0.89
Si	0.27	0.13	0.14
Ar	0.19	0.09	0.10
Cu	0.03	0.01	0.02
Total	99.99	52.43	47.56

total thickness of a chamber is about 10 cm in Z and each chamber contributes 2% of a radiation length. The total fiducial mass (including the glue and the strips) of the 44 chambers is 2.7 tons over an area of $2.6 \times 2.6 \text{ m}^2$. The target is nearly isoscalar ($N_{\text{protons}} : N_{\text{neutrons}} = 52.4\% : 47.6\%$). The material composition is shown in Table 1.

The panel structure is reinforced by replacing locally the honeycomb with melamine inserts in the center and at the corners. Nine spacers (10 mm in diameter) placed between two panels maintain the 8 mm drift gap. Nine insulated screws, 2 mm in diameter, cross the chambers in the center of the spacers in order to reinforce the whole structure. Four 10 mm diameter screws go through the whole chamber (one at each corner) and are used both for chamber assembly and panel positioning.

2.4. The drift field strips

To form an appropriate electric field in the drift cells, a polyester skin with aluminum strips is glued on each side of a drift gap. The strips are 2.8 mm wide, 12 μm thick and separated by a 1.2 mm gap large enough to avoid any sparking due to potential differences between strips. The sparking potential difference is 2200 V whereas the applied potential difference between adjacent strips is 400 V. The strips are obtained by a serigraphic technique. Ink is deposited on an aluminized polyester band with a 144 strip pattern. The band

is then chemically treated in order to remove the aluminum between the strips. Finally the ink is washed off. The 5 strip bands needed to cover the full plane are tilted as the wires, with respect to the X axis by -5° , 0° and $+5^\circ$ depending on the drift gap. A gas-tight frame of bakelized paper, 4 mm thick, is glued on the panel to close the drift gap. At one end the strips go beyond the frame and the 16 strips corresponding to each drift cell (see Section 2.5) are connected to a flexible high voltage (HV) bus using staples (see Fig. 3). The 6 HV buses of each chamber are connected to a HV distribution board located at the bottom of the chamber (see Fig. 4). Each pair of HV buses corresponding to a drift plane has its own resistor chain connected to a HV power supply. For the U and V planes (-5° and $+5^\circ$) a triangular zone of $25 \text{ cm} \times 3 \text{ m}$ is left unequipped and is covered with glue in order to avoid any gas leaks through the panel. The residual distribution of the measured strip band positions with respect to the design values has an RMS of 250 μm and the positioning accuracy has been kept better² than 500 μm . We tried two methods for gluing of the strip bands. The first one was to use adhesive techniques because of easy manipulation during the construction. We tested the stability with time of this gluing technique in a vessel filled with an Ar(40%)–C₂H₆(60%) gas mixture during more than 2 years. This test was also used to check the aging of different materials (polystyrene, kevlar, rohacell, etc.). No change was observed. However, chambers built with this technique suffered from short circuits after several weeks of operation. Opening the chambers, we saw gas bubbles between the panels and the strip bands. This is probably due to the moisture gradient between the outside of the chamber and the dry gas in the drift gap. About 25 chambers suffered from the problem and they had to be modified both at Saclay and in a special workshop set up at CERN. The final gluing technique used a bi-component polyurethane glue to provide a stronger and more reliable attachment of the strip bands.

²All the strip bands with a positioning error greater than 500 μm have been replaced.

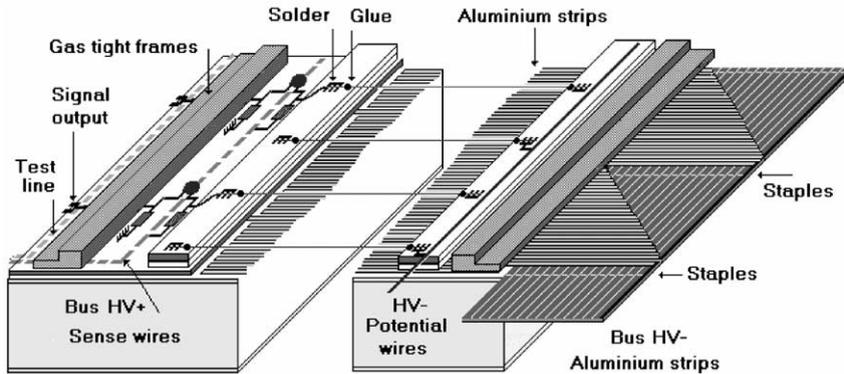


Fig. 3. A cut view of a panel equipped as a Y plane.

2.5. The drift cells

The 20 μm diameter gold-plated tungsten sense wires placed in the center of the drift cells are held at a typical voltage of +1750 V through a 4.7 M Ω resistor (see Fig. 4). The corresponding gain is of the order of 10^5 . The sense wire signal is read out by a preamplifier located on a board connected directly to the chamber printed board and AC coupled through a 1 nF capacitor. The preamplifier signal goes through a discriminator and is sent via a 30 m long cable to the TDCs (see Section 3). A test line located on the chamber printed board outside of the gas tight frames (see Fig. 3) allows to inject a signal just at the entrance of the amplifiers for test purposes.

Two Cu–Be potential wires, 100 μm in diameter, are placed at a distance of ± 32 mm with respect to the sense wire and held at -3200 V (see Fig. 4) through a 10 M Ω resistor which is shared by all potential wires of a drift plane.

The strips directly in front of the sense wires are grounded whereas those in front of the potential wires are held at -3200 V. The strips in between have a potential equally distributed so that the drift field perpendicular to the sense wire is of the order of 1 kV/cm in most of the cell (see Fig. 5). The measured drift velocity is approximately $V_{\text{drift}} = 50 \mu\text{m/ns}$ as expected from Ref. [8]. However, close to the sense and potential wires, the drift field changes drastically introducing non-linearities in the time to distance relation

which are taken into account as second order corrections.

Since the drift chambers have to be operated inside a magnet delivering a field of 0.4 T, the drift direction is tilted due to the Lorentz force. This effect is compensated for by shifting the potential on opposite strips by ± 100 V [9,10] (see Fig. 5). Field configurations for field on and field off operation modes are obtained through an optoelectronic switch located on the HV distribution board (see Fig. 4).

The 3 m long potential and sense wires are soldered and glued at both ends (see Fig. 3) with a precision of about 100 μm . Since the time to distance relation is extremely sensitive to the relative position of the wires with respect to the strips, the dominant error comes from the strip positioning. The final knowledge of the wire position in the experiment will be the result of a software alignment procedure described in Section 6: in order to reduce the gravitational and electrostatic sagitta,³ the wires are glued on 3 epoxy-glass rods of 5 mm width which are in turn glued (parallel to the Y axis) over the strips. The free wire length is therefore reduced by a factor of 4 at the price of three dead regions, each less than 1 cm wide. To avoid having the dead regions aligned in the detector, the positions of the support rods are staggered along

³ From our prototype studies, this proved to be a necessity to reach the desired spatial resolution [11].

Strip and wire HV connections

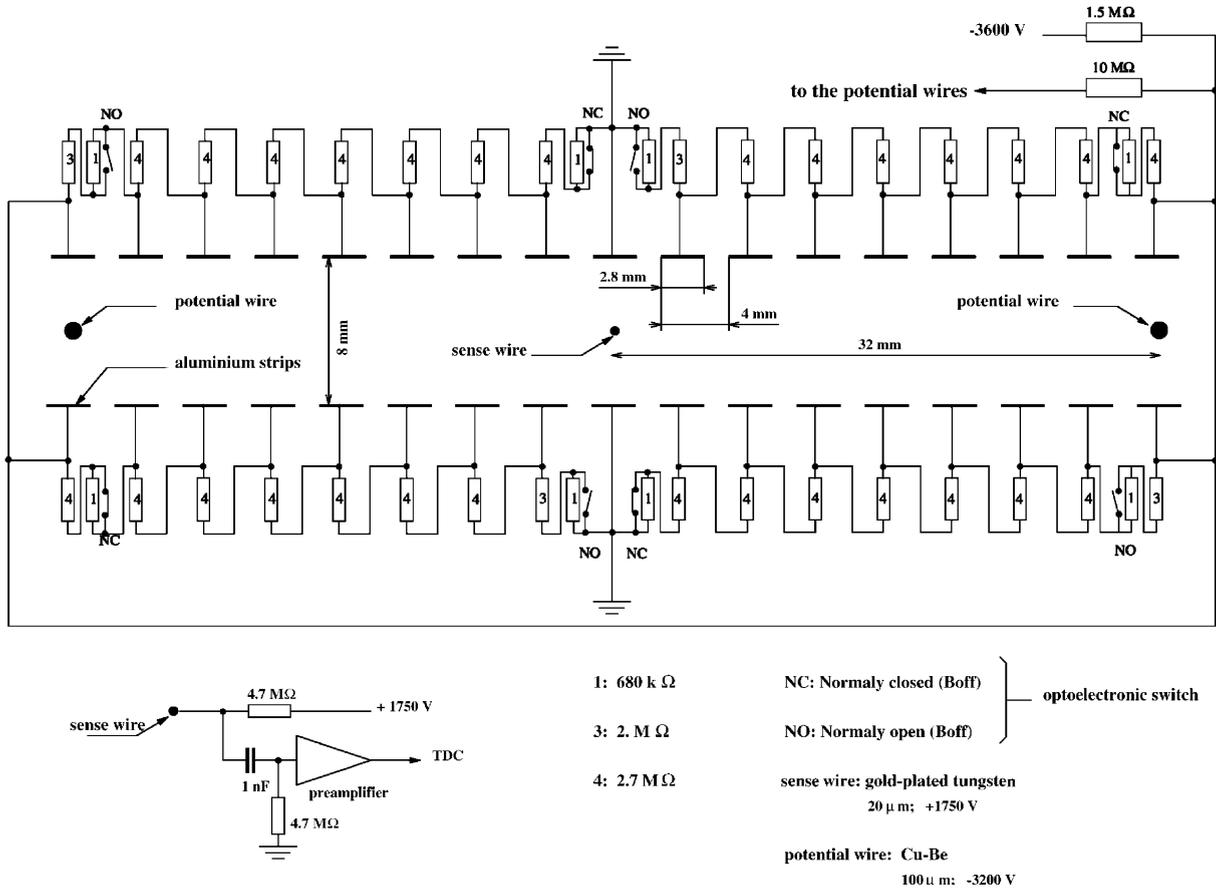


Fig. 4. A close-up of a drift cell and its HV connections.

X by -5 cm (U plane), 0 cm (Y plane) and $+5$ cm (V plane).

2.6. The gas supply

The argon–ethane mixture is provided from the bottom of each chamber at 3 mbar above atmospheric pressure by two plastic pipes (one at each chamber side). The gas enters a 20 mm diameter distribution pipe which goes across the chamber. At each drift plane, the gas diffuses through 5 mm holes into the gap. On top of the chamber a similar system collects the gas. The gas tightness of each drift gap is ensured by inserting a string of polymerized silicon joint between the two frames.

A second method using clamps and elastic o-ring joints has been tested and also used. The gas leaks were slightly higher with this method.

2.7. The chambers and modules

In each drift cell, the hit position (d_h) with respect to the wire is obtained using the measured drift time (t_d) and the time to distance relation ($d_h = V_{\text{drift}} t_d$ in first approximation). However, we do not know if the track has crossed the cell above or below the sense wire (up–down ambiguity). In order to reduce this ambiguity we have built two types of chambers differing only by the position of the drift wires along the Y axis. The so-called Up

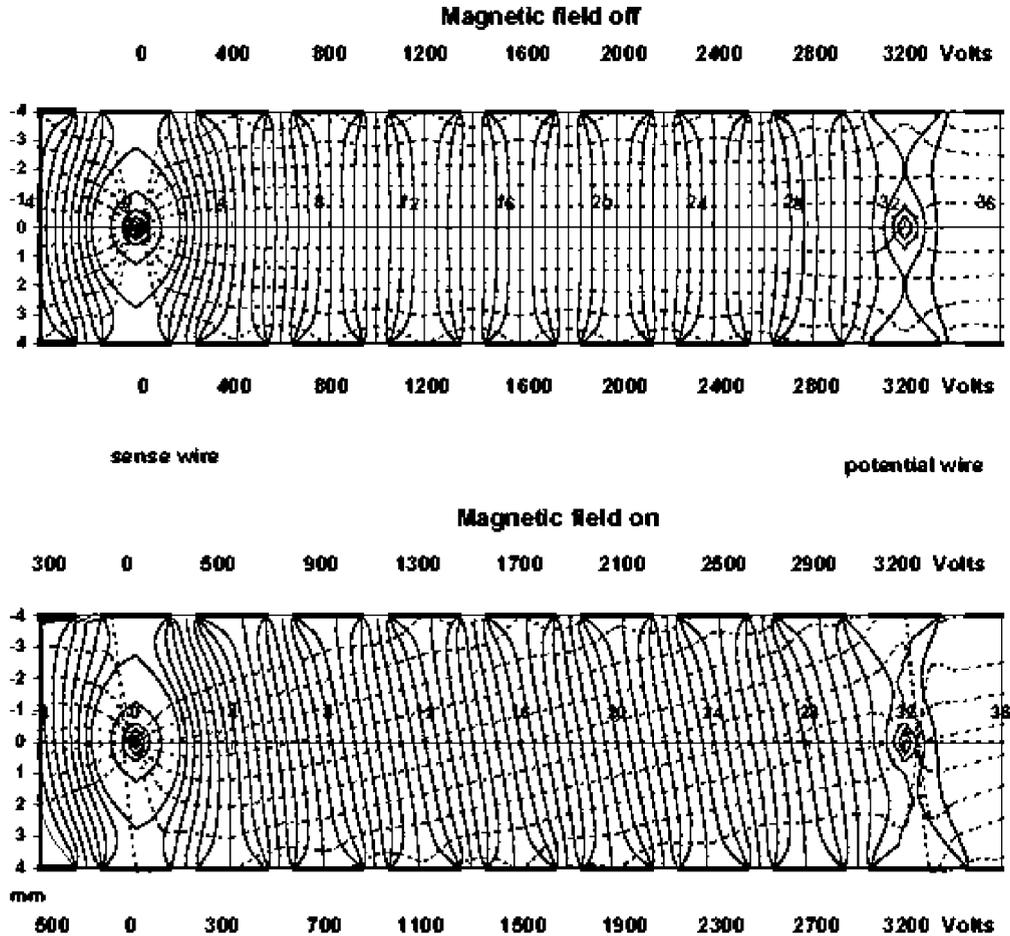


Fig. 5. Potential and field lines along the drift cell for the two modes of operation: field OFF (top) and field ON (bottom).

chambers are moved upward by +32 mm in Y (half a cell) with respect to the Down chambers. In the target region, the chambers are grouped in modules of 4 chambers with a pattern corresponding to Up, Down, Down, Up, thus avoiding aligned sense wires. In the TRD region the distance between two chambers is large (about 25 cm); they are alternatively of type Up and Down. The chambers grouped in modules are held together by 6 stainless steel screws, 16 mm in diameter, crossing the chambers (3 at the top and 3 at the bottom). The modules and individual chambers are supported by rails fixed on the top of the overall central detector support, the so-called basket [5].

3. The drift chamber electronics

3.1. The preamplifier

The signal generated by an avalanche on the sense wire can be considered as a current generator. Therefore a transimpedance amplifier, connected to one end of the wire through a capacitor, is well adapted to our problem. The 20 μm diameter gold-plated tungsten wire has a resistance of 165 Ω/m . The characteristic impedance is not real and for high frequencies (larger than 100 MHz) has a value of 360 Ω . It is therefore difficult to match the line in order to avoid reflections, which are small due to the large

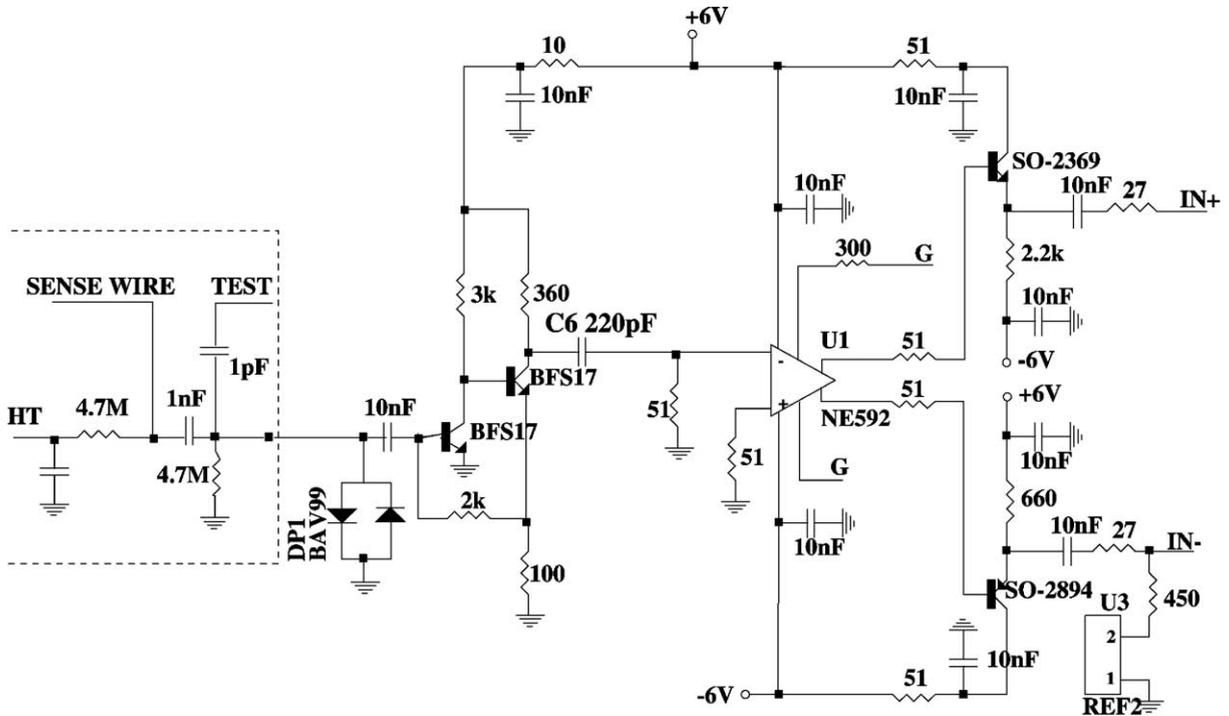


Fig. 6. Schematic diagram of the preamplifier.

attenuation of such lines. After several tests, the best solution turned out to leave the other end of the wire unconnected. The schematic of the preamplifier is shown in Fig. 6. The input impedance is always small compared to the line impedance at high frequency.

The amplifier is linear in the range 0–120 μA input current. The high frequency cut off is 200 MHz. In order to improve the double pulse separation, the C6 capacitor (see Fig. 6) was set to 220 pF. This value fixed the lower frequency cut off of the amplifier to 1.76 MHz. It corresponds to a derivative of the signal with a time constant of 90 ns. In this frequency range the input impedance is below 10 Ω . The preamplifier drives a LeCroy MVL 4075 comparator. The threshold of the comparator can be adjusted to correspond to input currents between 1 and 100 μA . During data taking this threshold was fixed at 10 μA in order to keep pickup noise at a minimum. The threshold corresponds to approximately 15 electrons (i.e. 5 primary pairs). The comparator

differential ECL output goes true whenever the input signal is above the chosen threshold. The output signal is sent through a 30 m long twisted pair line to the control room and drives a TDC described later.

All the options described previously have been tested with a ruthenium source which delivers electrons in the energy range up to 3.5 MeV, able to cross one chamber panel easily. Fig. 7 shows the signal at the entrance of the comparator as well as the shaped signal. The small positive offset is the consequence of the derivative imposed on the signal. The price to pay for this better pulse separation capability is an increase of multiple ECL pulses when a particle crosses the chamber near the sense wire (see Section 6.3).

The 3 m long sense wires are very efficient antennas and collect easily radio emitters and noise. The drift cell field shaping strips provide already a good shielding which has been reinforced by a complete shielding of the chamber with a 12 μm thick aluminum foil. Tests have shown that

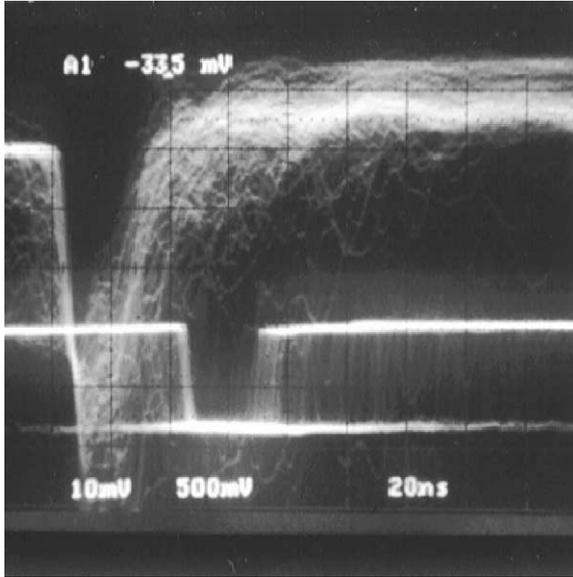


Fig. 7. Chamber signal at the entrance of the comparator and the shaped signal.

thicker shielding does not improve the situation. The chamber is essentially composed of insulating material. It is therefore necessary to define properly ground references. For this purpose, the amplifiers have been mounted on a board whose ground support covers the entire board. On the side of the chamber panels, 3 mm thick copper bars have been implanted and the ground plane of each electronic board is connected to them. We found experimentally that the strips in front of the sense wires had to be connected directly to the electronic ground of the board. Although the strip was already connected to ground through the voltage divider, this operation reduces the radio and noise background by more than one order of magnitude.

3.2. The TDCs

The signals from the discriminators are encoded by modified LeCroy multi-hit TDCs 1876 [12] operated in a “common stop” mode. The TDCs hold in memory at most the last 16 hits for each channel over a time period of 64 μs .

To encode the signal on 16 bits (1 ns lsb corresponding approximately to 50 μm drift distance), these TDCs:

- (1) Record the arrival time t_{start} of the “hits”,⁴ i.e. pulses from the drift chamber comparators. A counter performs a 14 bit coarse measurement at twice the board clock frequency (125 MHz). Three delay lines give an additional 2 bit resolution.
- (2) Record the arrival time t_{stop} of the stop signal, i.e. the pulse from the experimental trigger, delayed to encompass the maximum drift time.⁵
- (3) Store the difference $t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$ for each valid hit. Thus, small TDC values correspond to large drift times.

The counter structure guarantees that the integral non-linearity of the encoded time difference depends only on the main clock oscillator stability. The differential non-linearity *on the individual input signals* is induced by the internal delay lines and the clock interleaving. Each board and channel was individually qualified in the lab using a digital delay as reference [14]. The integral non-linearity was found to be negligible. The overall error on each channel was smaller than 800 ps.

The TDCs were modified to store all converted information from successive events in internal buffers during the neutrino spills (4 ms), so the dead time is limited to the time needed to handle the Common Stop (1 μs) and to transfer the data from the encoding chip to the buffer (150 ns per hit). Thus the dead time T_D induced by the readout of the drift chambers can be expressed as

$$T_D = 1 \mu\text{s} + 150 \text{ ns} \times \text{maximum \#hits per module per event.}$$

⁴A hit can be defined as the leading or the trailing edge of the incoming signal, or both. The latter method was used in the lab to study the comparator output signal [13]. During data taking, only the leading edges were encoded.

⁵The necessary common-stop delays were realized on dedicated fan-out cards inside each FASTBUS crate. An input channel on each TDC was used to encode the undelayed trigger pulse, allowing to correct for the delay discrepancies and long term variations.

To reduce the dead time and to insure that no buffer overflow occurs, the signals from a given chamber were distributed across different TDC modules. The minimal time between successive hits was found to be 9.5 ns with a standard deviation of 0.9 ns across all TDCs. Extremum values were 5 and 20 ns.

4. The drift chamber construction

The goal was to build more than 50 chambers within one and a half year. The production line was split into 6 main phases with 6 corresponding main shops:

- panel drilling;
- strip positioning and gluing;
- frame and printed circuit board gluing;
- strip connections;
- wire positioning and soldering;
- electric tests and assembly.

Each phase had to be carried out within 5 days and was operated by two technicians. A chamber needed about 5 weeks to be built. Finally the chamber was tested with cosmic particles.

4.1. Panel selection and drilling

After sand-papering and a visual control of the state of the surfaces, concavity and thickness were taken into account to select the panels.

In more than 200 panels, 19 holes had to be drilled: 4 in order to assemble the chamber and for precise positioning measurements, 9 for the spacers and 6 to build a module (as described in Section 2.3). A 9 m² gauge built with the same materials as the panels (aramid honeycomb + kevlar epoxy skins) was used. On this gauge metallic inserts supported drilling barrels.

4.2. Strip gluing

The straightness of the strip bands was checked before gluing them on the panels with a bi-component polyurethane glue. The glue toxicity led us to build a special closed area around the

stripping shop with fast air replacement. The operators had to wear breathing masks and appropriate gloves. To glue with precision the strips on the panels, we used a table with a frame allowing precise relative indexing between the panels and the strip laying tool developed by our CERN collaborators. After gluing each band of 144 strips (5 bands per panel), a measurement of the strip positions was performed with a position gauge attached to the frame and parallel to the strips. In case of bad positioning, it was possible to quickly remove the band from the panel. After gluing of the 5 bands, a strip position measurement with respect to the reference holes was performed again.

4.3. Frames and printed circuit boards

A week later, gas-tight frames as well as printed boards for HV and signal connections were glued on the strips and the panels (see Fig. 3) using epoxy glue.

4.4. Strip connections

Before connecting the strips to the flexible HV bus, an electric test was performed to find short circuits between strips. An automatic pneumatic stapler was used to establish 4000 connections per chamber. Thereafter, the 3 wire supporting epoxy-glass rods were glued perpendicularly over the strips to reduce the gravitational and electrostatic sagitta of the wires. Finally, another electric test was performed to check the continuity and insulation of the connected strips and the bus.

4.5. Wire positioning and soldering

Using a position gauge, reference lines for wire positioning were engraved on the printed circuits at the two ends of the chambers. Then the wires were brought into alignment with engraved lines using a video camera equipped with a zoom. The tensions were adjusted to 50 g for the sense wires (just below the limit of elastic deformation) and 200 g for the field wires. After soldering and gluing the wires on printed circuits at both ends, tensions were checked by a resonance frequency measure-

ment. After possible replacement of some wires showing bad tension, all wires were glued on the 3 perpendicular epoxy-glass rods. Then the positions of 10 sense wires with respect to the 4 pins used to close the chamber (one at each corner of the chamber) were measured using an optical ruler. These measurements were used later on as a starting point for the global geometrical alignment.

4.6. Electric test and assembly

We checked that the test lines running on the chamber side induced signals on all the sense wires by capacitive coupling (see Fig. 3). Then some electrical tests were performed on each plane.

First, the insulation resistance between the strips was measured. Then a negative HV (-7000 V) was applied to the strips and to the field wires. Measurements were performed on the field wires in order to check the leakage current. In case of a large leakage current cleaning of the board was necessary. After decreasing the HV to -3200 V (the nominal value) positive HV was applied to the sense wires to check the leakage current. Then during about 2 h, a sense wire cleaning was performed by applying a negative HV on the sense wires and no voltage on the strips and field wires. We observed a current decreasing with time on the sense wires. When no more current variation was detected we stopped the cleaning process. After these tests, the chamber was assembled. The planes were glued together with a silicon joint laid down along the gas tight frames. After closing a gap, the same electrical tests were done before closing the next one. Once the three gaps were closed, the nine insulated screws corresponding to the nine spacers and the gas connectors were put into place. Three days later, the chamber was filled with argon in order to verify the gas tightness.

4.7. Cosmic test

Before being sent to CERN for the final installation in the experimental area, each chamber was tested with cosmic rays [15]. The experimental

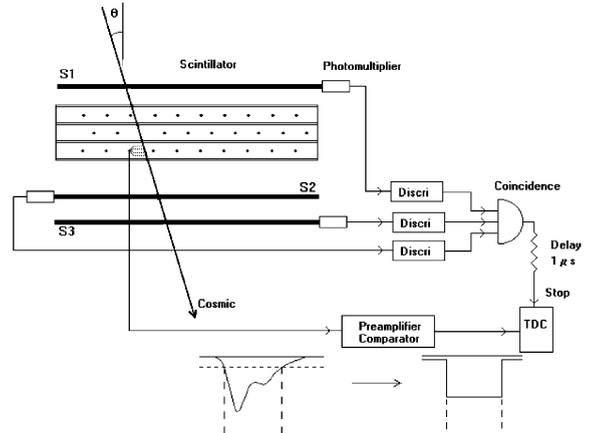


Fig. 8. The cosmic test setup.

setup is shown in Fig. 8. The chamber was completely equipped with preamplifiers and filled with $\text{Ar}(40\%)$ – $\text{C}_2\text{H}_6(60\%)$ gas mixture at atmospheric pressure. A first data taking was done by sending signals on the test lines with a pulser to check that the electronic chain (preamplifiers, cables, TDC) was functioning correctly. Then data taking with cosmic particles was performed. The coincidence of three scintillation counters, 3 m long and 30 cm wide, defined the crossing of a particle through the chamber. The drift times and the number of hits on each wire were recorded. With the signal hit map it was possible to identify some potential problems: noisy wires, dead wires, efficiency losses, etc. We had to open some chambers to replace bad wires. Drift time distributions could show some possible problems related to strip band positioning. Fig. 9 shows a non-uniform drift time distribution observed with a bad strip band positioning following a mistake made during the gluing of the strips as compared to a normal drift time distribution. The chamber was dismantled and new strip bands were glued on the panel.

5. Gas system and slow control

In order to ensure a stable operation of the drift chambers during long periods of time, a large

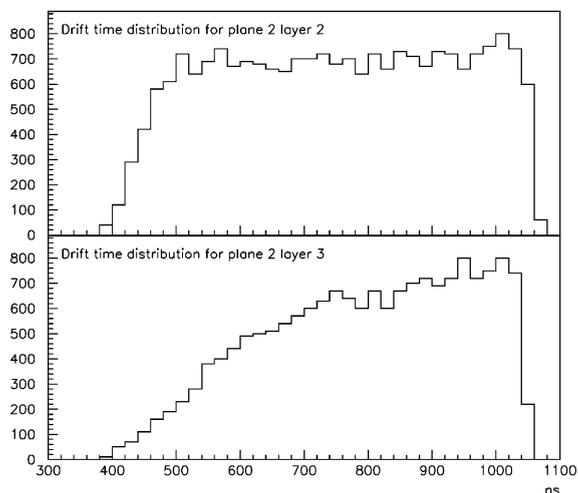


Fig. 9. Drift time distribution as measured by the cosmic test setup. Top: for correctly aligned strip bands. Bottom: for misaligned ones.

number of parameters have to be kept under control, such as the quality of the gas mixture, high and low voltages, temperature, pressure, etc. A dedicated slow control system has been developed to monitor these parameters and raise alarms when necessary.

It was decided to use a common gas system for the target drift chambers and the muon chambers of the NOMAD experiment. The latter were muon chambers recycled from the UA1 experiment [16], with a total volume of 40 m³ compared to 10 m³ for the target drift chambers, and both systems used a 40% argon–60% ethane gas mixture. Such a mixture exhibits a large plateau in drift velocity as a function of the ratio of electric field over pressure, so that the effect of atmospheric pressure variations is minimized. The common input gas flow, whose composition was monitored every 10 mn, was split between the two subsystems. The gas was then distributed to each drift chamber, individual flows being adjusted using a manual valve. Cheap quarter turn valves were used and showed a good stability during the 4 years of operation. A flowmeter on each chamber with digital reading (AWM3300 by Honeywell) allowed to perform the initial setup or subsequent adjust-

ments of the valves. Another flowmeter on the return circuit of each chamber allowed to determine the output flow. All these flowmeters had previously been individually calibrated both for the standard argon–ethane mixture and for pure argon. The flowmeters were interfaced with a MacIntosh running Labview [17] for a permanent monitoring of individual input and output gas flows.

Any significant departure from reference values for input or output flows of individual chambers generated an alarm in the control room of the experiment. The typical input flow for each chamber was set around 25 l/h (the gas volume is 200 l per chamber). The typical leak rate was about 5 l/h. Some chambers had leaks up to 12 l/h (in which case the input flow was increased to 30 l/h). Such high leak rates are inherent to the conception of these chambers (due to the porosity of the panels), but no loss in efficiency was observed for the chambers with higher leak rates. The oxygen content in the output gas mixture was about 500 ppm in the global return circuit of all drift chambers and was continuously monitored to insure that there was no loss in efficiency. A strong ventilation of the internal volume of the magnet ensured that no accumulation of gas from the chambers could occur (safety gas detectors were installed in this volume). To avoid accidental overpressure, each chamber was protected by bubblers, set up in parallel both on input and output circuits. The gas flow through the drift chambers was assisted by an aspirator pump. The gas from the return circuit was partly recycled after going through oxygen and water traps, in order to save on ethane consumption.

The monitoring program was also controlling the correct value of the low voltages for the electronics of the chambers, including discriminator thresholds and the setting of the B/\bar{B} switch for strip high voltages (corresponding to the magnetic field being on or off, see Section 2.5); it also controlled the values of the high voltages (through a CAMAC interface to the CAEN power supply), for cathodes and anode wires. In particular, automatic tripoffs of wire planes due to transitory overcurrents generated an alarm in the

control room. Such trips occurred on a very small number of planes for which the electrostatic insulation had some weaknesses, very difficult to localize as the overcurrent appeared after several hours or days of perfect operating conditions. Only 2 such planes out of 147 had to be permanently switched off towards the end of the data taking.

The quality of the alignment (Section 6.1) for the chambers was checked daily with a sample of 10,000 muons, and a complete realignment was done when a wider residual distribution was observed. Typically each yearly run was divided into 5–10 periods with different alignment parameters. This was found sufficient to adequately take care of slow changes in the gas composition as well as of significant variations of the atmospheric pressure during some periods.

6. The drift chamber performances

The chambers are operated at 100 V above the beginning of the efficiency plateau, which was found to be 200 V wide. Under these conditions, the typical wire efficiency is 0.97, most of the loss being due to the wire supporting rods. The TDCs measure a time difference with a common stop technique:

$$\Delta t = t_{\text{stop}} - t_{\text{start}}$$

where

$$t_{\text{start}} = t_{\text{interaction}} + \Delta t_{\text{tof}} + \Delta t_{\text{drift}} + \Delta t_{\text{wire}} + \Delta t_{\text{elect}}$$

which takes into account the interaction time ($t_{\text{interaction}}$), the time of flight of the measured particle between the interaction point and the measurement plane (Δt_{tof}), the drift time of electrons (Δt_{drift}), the signal propagation time⁶ along the sense wire (Δt_{wire}) and the signal propagation time in the electronic circuits (Δt_{elect}):

$$t_{\text{stop}} = t_{\text{interaction}} + \Delta t_{\text{tof_trig}} + \Delta t_{\text{delay}}$$

consists of the time of flight of the triggering particle ($\Delta t_{\text{tof_trig}}$) and a delay (Δt_{delay}) long enough that the stop signal arrives after all possible start

signals. Δt_{delay} is of the order of one microsecond. The time measured by a TDC is then

$$\Delta t = (\Delta t_{\text{tof_trig}} + \Delta t_{\text{delay}}) - (\Delta t_{\text{tof}} + \Delta t_{\text{drift}} + \Delta t_{\text{wire}} + \Delta t_{\text{elect}}).$$

This time can be corrected for Δt_{delay} (see Section 3.2), Δt_{elect} and Δt_{wire} (as soon as the x coordinate of the hit along the wire is known), so that the true drift time is extracted.

The coordinate c is obtained from the coordinate c_w of the wire and from the drift distance d , which is a function of both the drift time Δt_{drift} and the local angle ϕ of the track in the plane perpendicular to the wires. The drift distance is either added to or subtracted from c_w . This is known as the up–down ambiguity:

$$c = c_w \pm d(\Delta t_{\text{drift}}, \phi)$$

and this ambiguity is only resolved at the level of track reconstruction and fit.

6.1. Spatial resolution

The spatial resolution depends on the precise knowledge of the wire positions and of the time-to-distance relation. Since the wires are glued at both ends and on 3 vertical rods as mentioned in Section 2.5, the wire shape is approximated by 4 segments joining these points. The vertical positions of these 5 points for each of the 6174 wires have then to be precisely determined.

One time-to-distance relation is defined for each plane independently, as different planes could work under different gas⁷ and HV conditions. The precise determination of the drift velocity⁸ is important because a mistake of one percent leads to a bias in the spatial resolution of the order of several hundred microns [$d_{\text{max}} \cdot (\Delta V_{\text{drift}}/V_{\text{drift}}) = 3.2 \text{ cm} \times 0.01 = 320 \mu\text{m}$].

A special alignment procedure [18] was set up to measure wire positions and shapes, time-to-distance relationship and other relevant quantities using muons crossing the NOMAD detector.

⁷Due to different nitrogen contamination caused by different leak rates.

⁸No dependence of drift velocity on the presence of the magnetic field (after applying the compensating voltage on strips) was found in our data.

⁶The speed of the signal propagation along the wire was measured to be 26 cm/ns.

Track reconstruction details are given in the next section. Our alignment procedure is based on the residual distributions of reconstructed tracks (a residual is the difference between the hit coordinate and the reconstructed track coordinate at a given measurement plane). Initial wire positions are first taken from the geometers' survey and the mechanical measurements, and then corrected to minimize any systematic offset in an iterative way: typically 3–5 iterations on 100,000 muons samples are needed for the procedure to converge.

The procedure then focuses on the time-to-distance relation. A model used to describe the main time-to-distance relation is shown schematically in Fig. 10: ionization electrons first drift parallel to the strip plane with velocity V_1 and then radially to the wire with velocity V_2 . For each plane these 2 velocities are extracted again by minimizing offsets in signed residual distributions. The dispersion of V_1 values measured for different planes was found to be 1.7%.

The z positions of the measurement planes are also updated during this global alignment procedure.

At the end of this procedure (typically 10–15 iterations over samples of 100,000 muons) the distribution of the residuals for tracks perpendicular to the chambers is shown in Fig. 11. This distribution has a σ of about 150 μm (for normal incidence tracks) and confirms the good spatial resolution of the NOMAD drift chambers. The spatial resolution averages to 200 μm for tracks originating from neutrino interactions (the average opening angle is 7°). The dependence of the resolution on the drift distance and the crossing angle ϕ is shown in Fig. 12. At small drift distances, the angular dependence is essential due to the electronic threshold (see Section 3.1). At large drift distances, because of the non-uniformity of the electric field near the strips, the angular effect is enhanced.

6.2. Efficiency

The drift chamber efficiency and its dependence on the track angle and track position in the drift cell were carefully studied using muons crossing the detector between two neutrino spills.

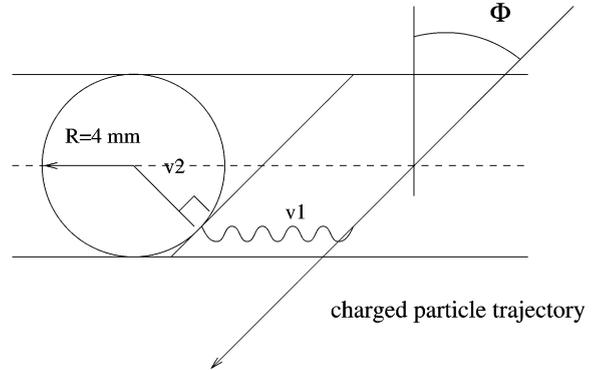


Fig. 10. A model used to describe the drift of electrons in the drift cell.

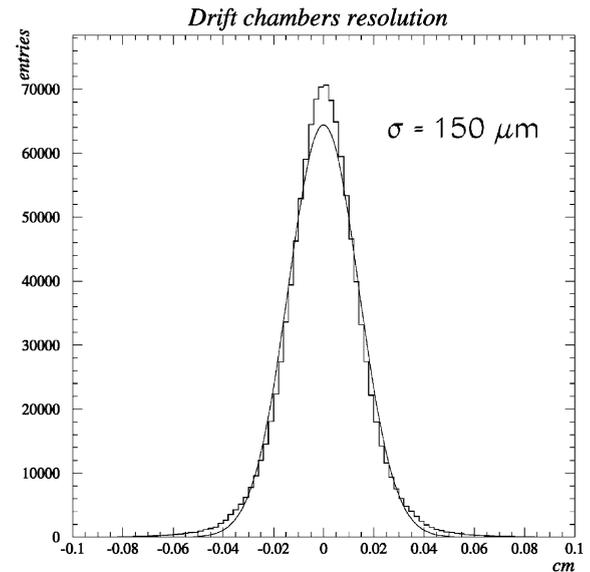


Fig. 11. Residuals for a sample of normal incidence tracks similar to the ones used for the alignment of the drift chambers.

The inefficiency was computed as a function of the x coordinate (along the wire). The results are given in Fig. 13. This distribution can be well fitted by a constant ($\approx 2.4\%$) and three Gaussian functions with a width of ≈ 6 mm centered at the supporting rod positions. As a result, the efficiency in the region between supporting rods is $\varepsilon_{\text{min}} \approx 97.6\%$ consistent with our expectations and we confirm that the inefficiency is caused mainly by the presence of the rods.

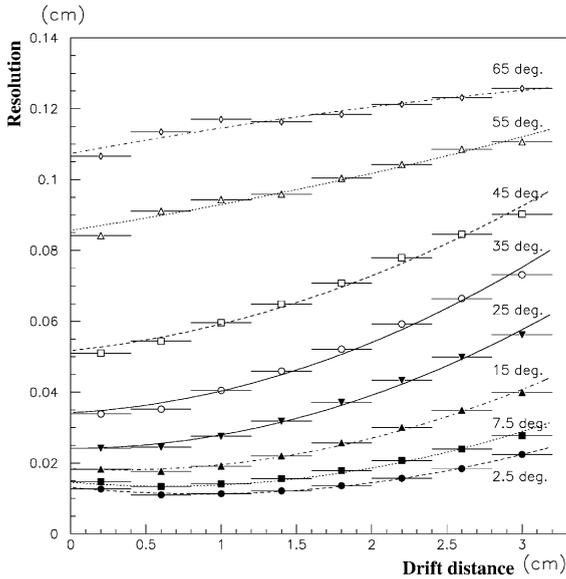


Fig. 12. The dependence of the track residuals on the drift distance for different crossing angles.

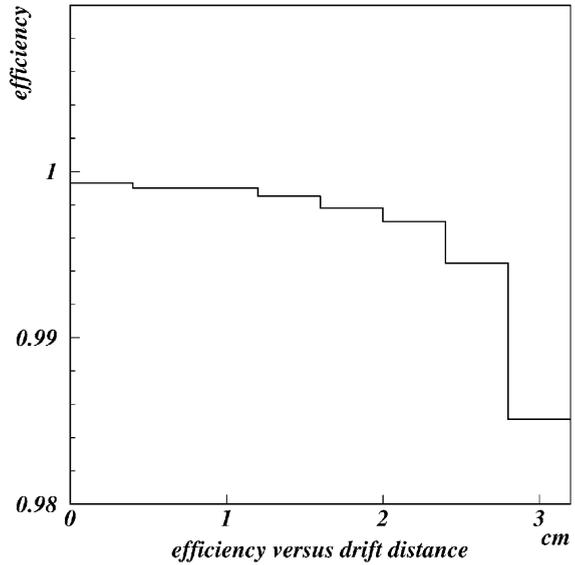


Fig. 14. The dependence of the hit finding efficiency on the track position in the drift cell.

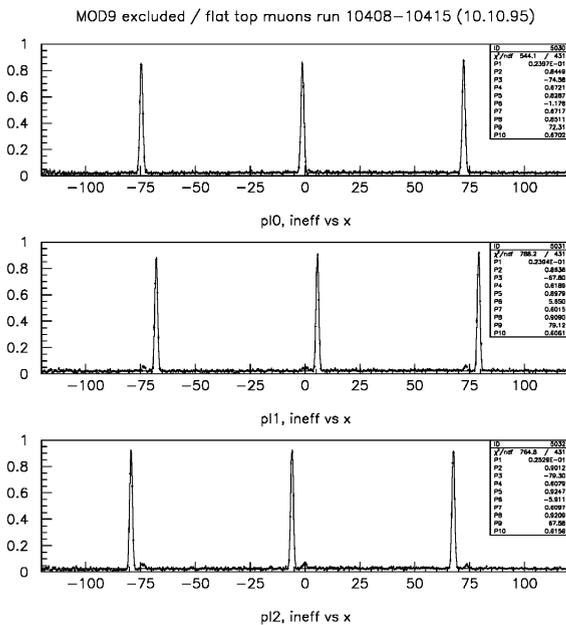


Fig. 13. The inefficiency ($1 - \epsilon_{\min}$) as a function of the x coordinate (along the wire). Peaks correspond to the wire supporting rods. The small bumps in the second (p11) and third (p12) planes are due to spacers used as chamber supports.

Further studies show that the major efficiency loss is not due to the absence of the hit in a measurement plane but due to the non-Gaussian tails in the residual distributions. If one extends the road for the hit collection during the track reconstruction a maximal drift chamber efficiency of $\epsilon_{\max} \approx 99.7\%$ can be obtained. One can also study the efficiency as a function of the track position in the drift cell (Fig. 14): the main loss occurs at the edge of the cell where the drift field is less uniform (see Fig. 5).

There are other hardware effects which cause efficiency losses: planes with short circuits between strips, disconnected field wires, misalignment of a wire with respect to the facing strip band. These effects have been studied in detail (see Fig. 15 for a particular example) and the following typical values have been obtained:

- planes with short circuits between strips: efficiency loss $\approx 40\%$,
- disconnected field wires: efficiency loss $\approx 10\%$,
- misaligned strip bands: efficiency loss $\approx 10\text{--}15\%$.

We did not notice any correlation of the loss in efficiency with oxygen contamination in the gas mixture or chamber leak rate.

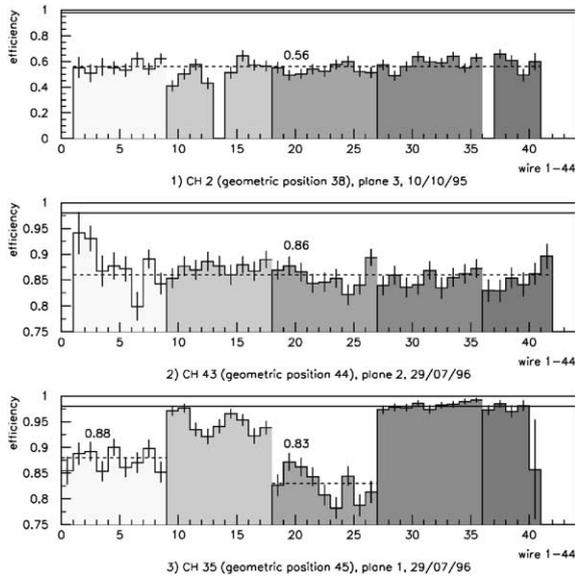


Fig. 15. Examples of hardware efficiency losses for some pathological drift chamber planes. The horizontal solid line shows an efficiency $\varepsilon = 0.98$ for normal chambers. The different shaded areas indicate different strip bands. (1) For planes with short circuits between strips the efficiency loss is $\approx 42\%$; (2) for disconnected field wires the efficiency loss is $\approx 12\%$; (3) for misaligned strip bands the efficiency loss is $\approx 10\text{--}15\%$.

As an example, the overall hardware performance of the NOMAD drift chambers during the 1996 run data taking period was the following: among 147 planes, 1–2 planes were switched off due to unrecoverable problems (such as a broken wire), 2–3 planes suffered from short circuits between strips and 3 planes had disconnected field wires.

6.3. Afterpulses

The problem of afterpulses (or bounces) was present in the drift chambers response: some of the hits can be accompanied by one or several other hits on the same wire. The time difference between the hit included in a given track and the other hit on the same wire is shown in the distribution of Fig. 16. We have noticed two contributions: the first one is symmetric in time and the second one is concentrated at about 50 ns after the first digitization. The former contribution was attributed to the emission of low energy δ -rays which produce random hits in the drift cell crossed by the

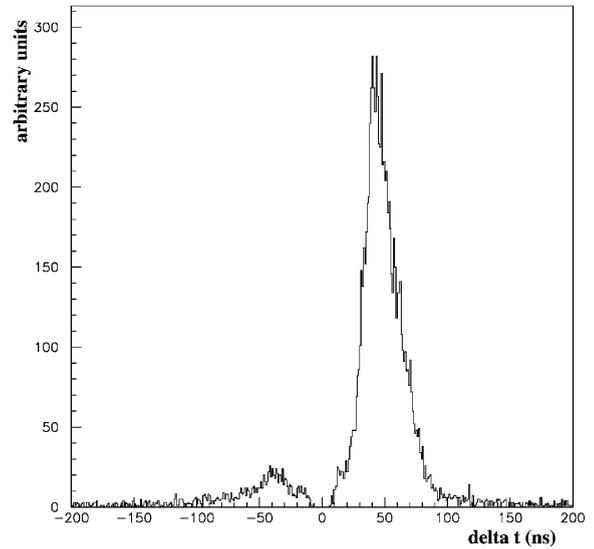


Fig. 16. Example of the time difference (in ns) between a second hit on the same wire and the hit included in a given track.

track, while the latter contribution was associated with the smearing of the electron cloud consisting of several clusters which could trigger another digitization after the arrival of the first electron. It was found that the rate of afterpulses depends on the track angle and track position in the drift cell. These afterpulses were included in the simulation program.

The knowledge gained by the studies of resolution, efficiency and the presence of afterpulses was used during the track reconstruction in the drift chambers. The dependence of the resolution on the drift distance and track angle was parametrized and implemented at the level of track search and fit. A special bounce filter was developed to cope with the presence of afterpulses for the hit selection.

7. The drift chamber reconstruction software

In the NOMAD experiment trajectories of charged particles are reconstructed from the coordinate measurements provided by the drift chamber (DC) system. The main purpose of the DC reconstruction program is to determine the event topology and to measure the momenta of charged particles. The reconstruction program for the NOMAD DCs is extremely important for the

performance and sensitivity of the experiment. A very high efficiency of the track reconstruction is required in order to provide good measurement of event kinematics for the oscillation search. We have also to be sure that the measured track parameters do not deviate significantly from the true particle momenta, i.e. the reconstruction program should provide good momentum resolution. The amount of ghost tracks should be minimized. Since in the NOMAD setup the amount of matter crossed by a particle between two measurement planes cannot be neglected, the effects of energy losses and multiple scattering must be carefully taken into account.

The task of the reconstruction program is two-fold. First, it should perform pattern recognition (track search), namely to decide which individual measurements provided by the detector should be associated together to form an object representing a particle trajectory. At the next stage, a fitting procedure should be applied to this set of measurements in order to extract the parameters describing the trajectory out of which the physical quantities can be computed.

The track finding procedure consists of two loosely coupled tasks: the first one guesses possible tracks from hit combinatorics, and provides initial track parameters. The second task attempts to build a track from the given parameters by repeatedly collecting hits, fitting and rejecting possible outliers. The track is claimed to be fitted when no more hits can be added to it. We developed several approaches to the first task which are summarized in Ref. [19]. A short overview is given here.

7.1. Searching for candidate tracks

7.1.1. The DC standalone pattern recognition

The algorithm presented here does not make use of any prior information for the track search: the parameter space has 5 dimensions (or even 6 if one adds the trigger time jitter). The combinatorics from hits to likely track parameters goes in two steps: we first associate hits from the 3 planes of the same chamber in triplets, which provide some three-dimensional (3D) information; we then search combinations of 3 triplets belonging to the same helix.

7.1.1.1. DC Triplets. A DC is made of 3 sensitive planes measuring the U , Y and V coordinates, where

$$u = y \cos 5^\circ - x \sin 5^\circ \quad \text{and}$$

$$v = y \cos 5^\circ + x \sin 5^\circ.$$

Four parameters define locally the track (across one chamber, one can neglect its curvature): we use 2 coordinates in the central Y plane x, y and 2 slopes α_x, α_y (with respect to Z). From 3 hits in the 3 planes and 3 chosen signs (we decide if the track crossed above or below each involved sense wire), we have 3 measured coordinates U, Y and V . With 3 measurements, we cannot estimate the 4 local parameters. The measured combinations are

$$y = Y,$$

$$2\Delta z \alpha_x \sin 5^\circ = U + V - 2Y \cos 5^\circ,$$

$$x + \Delta z \cotg 5^\circ \alpha_y = (V - U)/(2 \sin 5^\circ)$$

where Δz is the distance between two consecutive measurement planes (about 2.5 cm). The second equation can be turned into a constraint by assuming that α_x does not exceed a certain bound (e.g. $|\alpha_x| < 1$). Since $\sin 5^\circ \simeq 0.087$, this constraint becomes the first tool to assemble triplets. The third equation shows that x remains poorly known as long as the y -slope (α_y) of the track is unknown: changing α_y by 1 shifts x by about 30 cm.

To build triplets, we compute $\Delta = U + V - 2Y \cos 5^\circ$ for all hits and sign combinations inside a chamber, and solve ambiguities by keeping no more than 2 triplets per signed hit, possible triplets being ranked by increasing $|\Delta|$.

7.1.1.2. Helix search. Triplets are used to initiate the track search. With 3 triplets we are able to test whether they belong to the same trajectory. At this step, we still ignore the magnetic field variations and check the 3 triplet combinations against a perfect helix. From the 3 y positions, we compute 3 slopes in the YZ plane which enable to compute 3 x coordinates from the third equation above. We can then reliably compute drift distances, including a sensible time correction due to the signal propagation along the sense wire and using the known track slope for the time-to-distance relation (see Section 6.1). We then recalculate the 3 triplet

(x, y) positions from these precise drift distances and slopes.

The most sensitive criterion is to check by how much the x coordinates depart from the same helix. Calling ϕ the angle with respect to (e.g) horizontal in the YZ plane, the residual is

$$x^{\text{extrap}} - x_2 = x_1 + (\phi_1 - \phi_2) \frac{x_3 - x_1}{\phi_3 - \phi_1} - x_2$$

where the subscript refers to the triplet number. For accepted combinations, we compute the track parameters at the central triplet position and feed it to the track construction task.

7.1.2. The coupled TRD and DC track search

The TRD detector [6] is located downstream of the target and has a total length of 1.5 m in Z . Five DCs are interleaved in the TRD modules, which measure the x coordinate of tracks by means of vertical cylindrical xenon-filled straws, 1.6 cm in diameter without drift time information. These additional DCs allow to improve the momentum resolution for reconstructed tracks and provide more precise track extrapolation to the preshower and electromagnetic calorimeter front face.

The first step of the coupled TRD–DC track search algorithm [19] consists in reconstructing TRD tracks (in XZ projection) using the 9 planes of straws. The coarse spatial sampling enables to ignore the effects of curvature in the XZ plane: a TRD track defines a position and a slope in the XZ plane. These TRD tracks can only be used in the most downstream part of the target, and this TRD seeded track search only applies to the 10 most downstream DCs. In those chambers, and for every TRD track, we can build triplets using the x and α_x values, thus triplets are now constrained. We can even build doublets, a combination of two hits in a given chamber. The helix search can then be carried out in the same way as for the DC standalone case. In a later version, we slightly improved the reconstruction quality of complicated events by searching circles among DC hits projected on a vertical plane containing the TRD track. This was made possible by the increase of CPU power of low cost computers.

7.1.3. Track search using vertex information

Advanced track construction algorithms which take into account the information about reconstructed vertices⁹ have also been developed [20].

7.1.3.1. Tracks from 1 vertex. Searching a track that emerges from a vertex reduces the parameter space dimension by 2 units. Since the vertex is already a 3D point (much better defined than any triplet), we can find a short track which only has 2 triplets. The triplets are here searched for with x , α_x , y and α_y loosely constrained to point back to the vertex at hand. This enables to find tracks at large angles with respect to the beam direction. Having constructed these triplets, the triplet combinatorics for helix search can be run in the same way as described previously. The vertex is considered as a triplet for which the x position does not depend on the YZ slope. The new track is only accepted if it enters the seed vertex with an acceptable χ^2 increase.

7.1.3.2. Tracks joining 2 vertices. Hadron interactions may be reconstructed as secondary vertices or hanging secondary tracks without the primary hadron being found. We designed a track search algorithm to find tracks either between 2 actual vertices (i.e. vertices with at least 2 attached tracks) or between an actual vertex and a starting point of a standalone track (in which case its actual vertex may slide along the track direction). This is a track search with 1 or 2 free track parameters which does not go through triplets.

7.2. Building tracks

This task uses track parameters (given by the previous track search) at any given plane as a seed and tries to build a track.

The first step consists in collecting hits upwards and backwards from a given plane within a road (typically 3 mm). The hit search makes use of all available information by computing drift distances corrected for slope and x position. The track global time offset with respect to the trigger time is still unknown and its average value is taken first.

⁹The vertex reconstruction is described in Section 7.5.

Later on, the time offset of the highest momentum track already found is used for all the tracks in the event. The collection stops when too many measurement planes are crossed without a matching hit or when several hits are found within a control rod in the same plane. Missing hits can be “excused” if the wire or plane at the expected position is dead, or if a hit with a smaller drift time on the wire may hide the expected digitization. A track may go to the next step if it has enough hits, and a high enough average efficiency. At this last step, we first fit the hit list. The candidate track disappears if the fit diverges or if the χ^2 is too high. We then discard hits that exhibit a too high χ^2 contribution (the cut is usually 10). From now on, the track gets re-fitted whenever we add one hit, and the χ^2 increment decides whether a hit may enter a track. Using the Kalman filter technique makes this approach acceptable in terms of CPU. We then try to collect hits in planes crossed by the track but where hits are originally missing. We finally collect hits downstream and upstream, and iterate collection over the track, downstream and upstream until the track hit list stops evolving. We store the track in the track repository, and mark its hits as no longer available for triplet construction or hit collection by other tracks. They however still remain examined for the hit “excuse” mechanism.

7.3. Track model

The track model describes first the dependence of the measurements on the initial values in the ideal case of no measurement errors and of deterministic interactions of a particle with matter. During its flight through the detector a particle however encounters various influences coming from the materials of which the detector is built. There are effects which can be taken into account in a deterministic way: average energy loss and average multiple scattering. They depend in general on the mass of the particle, its momentum, the thickness and nature of the traversed material. The detailed information on the track model used for the track reconstruction in the NOMAD DC system can be found in Ref. [21].

The track model has been used to develop an extrapolator package which is heavily used for the

track construction and fit [21]: there, a precise track model and a good magnetic field description are important to ascertain that the fitting procedure is unbiased. The magnetic field inside the magnet has been carefully measured and parameterized. In the detector fiducial volume the main component of the field B_x has been found to vary within 3%. Uncertainties in the track model predictions due to small non-zero values of the two other components (B_y and B_z) are negligible compared to the effect of multiple scattering. This allows one to use only the local value of the main field component B_x for the track model calculations [22].

7.4. Track fit

After pattern recognition, one has to determine the track parameters, in particular charged particle momenta. The Kalman filter technique [23,24] is adapted to fulfill this task. Some details on the implementation of the Kalman filter for the NOMAD drift chambers can be found in Ref. [22].

The track fit proceeds in 3 steps: forward filtering, backward filtering and smoothing [23]. The smoothing provides the best possible track position estimate at any measurement location, thus allowing to efficiently remove wrong associations.

The fitting routine performs those 3 steps until the χ^2 modification between 2 fits is below a typical value of 0.1.

The Kalman filter technique was implemented in two different ways: using weight and covariance matrices. The latter was found faster since it allows one to avoid several matrix inversions per hit when the effect of multiple scattering is taken into account.

A raw event from real data can be seen in Fig. 17. The result of DC reconstruction and particle identification is shown in Fig. 18.

An algorithm developed on the basis of the Kalman filter technique to search for potential break points corresponding to hard bremsstrahlung photons emission is discussed in Ref. [22].

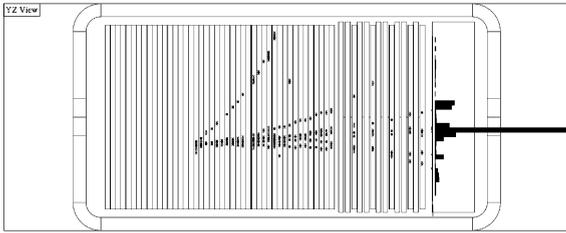


Fig. 17. Raw hits before the reconstruction in a real data event. One can easily see a dead drift chamber plane in the middle of the detector.

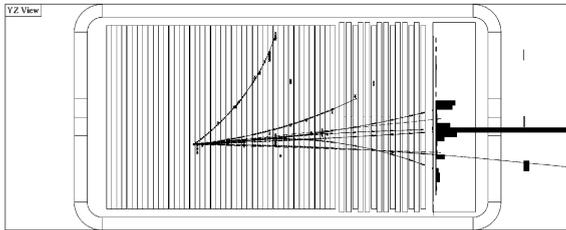


Fig. 18. The same event as in Fig. 17 after performing DC reconstruction and particle identification.

7.5. Vertex reconstruction

7.5.1. Vertex finding and fitting

The vertex reconstruction is performed with reconstructed tracks. The major tasks of the vertex package are:

- to determine the event topology (deciding upon which tracks should belong to which vertex);
- to perform a fit in order to determine the position of the vertex and the parameters of each track at the vertex;
- to recognize the type of a given vertex (primary, secondary, V^0 , etc.).

The vertex search algorithm proceeds as follows. For both ends of each track one calculates the minimal weighted distances to all the other tracks. Then one takes the point corresponding to the minimal distance as a starting vertex position; tracks close enough to the chosen point are added to the list of tracks of the candidate vertex. A fit algorithm (Kalman filter) is applied next to reject unmatching tracks. Finally, one defines the topology of the reconstructed vertex assuming the direction of the incoming particle and the balance

of momenta between tracks belonging to this vertex: e.g., a track connected by its end to a vertex could be either a parent track (scattering vertex or decay of a charged particle) or a track going backwards (in that case it has to be reversed, i.e. refitted taking into account energy losses in the right way). Additional vertices are searched for and reconstructed starting from unused track ends. The Kalman filter technique is used to allow fast vertex fit and provides a simple way to add or remove tracks from an existing vertex without completely refitting it.

7.5.2. Vertex position resolution

Most neutrino interactions in the active target occur in the passive panels of the DCs. Fig. 19 shows the distribution of primary vertices in a plane perpendicular to the beam. A fiducial cut of $-120 \leq x, y \leq 120$ cm is imposed. The gradual decrease of the beam intensity with radius can be easily seen. The 9 dark spots of high intensity are caused by the spacers which are inserted in the chambers in order to increase their rigidity and maintain the gap width (see Section 2.3).

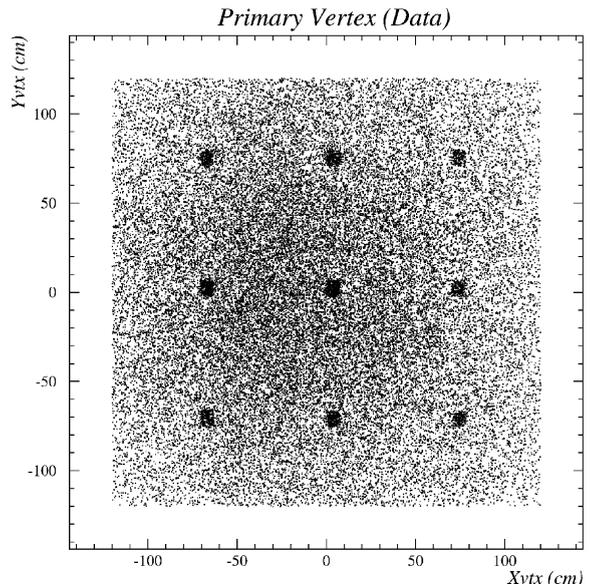


Fig. 19. The positions of reconstructed neutrino interaction vertices from experimental data in a plane perpendicular to the beam direction; see text for details.

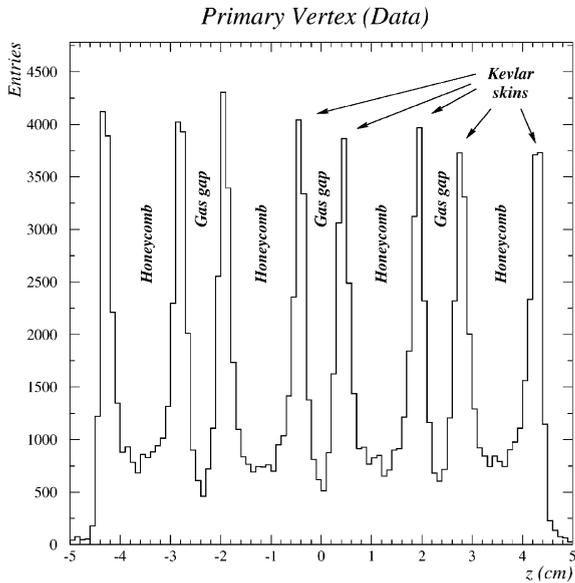


Fig. 20. The positions of reconstructed neutrino interaction vertices in the experimental data as measured along the beam direction; see text for details.

Fig. 20 shows the distribution of primary vertices along the beam direction. The information from all DCs has been folded to cover the region of ~ 10 cm around the center of each chamber. One can easily see that the bulk of neutrino interactions occurs in the walls of the DCs. The eight spikes in this distribution correspond to the kevlar skins of the DCs (see Fig. 2). Regions in z with a smaller number of reconstructed vertices correspond to the honeycomb panels and the three gas-filled drift gaps.

The vertex position resolution was checked using MC simulation. The results are presented in Fig. 21. Resolutions of 600, 90 and 860 μm in x, y and z respectively are achieved.

7.6. Implementation

The DC reconstruction is a software package written in C language in an object oriented way. It includes track and vertex search and fit, track extrapolation package and a graphical display which was found very useful to check the performances of the pattern recognition algorithms and to study possible improvements.

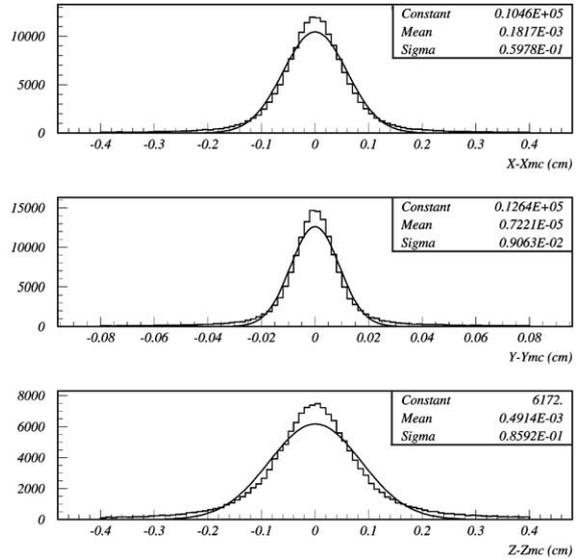


Fig. 21. The vertex position resolution for reconstructed ν_μ CC MC events. The resolution is 600, 90 and 860 μm for x, y and z respectively.

7.7. CPU considerations

The overall CPU time needed for the event reconstruction in the DCs strongly depends on the complexity of the event. Events with more than 1000 hits are not reconstructed. Genuine neutrino interactions are reconstructed in about 10 s on a PC at 300 MHz. Half of the time is spent in combinatorics, the other half in the extrapolation of candidate track parameters (and of the error matrix when needed) which is necessary when collecting hits and fitting tracks.

The reconstruction algorithms have been explicitly optimized to reduce the CPU time required. However, this optimization became less critical with a very fast increasing performance of low cost computers along the duration of the experiment.

8. Check of the drift chamber performances using experimental data

It was important to validate the claimed performances of the DCs using experimental data.

8.1. Momentum resolution

The momentum resolution provided by the DCs is a function of momentum and track length. For charged hadrons and muons traveling normal to the plane of the chambers, it can be approximated by

$$\frac{\sigma_p}{p} \approx \frac{0.05}{\sqrt{L}} \oplus \frac{0.008 \times p}{\sqrt{L^5}}$$

where the momentum p is in GeV/c and the track length L in m. The first term is the contribution from multiple scattering and the second term comes from the single hit resolution of the chambers. For a momentum of 10 GeV/c, the multiple scattering contribution is the larger one as soon as the track length is longer than 1.3 m.

Fig. 22 shows the resolution as a function of the number of hits (related to the track length) as obtained from a fit of real tracks. A momentum resolution of 3.5% in the momentum range of interest ($2 < p$ (GeV/c) < 10) is achieved.

For electrons, the tracking is more difficult because they radiate photons via the bremsstrahlung process when crossing the tracking system. This results sometimes in a drastically changing curvature. In this case, the momentum resolution as measured in the DCs is worse and the electron energy is measured by combining information from the DCs and the electromagnetic calorimeter [7,21].

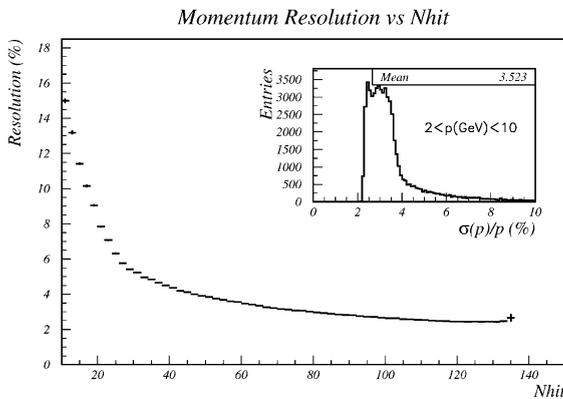


Fig. 22. Average momentum resolution as a function of the track length (number of hits in the fiducial volume of drift chambers). The inset shows the distribution of the number of tracks at a given resolution.

8.2. Neutral strange particles

A study of neutral strange particles can provide some information related to the performance of the DCs.

A decay of a neutral strange particle appears in the detector as a V^0 -like vertex: two tracks of opposite charge emerging from a common vertex separated from the primary neutrino interaction vertex [18,25,26]. Fig. 23 shows an example of a reconstructed data event with two such V^0 's.

The quality of the reconstruction in the NO-MAD drift chambers allows a precise determination of the V^0 decay kinematics as can be seen on the so-called Armenteros' plot (Fig. 24). This

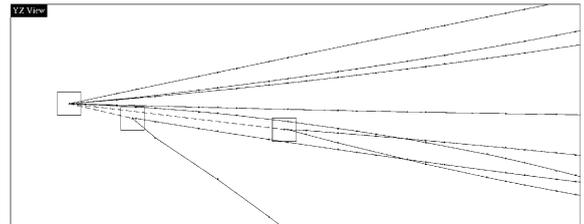


Fig. 23. A reconstructed data event (zoom on the primary vertex) containing 2 V^0 vertices identified as Λ and $\bar{\Lambda}$ decays. The scale on this plot is given by the size of the vertex boxes ($3 \times 3 \text{ cm}^2$).

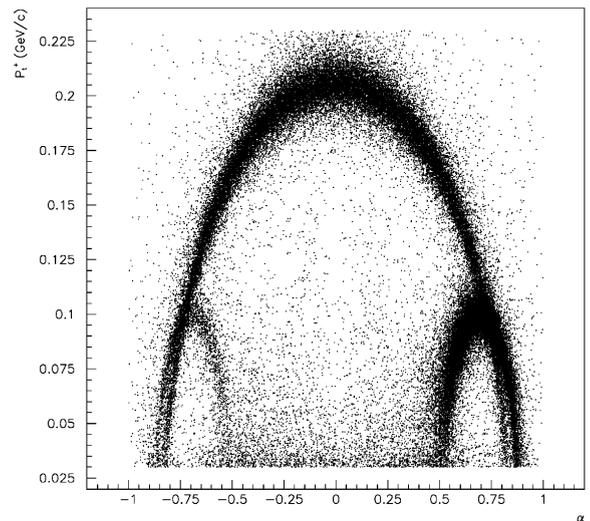


Fig. 24. Armenteros' plot for reconstructed V^0 's: K_s^0 's cluster on the large central ellipse, Λ 's on the small right ellipse and the smaller sample of $\bar{\Lambda}$'s on the left one.

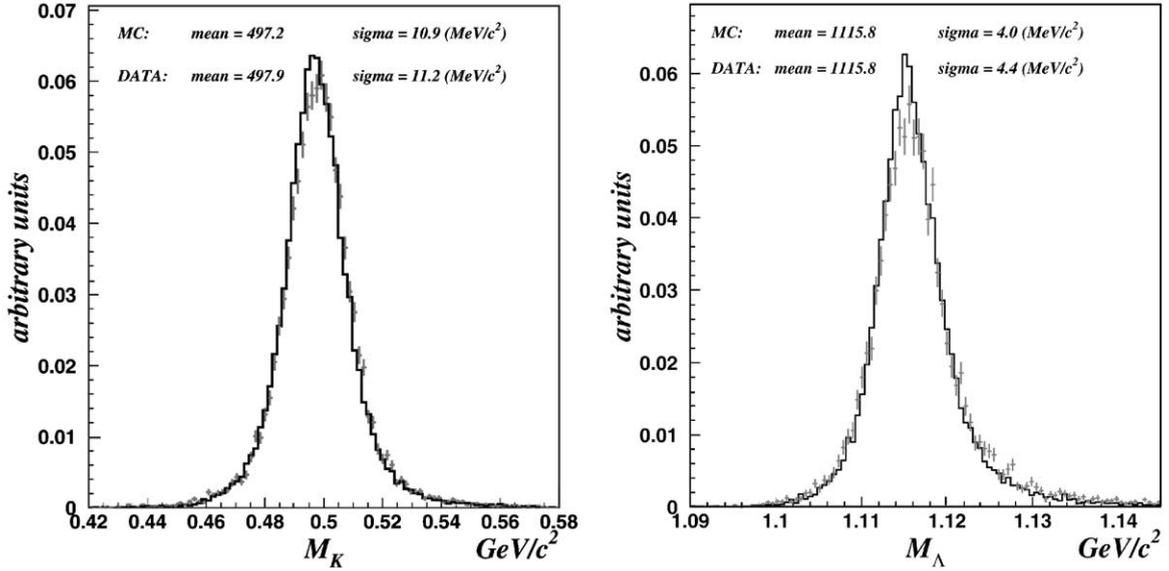


Fig. 25. Invariant mass distributions for identified K_s^0 's (left) and Λ 's (right).

figure is obtained by plotting for each neutral decay the internal transverse momentum (P_t^+), versus α , the asymmetry of the longitudinal momenta of the two outgoing tracks ($\alpha = (P_1^+ - P_1^-)/(P_1^+ + P_1^-)$). Without any cut, each type of neutral strange particle appears clearly in the figure. V^0 's allow to check the quality of the DC reconstruction by computing invariant masses corresponding to different neutral strange particle hypotheses ($K_s^0, \Lambda, \bar{\Lambda}$):

$$M^2 = M_+^2 + M_-^2 + 2(E^+E^- - P^+P^- \cos \theta)$$

where M_+ and M_- are the masses of positive and negative outgoing particles, E^+ and E^- are their energies and θ is the angle between them. Fig. 25 shows K_s^0 and Λ normalized invariant mass distributions for both data and Monte Carlo. The widths of these distributions are related to the momentum resolution and are in good agreement with what is expected from Fig. 22.

8.3. Test of the global alignment of the drift chambers

The alignment procedure described in Section 6 may lead to a systematic displacement of the

calculated wire positions with respect to the real positions, so that a straight track would appear to be slightly curved. This would obviously bias the momentum measurement. We show now how we used V_0 decays to measure such a bias and eventually correct for it. If we call the curvature bias ε ($\varepsilon = \langle 1/p_{\text{rec}} - 1/p_{\text{true}} \rangle$), its influence on the above mentioned reconstructed invariant mass can be written as

$$M \simeq M_T + \varepsilon \frac{\partial M}{\partial \varepsilon} = M_T + \frac{\varepsilon}{M} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial M^2}{\partial \varepsilon} \right)$$

where M stands for reconstructed and M_T for the world average experimental value [27] of the invariant mass. The term $(1/2)(\partial M^2/\partial \varepsilon)$ can be expressed as

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{\partial M^2}{\partial \varepsilon} &= (P^+ - P^-) \\ &\times \left(P^+P^- \cos \theta - E^+E^- + \frac{M_+^2M_-^2}{E^+E^-} \right) \\ &+ \frac{P^+P^-}{E^+E^-} (P^-M_+^2 - P^+M_-^2). \end{aligned}$$

The evaluation of the momentum bias consists in fitting the distribution $M = f(\partial M/\partial \varepsilon)$ by a straight line. The fitted M_T must be in good agreement with

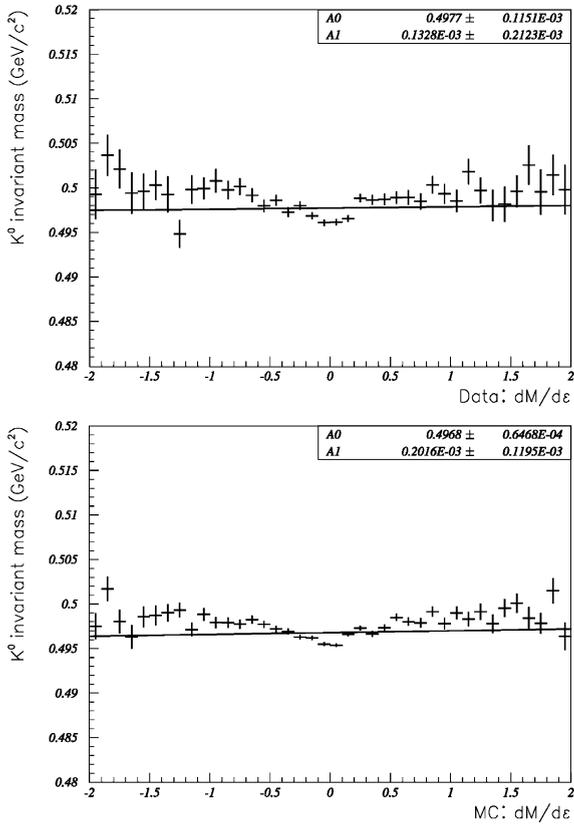


Fig. 26. Invariant mass as a function of $\partial M/\partial \varepsilon$ for both data and Monte Carlo. The result of the fit is also shown. One notices that the distribution significantly departs from a straight line, however in the same way in the simulation and the data, and symmetrically around zero. Since the measurement of the curvature bias only relies on the difference between negative and positive sides of the distribution, we can measure the bias using the procedure described in the text. The systematic variations around the fit are below 1%, and we interpret them as small inaccuracies in the track model used in the track fit, which show up when averaging over a large number of tracks.

what is expected from Ref. [27] and the momentum bias ε is given by the slope parameter of the fit.

From all V^0 decays reconstructed in the NOMAD setup, only the K_s^0 's are symmetric in the decay phase space and have the same energy loss (dE/dx) for the daughter particles. The bias evaluation has been performed using a sample of 10,540 K_s^0 's with a purity of 99% [26].

The obtained results (see Fig. 26) are the following (in units of $(\text{TeV}/c)^{-1}$): $\varepsilon = 0.1 \pm 0.2$

in data and $\varepsilon = 0.2 \pm 0.1$ in simulated events. It is only by chance that the value measured in real data comes out to be compatible with zero, and we did not have to correct the wire positions obtained by the alignment procedure (Section 6).

The results show that there is no momentum bias. One can give a physical interpretation of the found values. A bias of $0.1 (\text{TeV}/c)^{-1}$ corresponds to a 10 TeV/c particle reconstructed as a straight track (infinite momentum). The bias on the momentum measurement of a 100 GeV/c track is of the order of 1% and it falls down to 0.1% for a 10 GeV/c track (both values are below the intrinsic resolution of the DCs).

The mean momentum of secondary particles produced in neutrino interactions in the NOMAD detector is lower than 10 GeV/c . We can consider that the momentum bias has a negligible effect on the estimation of track momenta.

9. Conclusions

The primary aim of the NOMAD experiment was to search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ oscillations, using kinematical criteria to sign the presence of the τ production and decay. This was made possible thanks to a set of large drift chambers which at the same time provided the target material for neutrino interactions and the tracker of charged particles. The technology used to produce the drift field allowed the high density of measurement points which would be difficult to achieve by conventional techniques. Furthermore, these chambers were built at a reasonable cost. The chambers ran satisfactorily during 4 years, and the NOMAD experiment was able to push by more than one order of magnitude the previous limits on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [2] and $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$ [28] oscillation probability in a region of neutrino masses relevant for cosmology. The chambers played also a crucial role in several precise studies of particle production in neutrino interactions [29].

Acknowledgements

The Commissariat à l'Énergie Atomique (CEA) and the Institut National de Physique Nucléaire et

de Physique des Particules (IN2P3/CNRS) supported the construction of the NOMAD drift chambers. We are grateful to the technical staff of these two institutions, namely to the following departments: Service de Gestion des Programmes et d'Ingénierie (SGPI), Service d'Etudes des Détecteurs (SED), Service d'Instrumentation Générale (SIG), Service d'Electronique et d'Informatique (SEI). We particularly acknowledge the help of D. Le Bihan for the relations with industry, J.-L. Ritou for safety and quality insurance, P. Nayman for his expertise on electromagnetical compatibility problems, M. Serrano and R. Zitoun for their help in the software development and P. Wicht for the detector integration at CERN.

We would also like to warmly thank the whole NOMAD collaboration for their financial and technical support in solving the problems encountered with the strip glueing. Special thanks are due to L. Camilleri, L. Di Lella, M. Fraternali, J.-M. Gaillard and A. Rubbia, as well as J. Mulon, K. Bouniatov, I. Krassine and V. Serdiouk for their strong involvement and to all the physicists and technicians who participated in the CERN repair workshop.

References

- [1] P. Astier, et al., Search for the oscillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$, CERN-SPSLC/91-21, CERN-SPSLC/91-48, CERN-SPSLC/91-53.
- [2] J. Altegoer, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 431 (1998) 219;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 453 (1999) 169;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 483 (2000) 387.
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], CERN-EP/2001-043, hep.ex/0106102, Nucl. Phys. B, in press.
- [3] C.H. Albright, R.E. Shrock, Phys. Lett. B 84 (1979) 123.
- [4] M. Barranco-Luque, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 176 (1980) 175.
- [5] J. Altegoer, et al. [NOMAD Collaboration], Nucl. Instr. and Meth. A 404 (1998) 96.
- [6] G. Bassompierre, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 403 (1998) 363;
G. Bassompierre, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 411 (1998) 63.
- [7] D. Autiero, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 373 (1996) 358;
D. Autiero, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 387 (1997) 352;
D. Autiero, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 411 (1998) 285.
- [8] A. Peisert, F. Sauli, CERN 84-08, 13 July 1984.
- [9] G. Charpak, F. Sauli, W. Duinker, Nucl. Instr. and Meth. A 108 (1973) 413.
- [10] A. Breskin, G. Charpak, F. Sauli, M. Atkinson, G. Schultz, Nucl. Instr. and Meth. A 124 (1975) 189.
- [11] V. Uros, Ph.D. Thesis, Paris VI, 1995 (in French).
- [12] LeCroy Corp., Model 1876, 96 Channels Fastbus TDC manuals.
- [13] J.-P. Meyer, Thèse d'habilitation, Paris VII, 1999 (in French).
- [14] Stanford Research Systems, Model DG535 Digital delay/Pulse generator manuals.
- [15] M. Vo, Ph.D. Thesis, Paris VII, 1996 (in French).
- [16] K. Eggert, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 176 (1980) 217.
- [17] LabView User Manual for Sun (September 1994 Edition), National Instruments Corporation, Austin, TX, 1992, 1994.
- [18] K. Schahmaneche, Ph.D. Thesis, Paris VI, 1997 (in French).
- [19] E. Gangler, Ph.D. Thesis, Paris VI, 1997 (in French).
- [20] N. Besson, Ph.D. Thesis, DAPNIA-SPP-99-1005, 1999 (in French).
- [21] B.A. Popov, Ph.D. Thesis, Paris VII, 1998;
<http://www-lpnhep.in2p3.fr/Thesards/lestheses.html>;
<http://nuweb.jinr.ru/~popov>.
- [22] P. Astier, A. Cardini, R.D. Cousins, A. Letessier-Selvon, B.A. Popov, T. Vinogradova, Nucl. Instr. and Meth. A 450 (2000) 138.
- [23] R. Frühwirth, Application of filter methods to the reconstruction of tracks and vertices in events of experimental high energy physics, HEPHY-PUB 516/88 Vienna, December 1988.
- [24] P. Billoir, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 241 (1985) 115.
- [25] P. Rathouit, Ph.D. Thesis, DAPNIA/SPHN-97-03T, 1997 (in French).
- [26] C. Lachaud, Ph.D. Thesis, Paris VII, 2000 (in French).
- [27] D.E. Groom, et al. [Particle Data Group], Review of Particle Properties, Eur. Phys. J. C15 (2000) 32.
- [28] P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 471 (2000) 406.
- [29] J. Altegoer, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 428 (1998) 197;
J. Altegoer, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 445 (1999) 439;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 479 (2000) 371;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Phys. Lett. B 486 (2000) 35;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. B 588 (2000) 3;
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. B 601 (2001) 3.
P. Astier, et al. [NOMAD Collaboration], Nucl. Phys. B 605 (2001) 3.

Pad segmentation for stations 4 and 5 of the ALICE Muon spectrometer CPC's

A. Baldisseri, H. Borel, I. Chevrot, J. Gosset, F. Staley, Y. Terrien,
P. Ageron, P. De Girolamo, L. Gosset, P. Hardy, J.C. Lugol,
DAPNIA CEA/Saclay

J.P. Cussonneau, P. Lautridou, L. Luquin, M. Dialinas
SUBATECH Nantes

Abstract

A pad segmentation based on 3 types of PCB's for each cathode plane for the stations 4/5 is presented. PCB's of $40 \times 40 \text{ cm}^2$ are used with only one pad size on each. The 4 chambers are builded with the same mechanics and the electronics is only implemented inside the acceptance. This solution leads to an easier design and construction. The total number of channels for the stations 4 and 5 are found to be 487 680.

1 Introduction

Modular solutions for the CPC's (Cathode Pad Chamber) and CSC's (Cathode Strip Chamber) for the last 2 stations of the ALICE Muon spectrometer have been discussed during the last few months. Among the advantages of a modular solution over a more standard approach (see the Technical Proposal [1] for more details) for a large wire chamber we can find : reliability in case of wire breaking, easy construction and task sharing, low cost, small tickness in radiation length, ...

One of the important challenges in the LHC heavy ion collisions is to be able to cope with the high particle multiplicity with a reasonable number of channels. We review a pad segmentation consistent with a simple design where the occupancy stays around the 5% value required by the ALICE Muon spectrometer tracking.

2 Requirements

In order to achieve the physics goals, a resolution $< 100 \mu\text{m}$ in the bending plane (Y) and $\approx 2 \text{ mm}$ in the non-bending plane (X) are needed [1].

One of the main criteria that dictates the segmentation is the particle density. Several codes [1] have been used by the ALICE collaboration to get the density distributions which are expected in a Pb-Pb central collision. The *official* particle density distributions coming after the Evian meeting [2] are shown for the last 2 stations in fig. 1. A security factor of 2 is already included in these distributions. As we see, the particle density decreases with the radius exponentially. For our purpose here we take the following distribution for station 4 and 5 :

$$f(r) = e^{\alpha r + \beta}$$

with $f(r = 50 \text{ cm}) = 10^{-2} \text{ particles/cm}^2$ and $f(r = 260 \text{ cm}) = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ particles/cm}^2$. We get $\alpha = -9.03 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ and $\beta = -4.15$.

The number of particles between two radii R_1 and R_2 is then given by :

$$N = \int_{R_1}^{R_2} 2\pi r f(r) dr = \frac{2\pi e^{\beta}}{\alpha^2} \{e^{\alpha R_2}(\alpha R_2 - 1) - e^{\alpha R_1}(\alpha R_1 - 1)\}$$

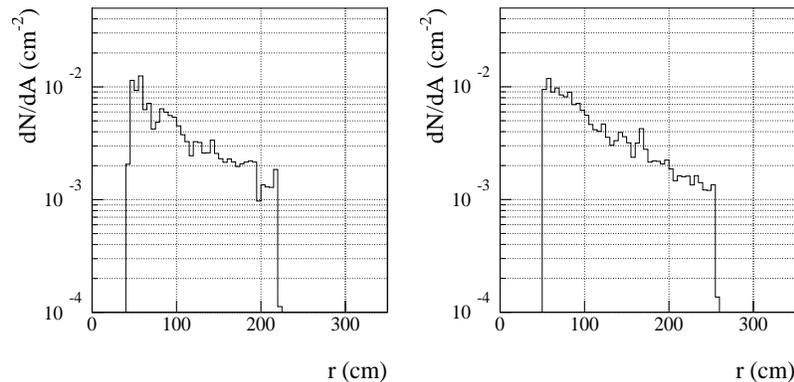


Figure 1: Particle density versus radius for stations 4 (left) and 5 (right)

PCB type	Δx (cm) \times Δy (cm)	number of MCM's	number of channels
1	2.5×0.5	20	1280
2	5×0.5	10	640
3	10×0.5	5	320

Table 1: Pad segmentation for the PCB's in the bending plane (Y)

We obtain for instance $N = 730$ particles between 50 and 260 cm which is the standard coverage of station 5 [1].

Since the dimensions of the chambers are rather close for stations 4 and 5, we suggest to build only one type of chamber in order to simplify the design and the construction. This unique chamber can have an inner radius of 40 cm and an outer one of 260 cm for the active area. Since the beam pipe absorber has a radius of 30 cm, then we have 10 cm for the mechanics. We can decide not to fully implement the electronics in the outer part of some modules, this is of course the case for the chambers of station 4.

Several constraints come from the PCB's (Printed Circuit Board). It is difficult to find in industry PCB's larger than ≈ 50 cm at a reasonable price. There is also a limitation for the etching precision which leads for the standard quality of PCB's to a pitch greater than $400 \mu\text{m}$ between two lines in the circuit.

Another point concerns the electronics integration. For the tracking chambers, the 16-channel GASSIPLEX chip is implemented in a MCM (Multi Chip Module) board containing 4 chips. This leads to a simplification if each PCB board contains a number of pads divisible by 64.

3 PCB geometry and segmentation

One has to cover the maximum amount of the active area limited by the 2 radii (40 and 260 cm), which leads to a natural choice for the PCB active area of 40 cm x 40 cm. To simplify the PCB design and building we propose to use only one pad dimension in a given PCB. The pad sizes are taken to fit as close as possible to the density and to satisfy the requirements of section 2, which leads to 6 different PCB types (3 for X and 3 for Y measurement).

For the bending plane cathodes (perpendicular to the anodes wires), pads with a width of 0.5 cm are used to measure the Y coordinate. This solution has been extensively tested and satisfies the resolution requirements ($< 100 \mu\text{m}$ in the bending plane) [3] if we use a wire spacing and a half gap of 2.5 mm. The pads of each PCB are read on top and on bottom, giving for the smaller pads (worst case) a $625\text{-}\mu\text{m}$ pitch for the readout lines, well above the $400 \mu\text{m}$ limit quoted previously. Table 1 gives the pad size used for each PCB type in the bending plane. The pad width in the X coordinate goes from 2.5 cm to 5 cm, and then to 10 cm. The number of channels per PCB is always equal to a multiple of 64 to fit to an integer number of MCM's in the bending plane.

For the non-bending plane cathodes, a pad width of 1 cm covering 4 wires is a convenient choice for the X coordinate measurement ($1 \text{ cm} / \sqrt{12} \approx 2.8 \text{ mm}$). Most of the time 2 pads are fired, leading to a resolution better than 2 mm. In order to keep the occupancy at the same level for the 2 cathodes planes, we suggest the

PCB type	Δx (cm) \times Δy (cm)	number of MCM's	number of channels
1	1×2.5	10	640
2	1×5	5	320
3	1×10	2.5	160

Table 2: Pad segmentation for the PCB's in the non-bending plane (X)

PCB type (X or Y)	number of PCB's (X + Y)	number of channels (X + Y)
1	28 + 28	35840 + 17920
2	44 + 44	28160 + 14080
3	Station 5	72 + 72
	Station 4	36 + 36
Total	Station 5	288
	Station 4	216
		130560
		113280

Table 4: PCB distribution for one chamber

pad sizes given in table 2 for the non-bending plane. We observe that the number of channels don't fit with an integer number of MCM only in one case.

The distribution of the 3 PCB types in each cathode is dictated by the maximum occupancy that can be tolerated for pattern recognition. Each PCB of a given type in the bending plane is in front of the same PCB type in the non-bending plane. Fig. 2 and table 4 shows one configuration for the PCB's geometry for the chambers of station 4 and 5. This solution leads to 487 680 channels for the 4 chambers of 2 stations.

4 Occupancy and ghosts

Fig. 3 gives the corresponding pad occupancy for the 3 PCB types in the bending plane cathode for one chamber of station 5, assuming that each particle hit is seen by 3 pads in the Y direction. We use a radius of 0.75 cm [4] for the charge influence region, leading to a 6 pads fired when the hit is near the pad boundary. For this simulation, 1 million events of 760 particles each was generated according to the density distribution of section 2.

As we can see the occupancy for all pads stays at reasonable level compared to 5%. As an example, fig. 4 shows the occupancy for the type-1 PCB closest to the beam pipe.

Since the X and Y coordinates are measured in 2 different cathodes planes, if we have more than 2 hits in the area formed by the rectangle XY, we have an ambiguity to match each Y position to the corresponding X position. In that case we have *ghosts* hits added to the real hits. We can calculate the probability to find one signal hit together with a background hit in the same XY rectangle. The fig. 5 shows this probability for each PCB type. The level for the pads of type 3 PCB's (outer region) are in the 15-20 % range, which could produce troubles in the tracking procedure. This point has to be checked with care using the simulation/tracking programs. Nevertheless we can use the charge correlation between the 2 cathodes to help the matching of X and Y coordinates. The PNPI Gatchina team test recently this possibility in a chamber prototype [5], and they found that the X and Y mismatching could be below 3% using 0.5 cm width strips. It is not proved that charge correlation is feasible with wider strips.

5 Conclusion

We show that it is possible for the large chambers to find out a reasonable PCB geometry configuration using only 3 pad sizes for each cathode with one single pad size per PCB. This configuration fulfills the requirements and ensures an easy design and construction. The total number of channels for the 4 chamber (487 680) is found to be $\approx 65\%$ larger than in the Technical Proposal [1] whereas the density was increased by a factor 2.5 at small radius.

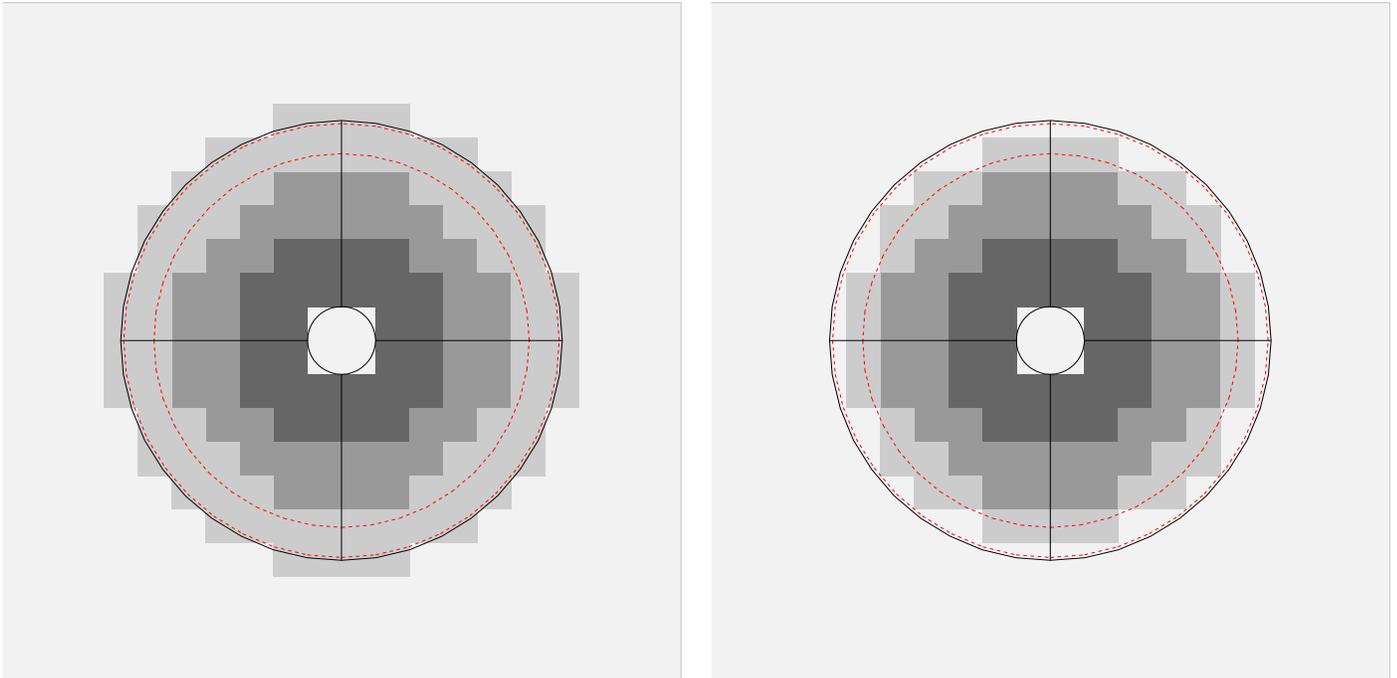


Figure 2: PCB geometry distribution in the chamber for station 5 (left) and station 4 (right). Type 1 (deep grey), type 2 (medium grey) and type 3 (light grey). The 2 limit circles 40 and 260 cm of radius are shown (solid lines). The 2 circles (dashed lines) of radius equal to 256.5 and 221 cm corresponding to the Technical Proposal limits.

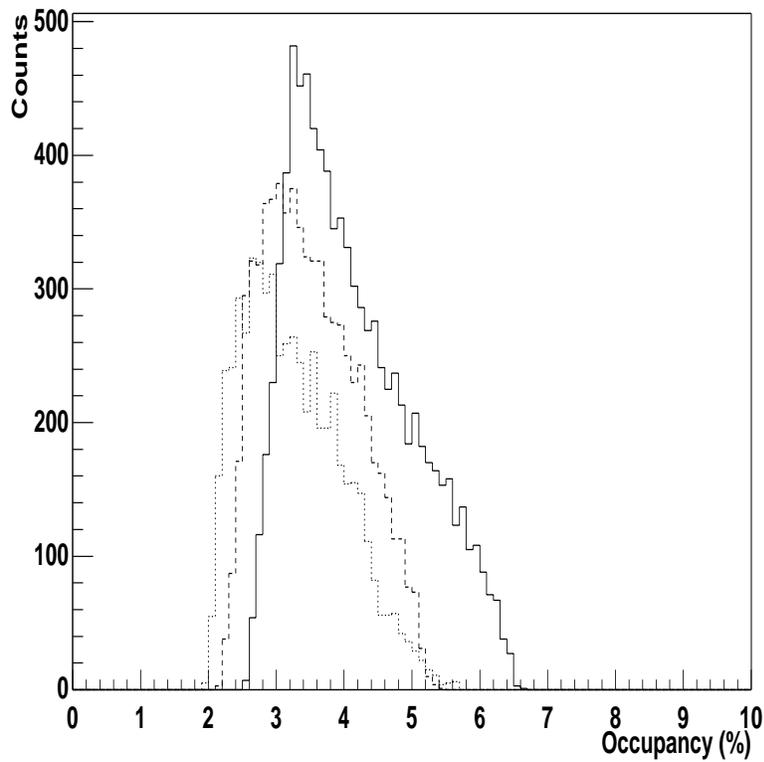


Figure 3: Occupancy distribution for one chamber of station 5 in the bending plane for pads in the 3 types of PCB : type 1 (solid line), 2 (dashed line) and 3 (dotted line)

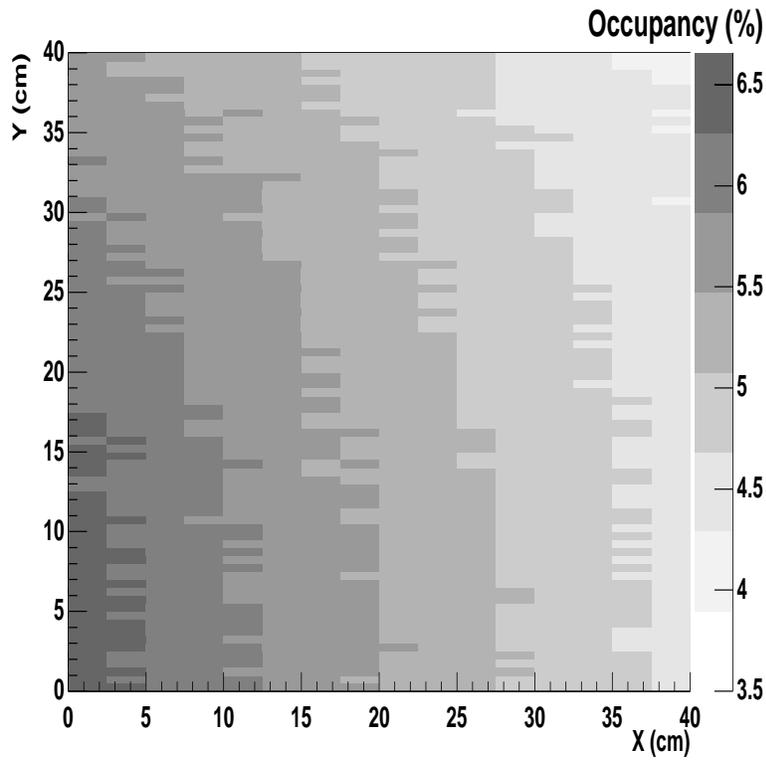


Figure 4: Pad occupancy for the type-1 PCB closest to the beam

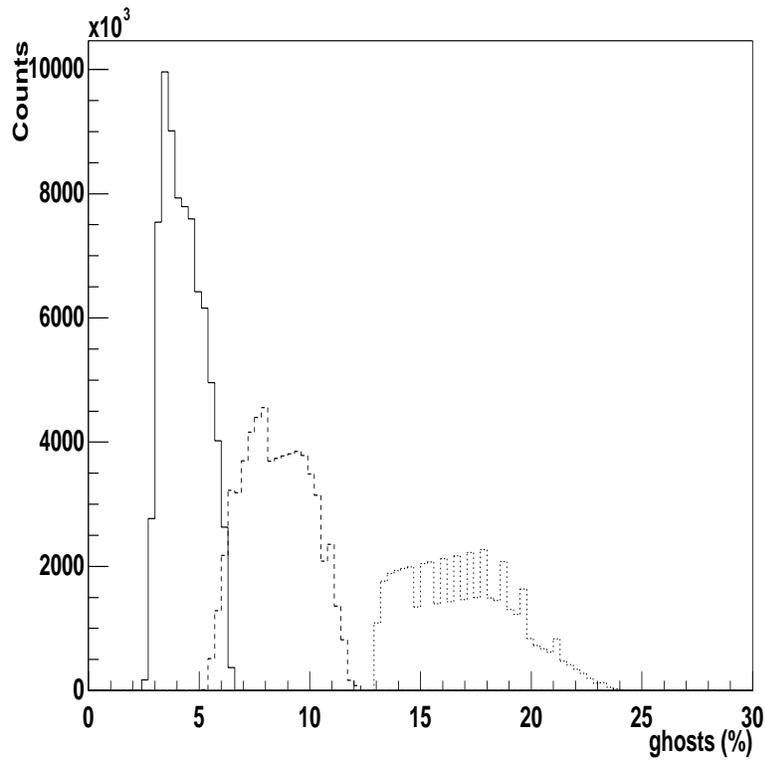


Figure 5: Probability to find a signal hit with a noise hit in the XY association for the 3 PCB types : 1 (solid line), 2 (dashed line) and 3 (dotted line)

Since only one type of chamber is used, one requires less tooling and less spares have to be built. A complete simulation using a more realistic geometry with module superposition and a cluster simulation could be the next step.

If the tracking procedure can not handle with the level of ghosts, the charge correlation could be an interesting solution. If the major part of ambiguities can be solved, we could use only one strip size ($0.5 \times 10 \text{ cm}^2$) in the non-bending plane. The number of channels of this solution is about the same that the solution presented here and would give only a few % of mismatching to the tracking. More tests and simulatons are needed to conclude.

References

- [1] The forward muon spectrometer. Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-32, LHCC/P3-Addendum 1, 15 Oct. 1996.
- [2] ALICE Muon spectrometer meeting, Feb. 1-5 1999, Evian, France.
- [3] See for instance the chapter 2 of the Muon Spectrometer TDR.
- [4] See also note ALICE/99-23
- [5] PNPI test beam results and V. Nikulin private communication.

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH
European Laboratory for Particle Physics



Internal Note/DIM

ALICE reference number

ALICE-INT-2002-023 1.0

Institute reference number

Date of last change

15 July 2002

Results of Slat CPC Prototype Test for ALICE Dimuon Spectrometer

Authors:

M. Boudjemline, H. Carduner, D. Charrier, J.P. Cussonneau, M. Dialinas^a,
Ch. Finck, S. Fresneau, P. Lautridou, L. Luquin, P. Pichot, D. Thers^a,
A. Baldisseri, H. Borel, E. Dumonteil, J. Gosset, D. Jourde^b,
J.C. Lugol, F. Orsini, Y. Penichot, J.P. Robert, F. Staley^b,
M. Arba, S. Basciu, C. Cicaló, A. De Falco, D. Marras, A. Masoni^c,
S. Panebianco, G. Puddu, S. Serci, E. Siddi, L. Tocco, M. Tuveri, G. Usai^c,
G. Chabratova^d,
M.P. Comets, P. Courtat, Ch. Diarra, B. Espagnon, D. Guez, Y. Le Bornec^e,
M. Mac Cormick, J.M. Martin, S. Rousseau, T. Sinha, N. Willis^e,
V. Nikulin^f

a) SUBATECH, Nantes, France

b) DAPNIA/SPhN, CEA-Saclay, France

c) INFN and University, Cagliari, Italy

d) JINR, Dubna, Russia

e) IPN, Orsay, France

f) PNPI, Gatchina, Russia

Abstract

A full size Slat prototype of a Cathode Pad Chamber has been tested in a π^- beam at the CERN PS in October 2001. The results of these tests are presented in this note. In particular, a study of the spatial resolution and the efficiency has been made: the spatial resolution is found to be around $80 \mu m$ while the efficiency is greater than 96 %.

1 Introduction

The three rear stations of the ALICE dimuon spectrometer will be built with the slat concept proposed in the Technical Design Report (TDR) [1]. In this case the chamber is made by vertically assembling some horizontal modules called “slat” of different lengths to cover the acceptance of the spectrometer. Each slat consists of an anode plane with vertical wires and two cathode planes made with Printed Circuit Board (PCB) glued onto a sandwich structure. The use of light composite material allows to minimize the weight and the average radiation length of the chamber ($< 2\%$ of X_0). Moreover, by reducing the total length of the anode wires, the stress can be minimized, the mechanical structure is simplified and reliability is increased. In this design the wires are not soldered but glued with epoxy resin in order to avoid chemical induced failure of the wires. The slat is finally closed with RTV glue, to ensure the gas tightness and the rigidity of the detector but remains able to open. The cathode pad planes and the corresponding connectors for the Front End Electronics (FEE) are made using the same double faced PCB in order to minimize the length of the strips. On the other side of the PCB, the connecting lines of the read out system are located, taking information from the strips by a metalized hole and bringing it to the connector of the front end electronic card. We will report in this note the results obtained concerning the efficiency and the spatial resolution of a full size slat prototype. The dimension of the active area of this detector is 2400×400 mm², corresponding to the biggest slat of this design.

2 Prototype Description

The main idea of the slat design is to remove all metallic parts of the detector except the anode wires and the copper of the PCB. Consequently, only composite and synthetic materials are used in the assembly process of the slat. The anode plane is made with $20\ \mu\text{m}$ diameter Tungsten Rhenium (97 %W + 3 % Re) wires glued with epoxy resin on a Noryl (PPO) spacer. The small length of the anode wires (40 cm, type: LUMA861/60) allows to reduce the mechanical strength to about 40 g. The positioning (pitch and gap) of the wire is achieved by a V-shaped groove. The electric connection between wires is ensured by copper strip/conductive epoxy of 4 mm width. The anode wire pitch and the anode to cathode distance are 2.5 mm. Thus the two cathode planes are separated by a 5 mm gap filled with Ar-CO₂ (80:20) gas mixture. Each cathode plane is glued on a 8.4 mm thick carbon sandwich panel made with two $200\ \mu\text{m}$ carbon skins separated by a 8 mm Nomex honeycomb layer. Each carbon skin is made of two $100\ \mu\text{m}$ thick high modulus carbon fiber skins assembled perpendicularly to obtain pseudo isotropic properties.

To minimize the electronic noise, the capacitance has been decreased by gluing a 0.25 mm Nomex foil between the PCB and the carbon sandwich. Figure 1 shows a schematic view of this prototype. The cathode pads are printed on 400 μm thick FR4 board. The dimension of the modular cathode active area is $(6 \times 400) \times 400 \text{ mm}^2$, and the total size of a standard PCB is $400 \times 580 \text{ mm}^2$. Thus the Front End Electronic cards, named MANU345, can be plugged at the edge of the detector as shown in Fig. 1. The size of the pads is $25 \times 5 \text{ mm}^2$ in the bending plane (i.e. when the longest dimension of the pad is perpendicular to the anode wire) and $7.14 \times 25 \text{ mm}^2$ in the non-bending plane. The amount of copper is reduced as much as possible by using a double sided 9 μm layer on FR4 substrate. Due to the etching process, the total copper thickness is around 20 μm but not well known. Measurements of the real thickness of the copper will be achieved soon. The read-out lines connected to the cathode strips through vias are 180 μm wide and their lengths range from 9 mm to 199 mm. The minimum distance between two read-out lines is 150 μm . More details can be found in Ref. [2].

3 Experimental Setup

The slat prototype was tested in the T10 area of the PS complex at CERN. The beam used was 7 GeV/c momentum π^- . The tracking system was made by 5 X and 5 Y silicon strip detectors. The width of the strips is 50 μm giving a resolution around 15 μm . Three of them were placed in front of the CPC prototype and two behind. Each silicon detector has 768 channels, read by a dedicated electronic based on multiplexed chips. The CPC front end electronics (FEE) is equipped with GASSIPLEX 3-07 [3]. For the final electronics, the GASSIPLEX chips will be replaced by the MANAS chips produced in India. Fig. 2 describes the setup with the relevant position of each element. The trigger was made by a coincidence between a cross of two scintillators placed in front of the first silicon detector and a second one placed after the last silicon layer (this defined a small area $20 \times 20 \text{ mm}^2$ and only tracks parallel to the beam were accepted). The trigger rate was not limited by this small area but by the DAQ system and the number of channels to read. The frame supporting the chamber was able to move along the two directions perpendicular to the beam (X and Y). Thus a scan of the chamber was possible, as well as a rotation of the chamber.

4 Noise Characteristics

The measured level of noise ranges between 0.9 and 1.1 ADC channels (Fig. 3), which corresponds to 1150 to 1400 electrons (0.18 fC and 0.22 fC). This noise level has been achieved by linking all the planes (panels' carbon skins and PCB ground) to a common ground, floating during the test beam and not connected to the general ground of the experimental hall. The total noise of the device is the sum of two contributions. The first one is the intrinsic noise level of the FEE (~ 500 electrons) and the second one is due to the overall capacitance seen by the GASSIPLEX. As shown in Fig. 4, the noise level is little dependent on the length of the read-out strips connecting the pads to the electronics.

5 Analysis Method

5.1 Reference tracks

As mentioned in the above section, the five silicon detectors are used to determine the trajectory of the particle. A straight line fit is performed imposing the condition that all 5 planes fired in each direction, with a 4σ online pedestal subtraction. Only the cluster with the maximum charge is considered for each plane. Taking into account multiple scattering ($1\% X_0$ for the CPC, $3\% X_0$ for the 10 Silicon planes), and the error on the track fit, this setup allows to have reference tracks with an accuracy around $\sigma \sim 40 \mu\text{m}$.

5.2 Cluster finding in the Slat CPC

The first step of the chamber analysis is to find clusters among fired pads. The cluster finding is done independently in the bending and non bending cathode planes. The procedure finds all the clusters of the slat. Then only the cluster with maximum charge (considered as the beam signal) is kept to determine the position of the cluster.

5.3 Resolution and reconstruction efficiency definitions

Each track is extrapolated to the Z-position of the chamber, giving the corresponding X, Y position of the particle through the chamber.

The spatial resolution of the slat is derived from Gaussian fits of the residuals, defined as the distance between the extrapolated tracks and the position measured in the chamber. Several methods have been applied to determine the resolution of the slat (see next section). The resolution is not corrected for multiple scattering of the pions.

In the following the reconstruction efficiency is given by the ratio of the number of clusters found in the chamber and the reconstructed tracks from the silicon detectors, for a window of residuals less than 1 mm.

The absolute tail is defined as the relative amount of events outside the window $\pm 300 \mu\text{m}$ (within the $\pm 1 \text{ mm}$ range), with respect to the center of the residual distribution.

For this analysis, an off-line pedestal subtraction of 3σ has been chosen for the slat signal.

5.4 Position reconstruction with a Mathieson fitting procedure

Two different methods were studied for the reconstruction of the particle position on both cathodes independently:

- The first one is a simple center of gravity calculation from all induced charges in a cluster. This method implies the usual correction depending on the distance of the particle to the central pad position (i.e: the pad crossed by the particle). The same kind of correction has been applied to all the clusters, even if it depends on the number of pads it contains.
- The second method is a full two dimensional fit to the charge distribution with a realistic function, namely a Mathieson charge distribution. As the CPC is asymmetric in X/Y, this distribution is defined by two parameters: K_{3x} and K_{3y} . Their values are only defined by some characteristics of the detector's geometry, namely: the anode-cathode distance, the anode wire pitch and the anode wire radius. In our case, the values for the parameter $\sqrt{K_3}$ are given in Table 1 (see Ref. [4,5]).

$\sqrt{K_{3x}}$	$\sqrt{K_{3y}}$
0.761577	0.714143

Table 1: $\sqrt{K_3}$ in the X and Y directions

In its simplest version (one cluster), the Mathieson fitting algorithm con-

sists of minimizing the following χ^2 :

$$\chi^2(x_{rec}, y_{rec}) = \sum_i \{(q_{meas}^i - q_{Math}^i(x_{rec}, y_{rec}))/\sigma_{meas}^i\}^2$$

where q_{meas}^i is the measured individual charge of the pads in one cluster and $q_{Math}^i(x_{rec}, y_{rec})$ is the Mathieson function of the reconstructed position (x_{rec}, y_{rec}) . A same noise ($\sigma_{meas}^i = 1$ ADC channel) on each pad is assumed in the function $\chi^2(x_{rec}, y_{rec})$. The minimization is based on the Minuit package.

Both methods lead to about the same performances but the Mathieson fit benefits from being less sensitive to the possible variation of the anode-cathode distance and it does not require additional corrections. Moreover the fit to a known charge distribution becomes necessary in the high density environment of ALICE where close hits have to be disentangled. The results shown in this paper have been obtained with the Mathieson fit method.

6 High voltage dependence

Several high voltages were applied in the range 1600 to 1825 V to the third section, among six available, of the slat. The beam spot illuminated a region centered at the position X=51, Y=16 cm with respect to the middle of the chamber over an area of about 2 cm². No calibration of the electronics channels has been performed during this analysis since it was not available on the current version of MANU345.

Fig. 5 shows the evolution of the total cluster charge as a function of the high voltage for the bending plane. The most probable value of the Landau fit of the distribution is plotted on this figure. The conversion into charge units assuming an amplification of the GASSIPLEX of 3.6 mV/fC and an ADC range of 3 V for 4096 channels gives an absolute gain of the order of few 10⁴ at 1700 V. The cluster charge, as expected, follows an exponential law with the increasing electric field. A typical total charge spectrum per cluster is shown in Fig. 6.

Figure 7 shows the resolution for different fitting procedure and the amount of absolute tail as a function of the applied high voltage. Square symbols represent the results obtained with a simple Gaussian fit (open symbols were obtained with error bars of the fit weighted to 1 to better fit the peak) and star symbols indicate the double Gaussian fit procedure. One can notice that the results are compatible within a range of 10 μ m, which could be considered as an estimation of the resolution precision. The spatial resolution displays a long plateau for voltages ranging from 1675 to 1750 V. A typical residual

spectrum for the bending plane is depicted in Fig. 8 for 1725 V. The resolution achieved is better than $\sigma = 80 \mu\text{m}$ and the amount of events in the tail of the distribution is less than 4 % for the bending plane. To take into account the tails of the distribution, the RMS value is also shown for comparison (crosses in Fig. 9). An RMS value of $140 \mu\text{m}$ is obtained up to 1750 V. Above 1750 V, a deterioration of the spatial response function of the slat is visible not only in the resolution but also in the amount of absolute tail. This deterioration is particularly significant for the RMS value, which grows up to $220 \mu\text{m}$ by 1825 V. This effect is partially due to saturations of the electronic (GASSI-PLEX pre-amplifier saturation), revealed by Fig. 9. Indeed, the percentage of saturated clusters (i.e. clusters with at least one saturated pad) grows with the applied high voltage (see Fig. 9 bottom). As expected the RMS value is obviously more affected than the resolution by the saturation effect (see Fig. 9 top).

Fig. 10 bottom presents the average number of pads per cluster in the bending direction, which is 3 for the plateau region and increases abruptly above 1750 V. The top picture details the relative weight of the different pad configurations. Beyond the plateau region, configurations with more than 3 pads become predominant and the resolution is poorer (see Fig. 11). This can partly explain the sudden deterioration of the resolution at high voltages from 1775 V.

The reconstruction efficiency for a $\pm 1 \text{ mm}$ cut on the residual exhibits a rather flat behavior over the given range (see Fig. 12 dot symbol). The mean value of this efficiency is about 96 %. The corresponding efficiency for a $\pm 240 \mu\text{m}$ (3σ) cut is 92% and decreases above 1750 V due to the tails, as one can see on Fig. 12 (triangle symbol). Of course, the detection efficiency is very good, more than 99.9 %. As a conclusion, the gain could be decreased without any loss of the performances of the chamber, to a running condition high voltage around 1675 V.

Secondary clusters, i.e. in a same event a cluster in addition to the beam signal cluster, have been observed and considered as a small cross-talk signal between read-out strip lines. Indeed, in the y direction (parallel to the anode wire) in the bending plane, the read-out strips are alternated, meaning a short read-out strip for one pad corresponding to one electronic channel followed by a long read-out strip for the following electronic channel corresponding to another pad. Therefore a peak signal is clearly seen on Fig. 13 (left), representing the hits coming from the beam and a cross-talk signal at an other position. Only 4-5 % of the hits are concerned by cross-talk at 1750 V, decreasing to about 0.1 % at 1650 V. When weighting by the charge, only the beam signal emerges (Fig. 13 (right)). The ratio between the beam cluster charge and the cross-talk cluster charge is more than 100. A simulation of the situation when the read-out strips are not alternated, i.e. when beam signal and cross-talk signal contribute to the same cluster, has shown that neither the resolution

is affected (about $3 \mu\text{m}$ for a 100 charge ratio) nor the efficiency, stable at 96 %. Indeed, the latter solution was tested in the past, giving the same kind of resolution ($80 \mu\text{m}$) for a comparable noise level. The alternated read-out strips solution was, in purpose, tested to possibly see a cross-talk effect. In the future PCBs the read-out strips will not be alternated.

7 Angle dependence

Measurements have been done tilting the slat in the plane defined by the beam axis and the wires, from the nominal perpendicular position with respect to the beam axis to angles up to 10° in steps of 2° . Results are shown in Fig. 14 for the bending plane. The cluster charge is not affected by this rotation whereas a significant deterioration is seen in the resolution and in the amount of events in the tail of the distribution ($\pm 3 \sigma$). This is related to a larger spread of the induced charge over the wire. At 10° a resolution of $\sigma = 150 \mu\text{m}$ is reached with an 8 % absolute tail.

As expected, rotating the chamber around the anode wire axis (up to 10°) does not affect the response of the chamber. No change either in the resolution nor in the efficiency is observed (see Fig. 15).

8 Position dependence

Several positions of the slat have been illuminated with the beam on section 3 and in between sections 2 and 3. The results are shown in Fig. 16 for the cluster charge, efficiency, resolution, and amount of tail. The numbers in parenthesis represent the coordinates, in cm, with respect to the center of the slat. A variation of more than 20 % in gain is seen, no significant influence is observed in terms of efficiency or space resolution. These results are again obtained without electronic calibration.

9 Non-bending plane

As observed in the bending plane, a significant degradation of the RMS value is observed for high voltages above 1750 V in the non-bending plane (see Fig. 17).

Fig. 18 shows a typical residual spectrum obtained at 1725 V, the RMS of the distribution is close to $470 \mu\text{m}$ at the equivalent efficiency as the one

in the bending plane, much better than the 2 mm required for the dimuon spectrometer.

No angular dependence was found in the response of the non-bending plane.

A slight variation of $\sim 5\%$ of the RMS value of the resolution is measured for the non-bending plane over different positions.

10 Charge correlations

The correlation factor of the charge between the two planes has been found to be higher than 94 %, implying of a good charge sharing between the planes (see Fig. 19). In the same figure, the cluster charge ratio between the two planes gives an RMS value of 0.13 (without calibration).

11 Conclusions

The test of this full sized prototype validates the slat concept, as well as the FEE (MANU 345 fitted for GASSIPLEX 3-07). Some improvements have to be made but the requirements are fulfilled. The one ADC channel of noise (1250 electrons) achieved allows a resolution around $80\ \mu\text{m}$ at normal incidence, with an efficiency better than 96 % at $\pm 1\ \text{mm}$. These results are obtained without any electronic calibration and any correction on the multiple scattering effect estimated to about $40\ \mu\text{m}$. They fulfill the dimuon arm requirement of $100\ \mu\text{m}$ resolution in the bending plane.

12 Acknowledgment

PNPI and JINR work has been supported in part by grant INTAS 00-00538.

References

- [1] TDR Dimuon Forward Spectrometer CERN/LHCC **99-12** (1999), Addendum Dimuon Forward Spectrometer CERN/LHCC **2000-046** (2000).
- [2] Internal Note: <http://www.ca.infn.it/~cicalo/muon/assembly.ps.gz> (2002).
- [3] J.C Santiard, K. Marent, ALICE-PUB-2001-49.
- [4] E. Mathieson N.I.M. A **270** (1988) 602 and reference therein.
- [5] Liliane Kharmandarian, Thesis IPNO-T **00-02** (1999).

SLAT CROSS SECTION

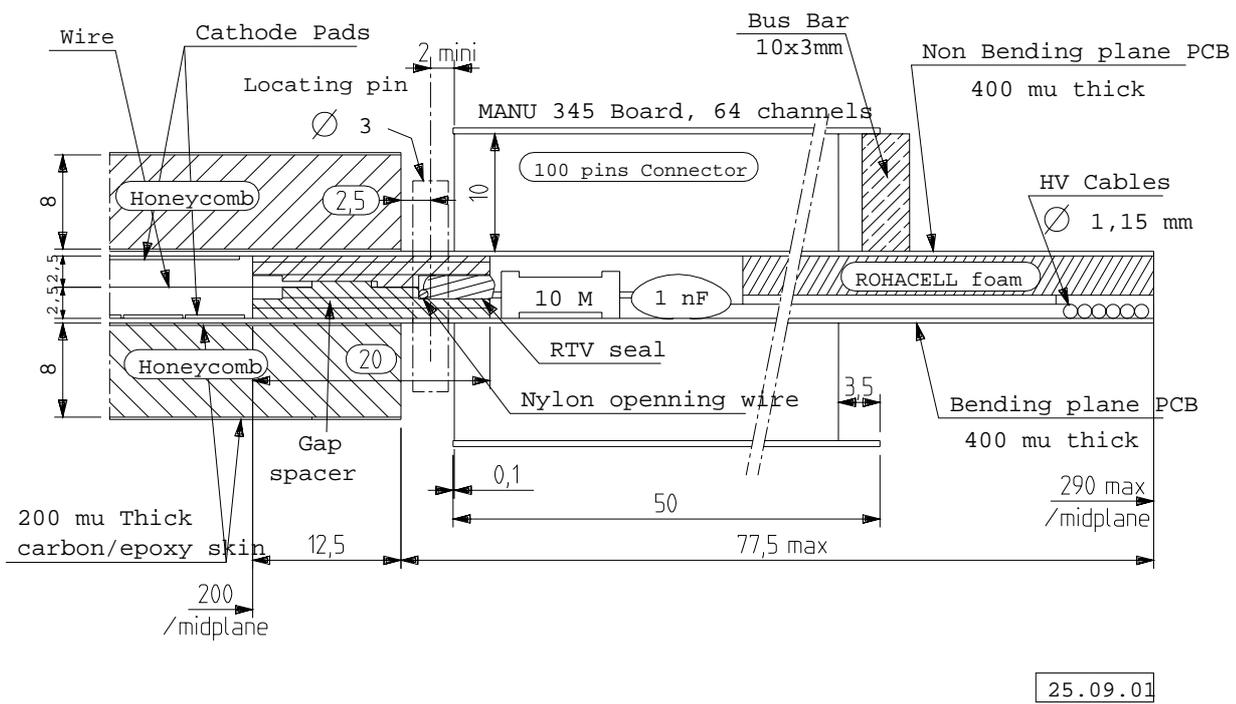


Figure 1. Schematic view of the edge of the CSC slat prototype.

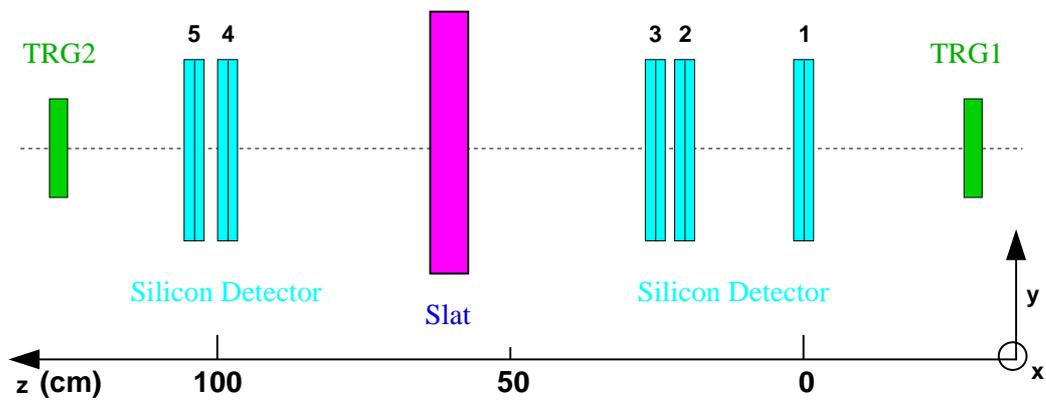


Figure 2. The experimental setup used for the PS beam test in October 2001.

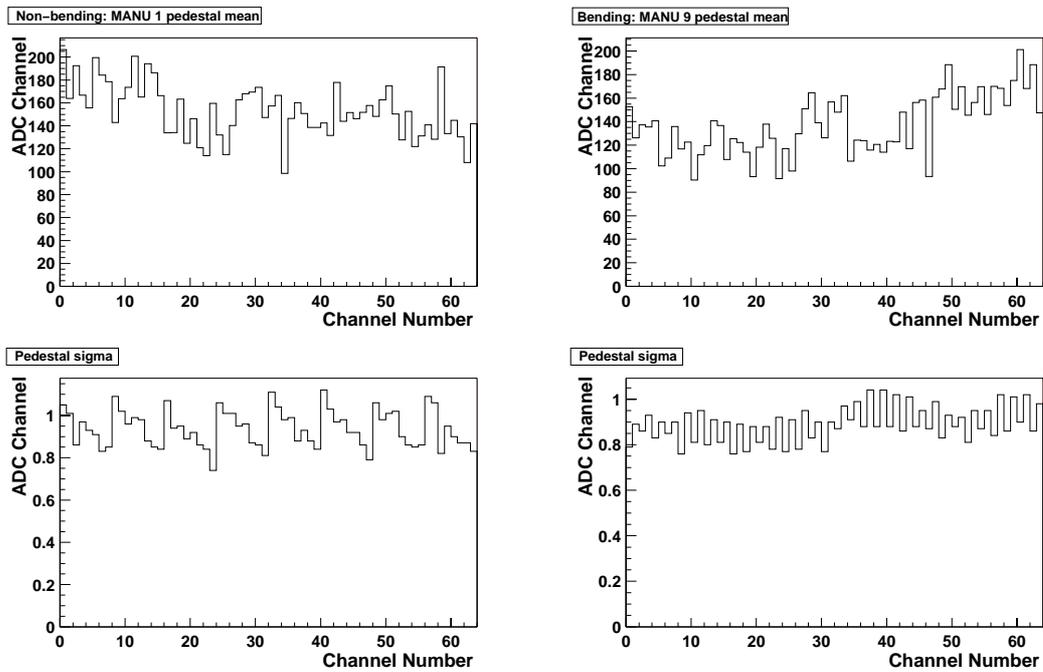


Figure 3. A typical example of mean and sigma pedestal value for the non-bending plane (left side) and for the bending plane (right side).

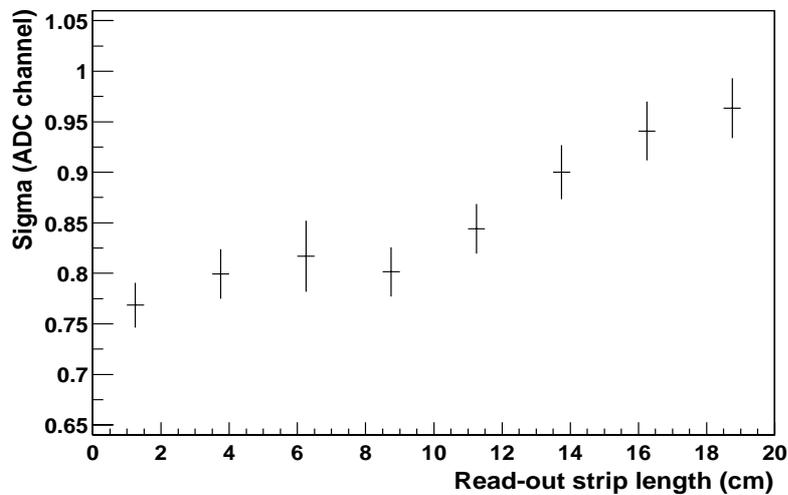


Figure 4. Level of the noise (sigma of the pedestals) versus the length (cm) of the lines connecting pads to the electronics (bending plane).

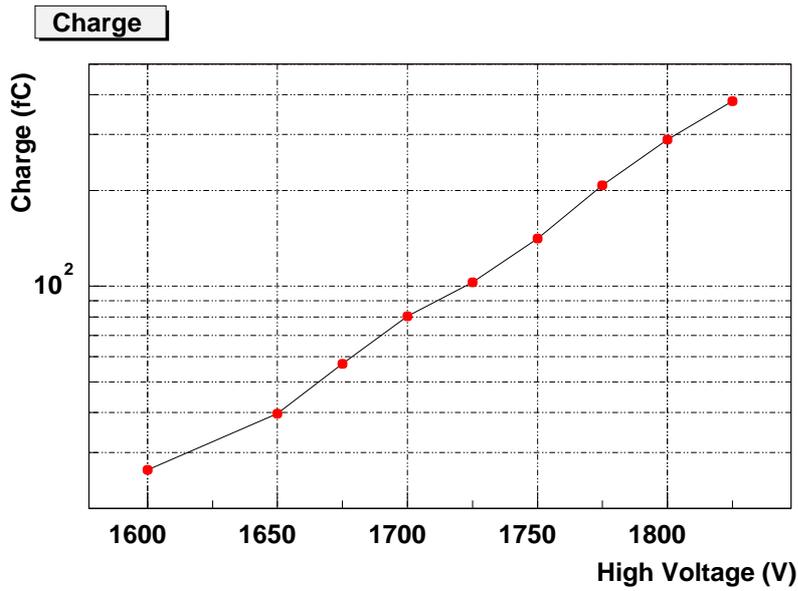


Figure 5. Total cluster charge as a function of the anode high voltage for the bending plane.

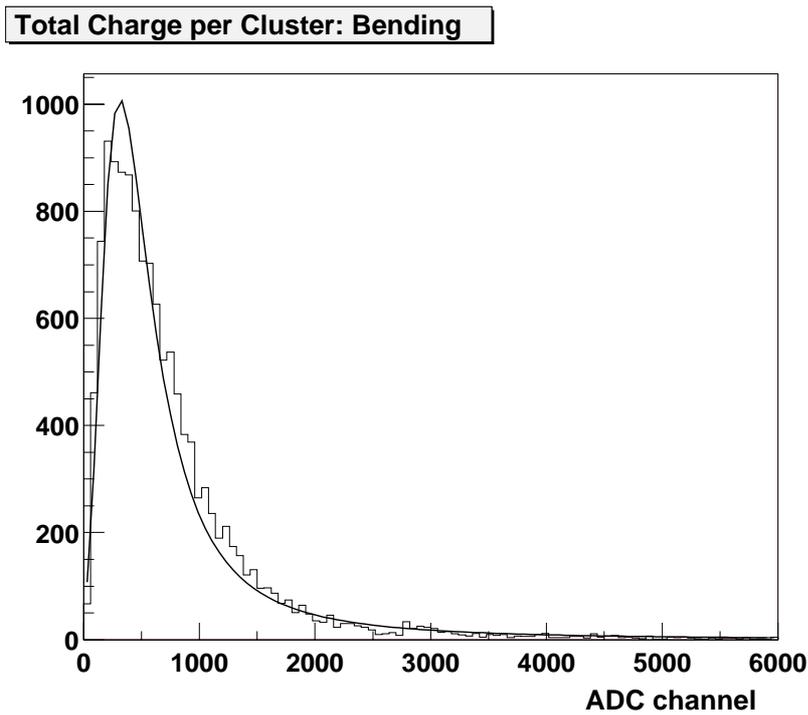


Figure 6. A typical total charge measured in the bending plane at 1750 V. The thick line is the result of a fit using a Landau function.

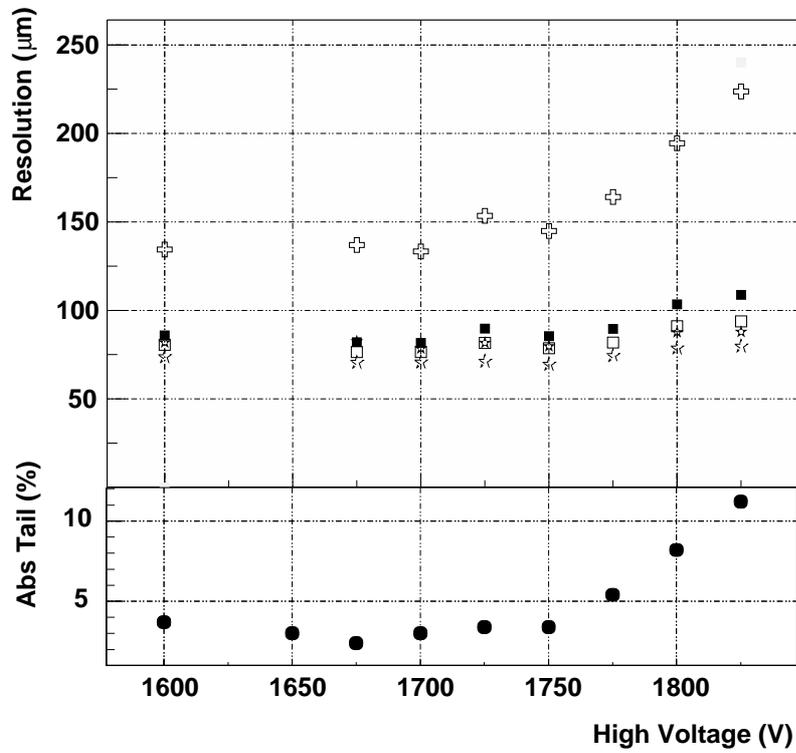


Figure 7. Resolution and amount of events in the tail of the residual distribution for different fitting procedures as a function of applied high voltage for the bending plane: full square symbol stands for a Gaussian fit, the open square symbol stands for a Gaussian fit with weight equal to 1, the full star symbol stands for a double Gaussian fit, the open star symbol stands for double Gaussian fit with weight equal to 1 and the open cross symbol stands for the RMS of the distribution. Due to electronic problems, the results for the 1650 V run are often removed because of a lack of statistics.

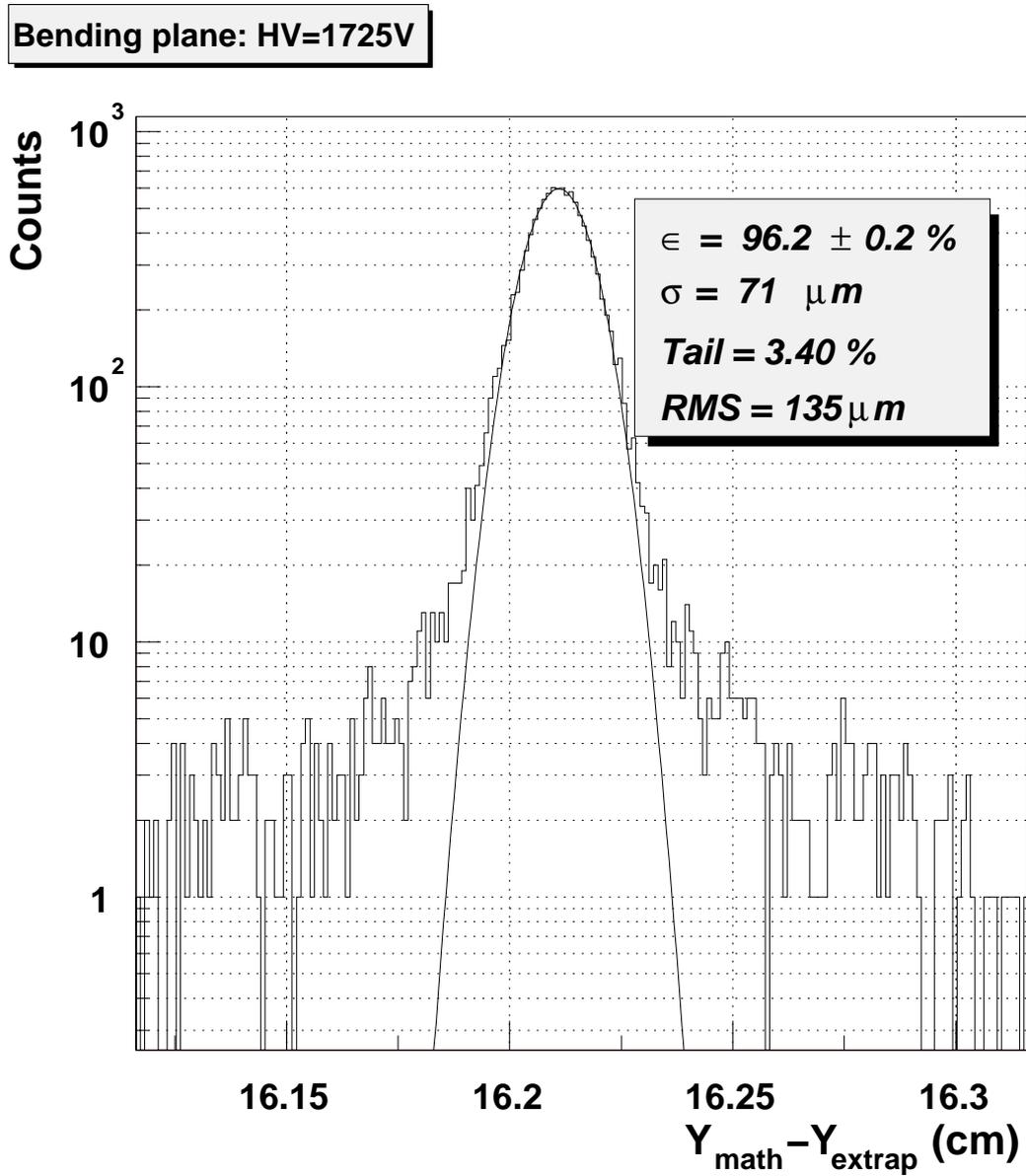


Figure 8. Residuals spectrum for the bending plane at 1725 V applied high voltage. The Gaussian fit procedure is performed in a window of $\pm 1 \sigma$.

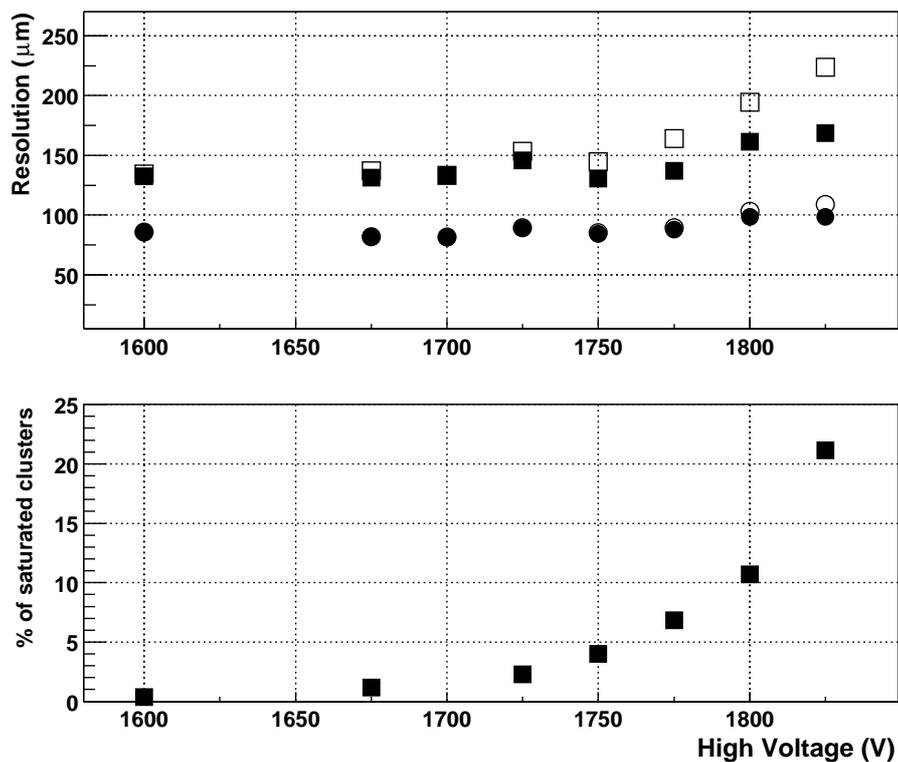


Figure 9. Study of the saturation's effects versus HV. The graph on the top shows the resolution with (open symbols) and without (full symbols) saturations for two different methods (RMS=square and Gauss=circle). The graph on the bottom indicates the percentage of saturated clusters.

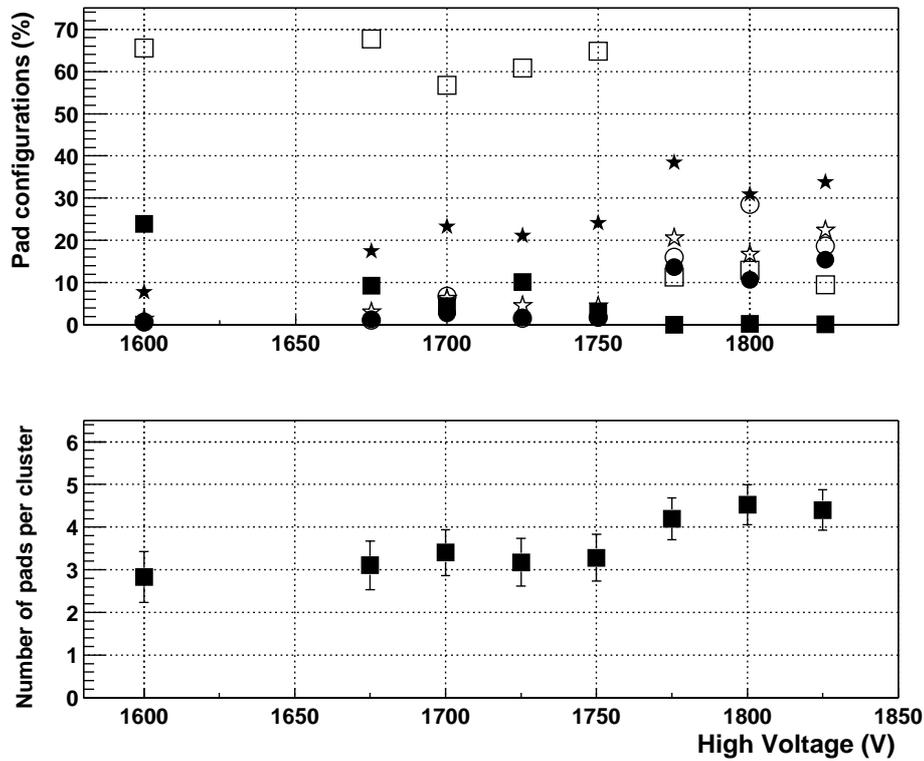


Figure 10. Percentage of clusters with 1 pad up to 6 pads in the y direction versus HV. The graph on the top presents a detailed view (each pad configuration appears with full square symbol for 2 pads, open square symbol for 3 pads, full star symbol for 4 pads, open star symbol for 5 pads, full circle symbol for 6 pads and open circle for more than 6 pads). The bottom panel shows the average number of pads per cluster in the y direction.

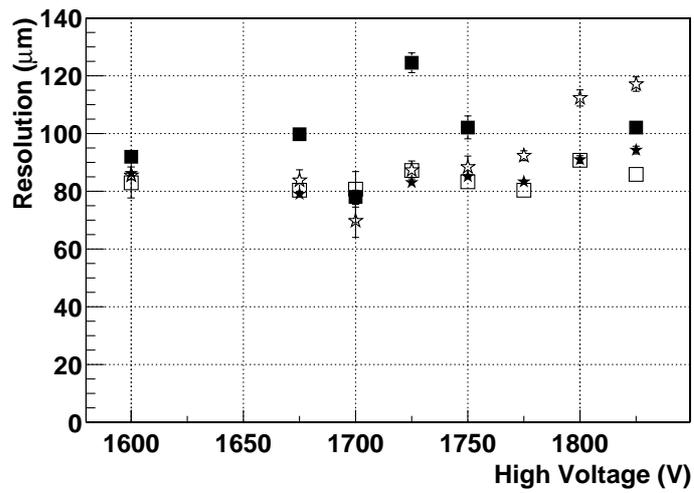


Figure 11. Resolution obtained with a gaussian fit, versus HV for different number of pads hit per cluster: the full square symbol stands for 2 pads hit, the open square symbol stands for 3 pads hit, the full star symbol stands for 4 pads hit and the open star symbol stands for 5 pads hit.

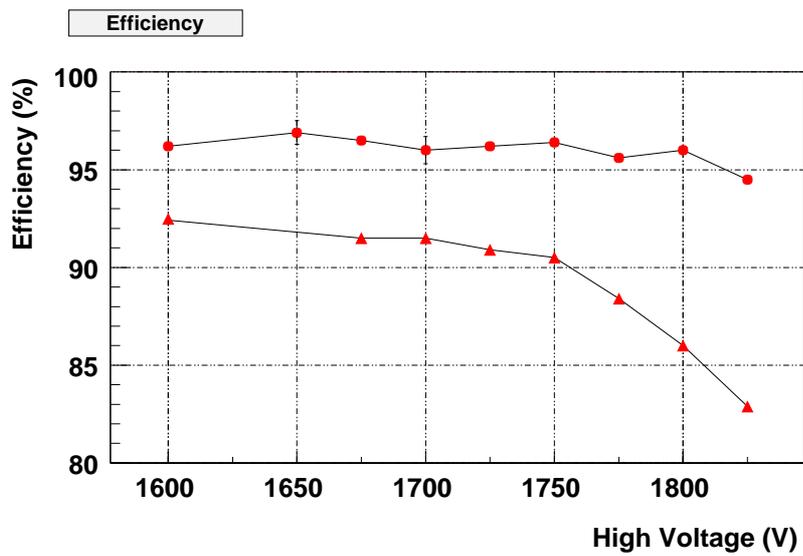


Figure 12. Efficiency as a function of the anode high voltage for the bending plane: the dot symbol represents the ± 1 mm selection and the triangle symbol corresponds to the $\pm 240 \mu\text{m}$ selection (3σ).

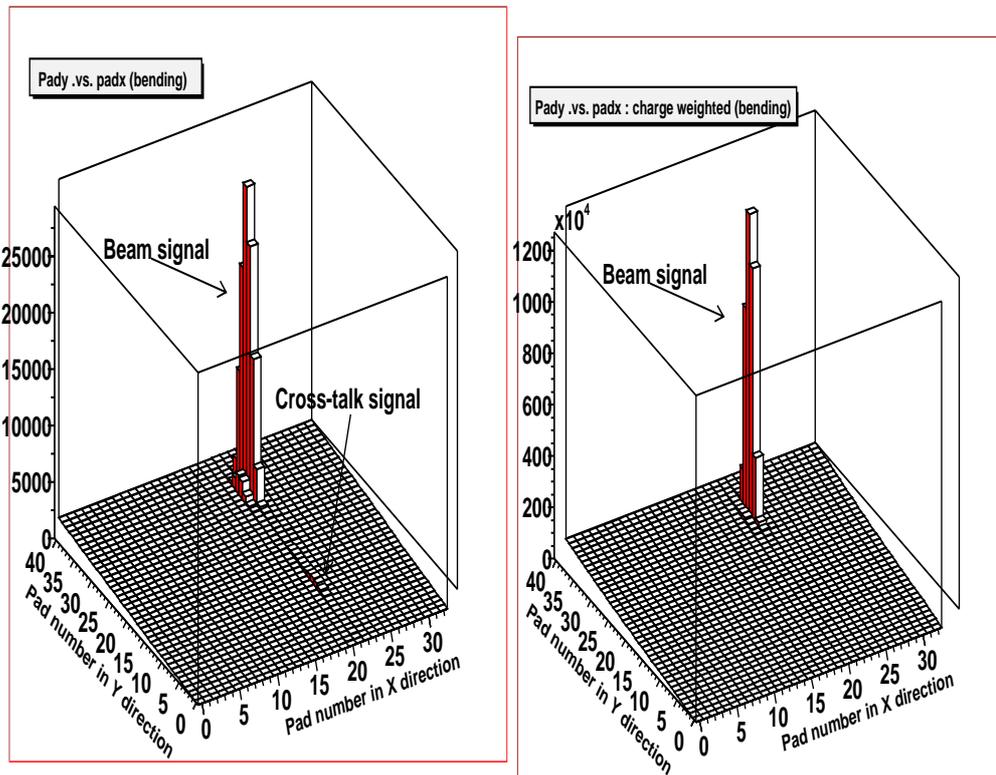


Figure 13. Cross-talk effect: Hits distribution in the bending plane (left), same but charge weighted (right).

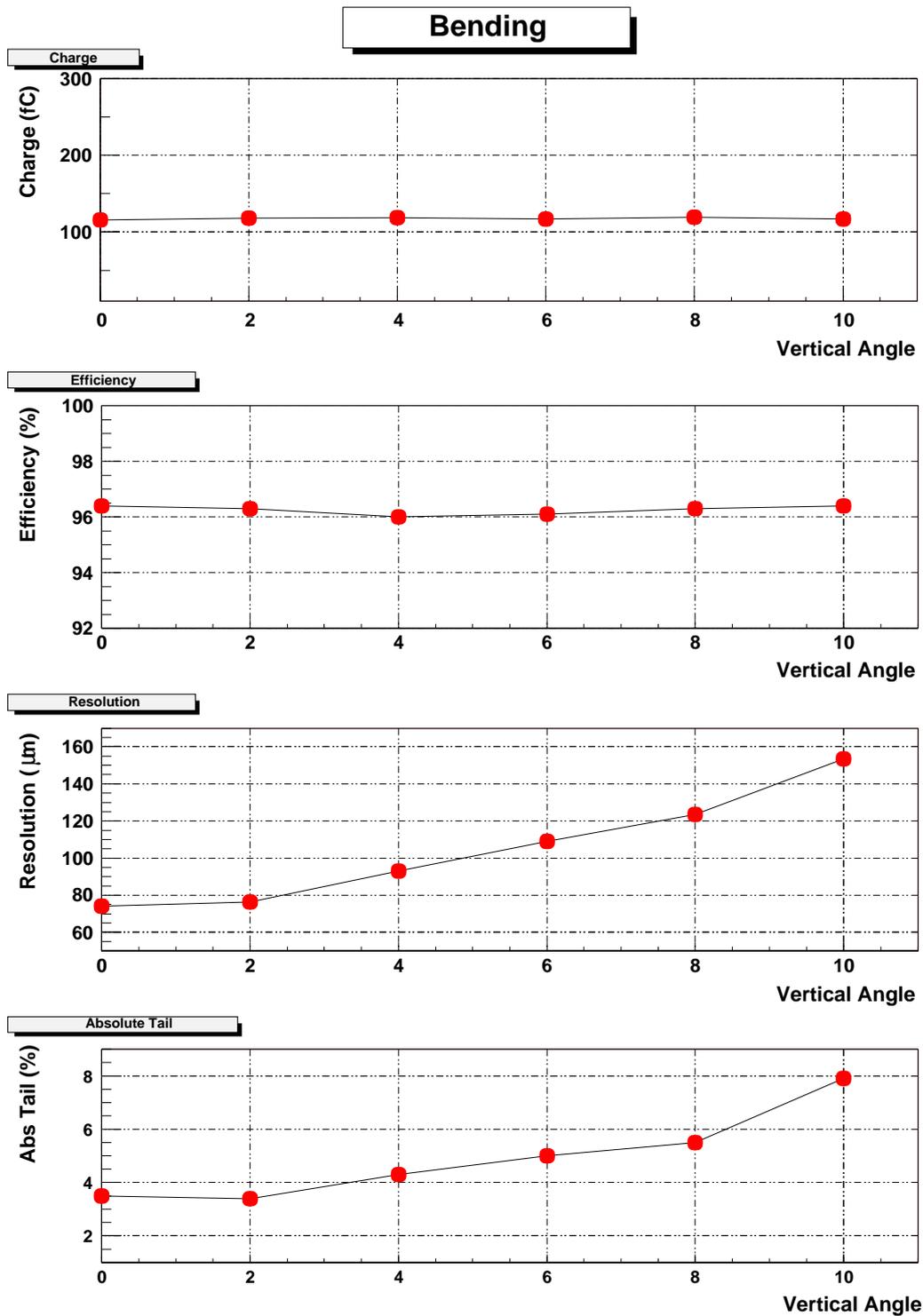


Figure 14. Cluster charge, efficiency ($\pm 1\text{mm}$), resolution, and absolute tail as a function of the tilt angle with respect to the anode wire for the bending plane. The null value corresponds to normal incidence onto the wire.

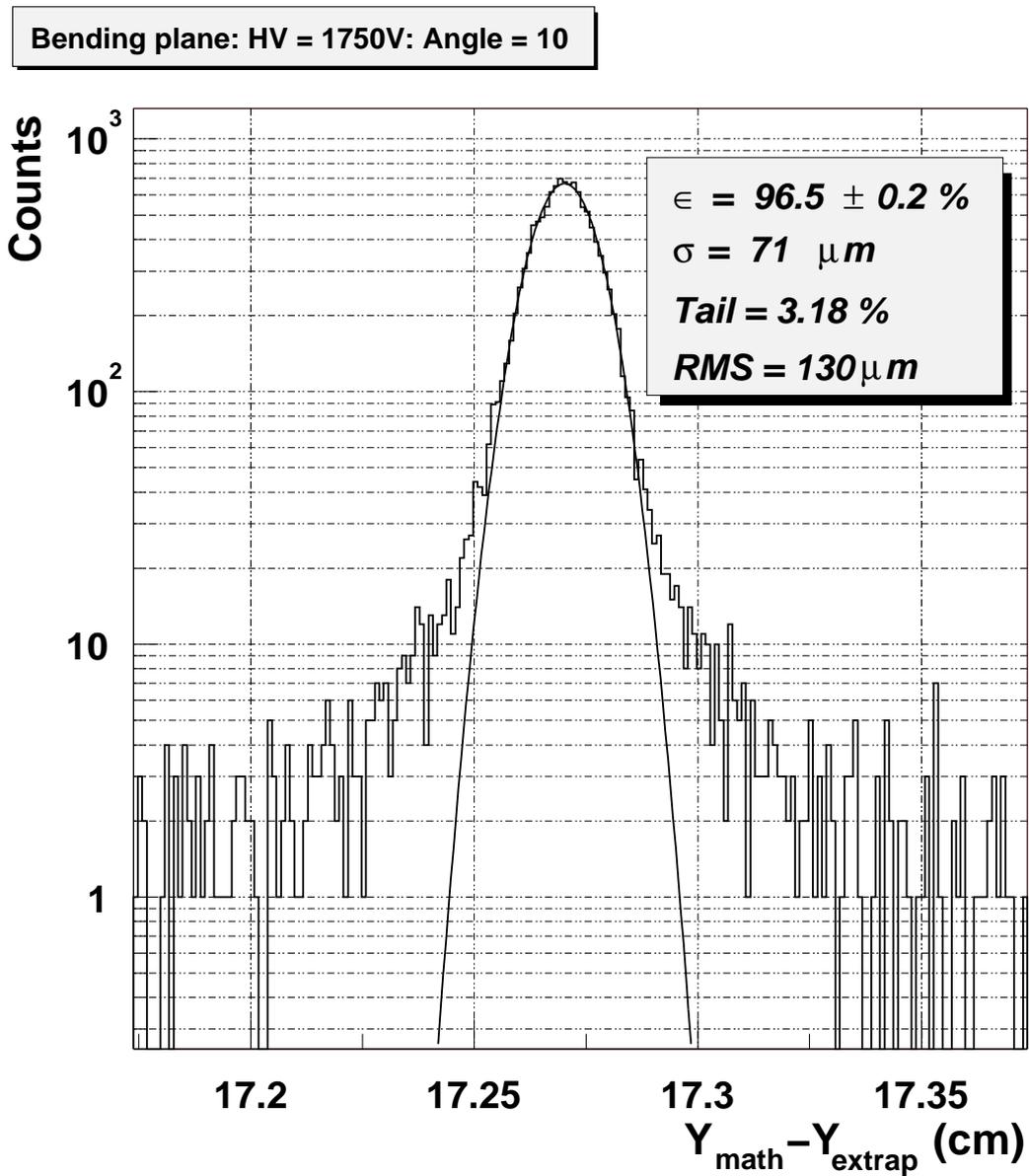


Figure 15. Residuals spectrum for the bending plane at 1750 V applied high voltage and with a rotated position of the slat around the wire axis of 10°. The Gaussian fit procedure is performed in a window of $\pm 1 \sigma$.

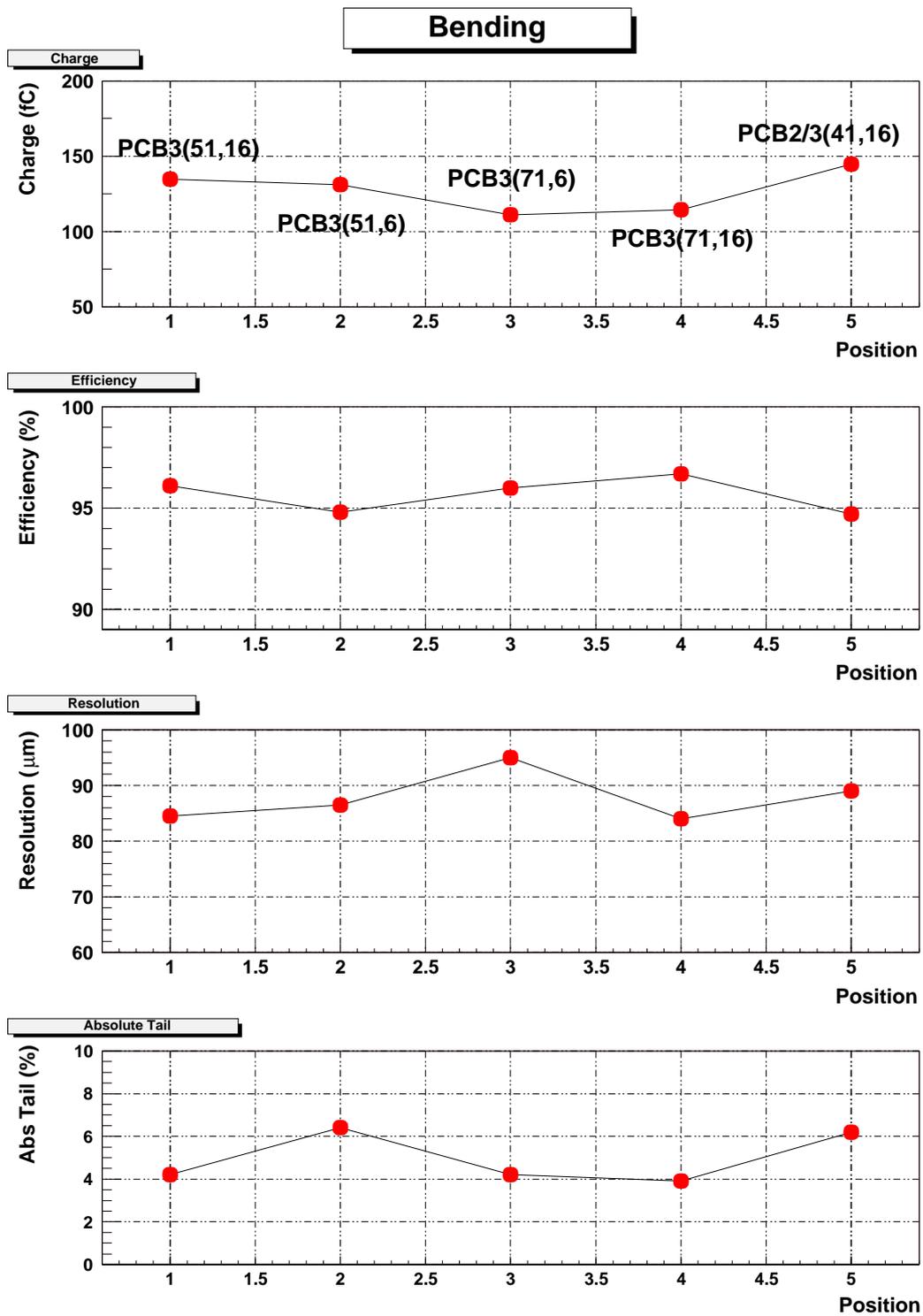


Figure 16. Cluster charge, efficiency (± 1 mm), resolution, and absolute tail measured for different positions on the chamber. The numbers in the brackets on the top panel represent the coordinates in cm with respect to the center of the slat. The acronym PCB stands for printed circuit board and refers to the chamber section number.

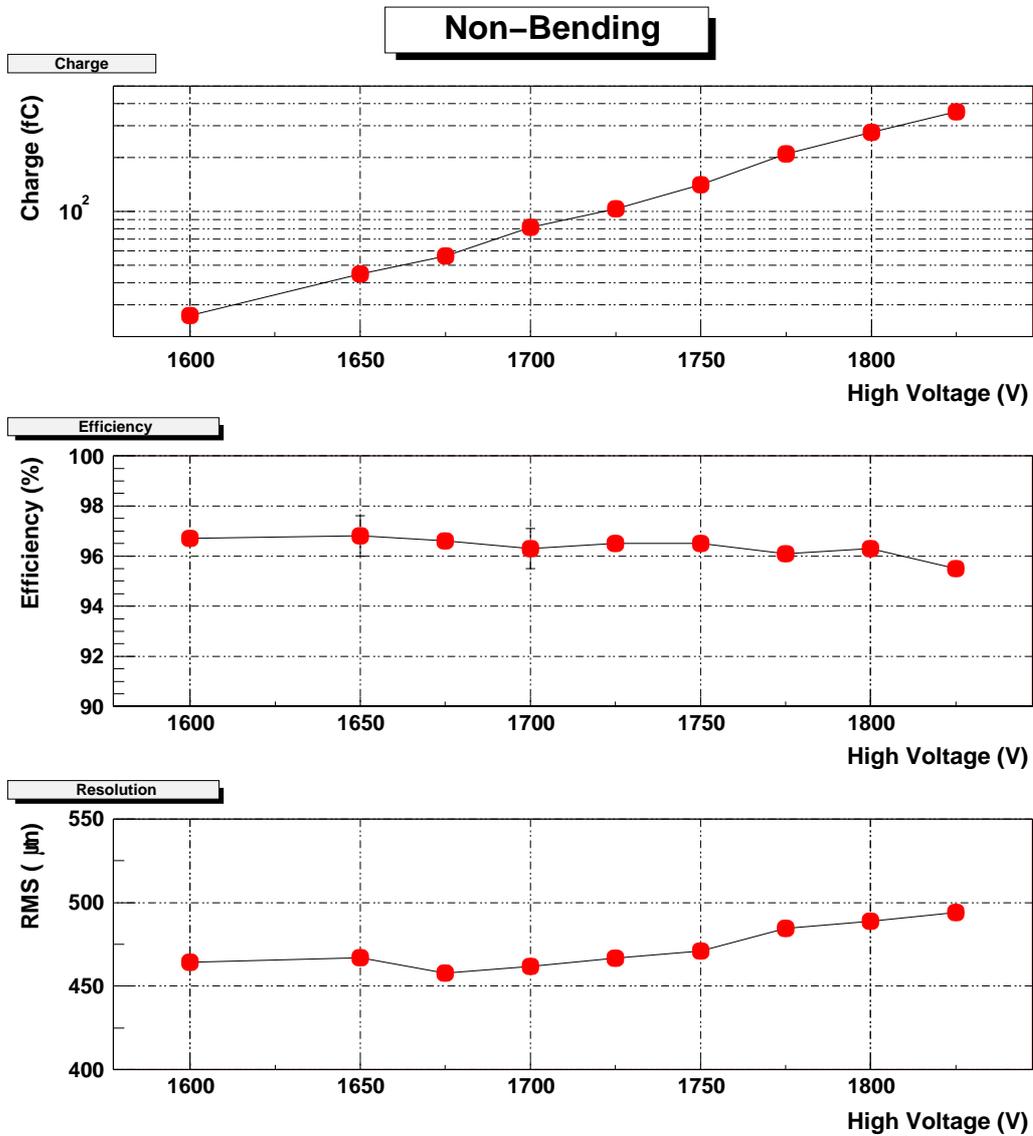


Figure 17. Cluster charge, efficiency (± 1 mm), resolution, and absolute tail as a function of applied high voltage for the non-bending plane.

Non-bending plane: HV=1725V

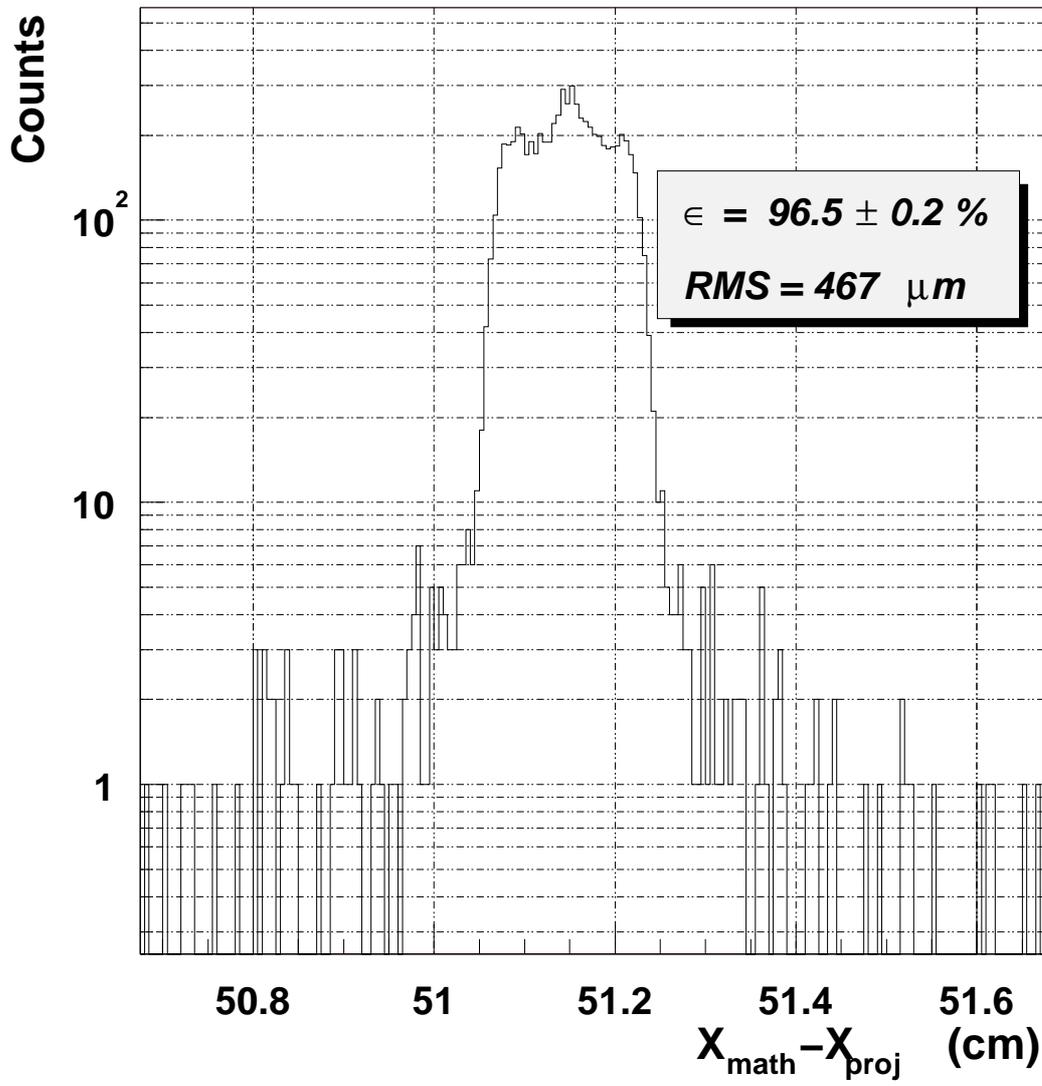


Figure 18. Residuals spectrum for the non-bending plane at 1725 V.

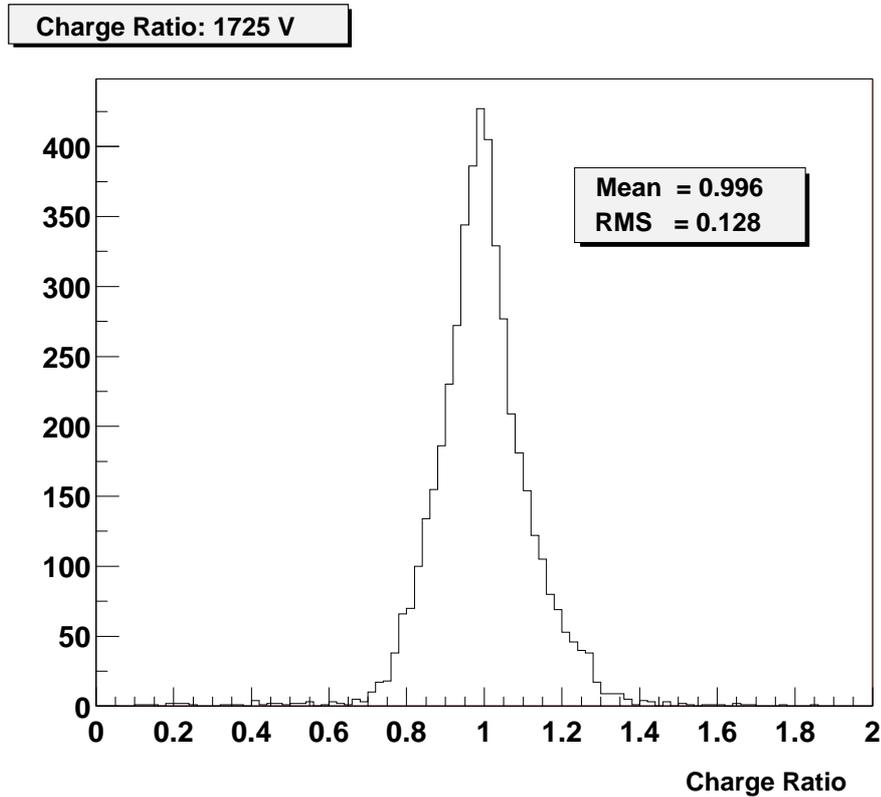
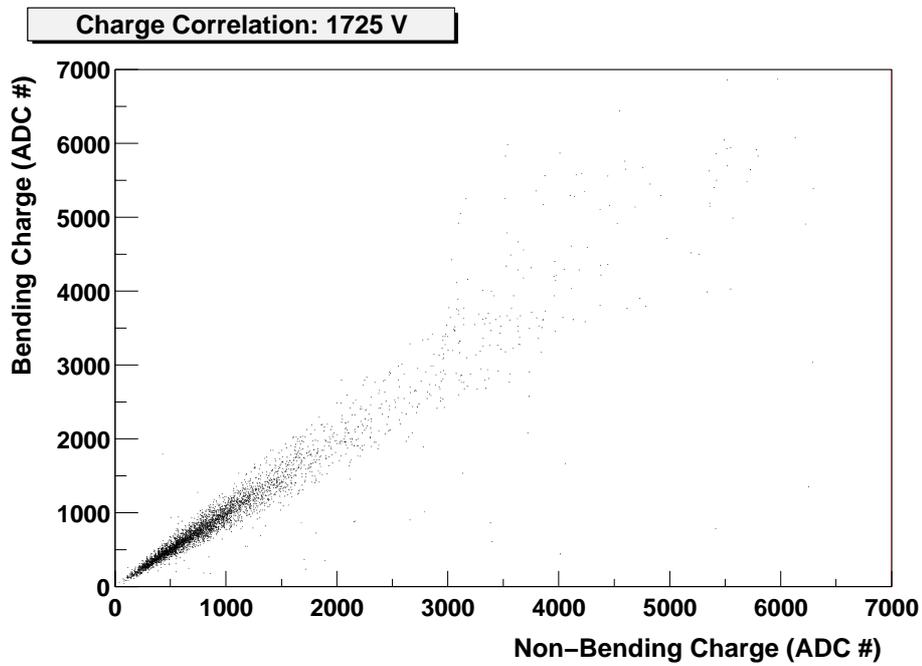


Figure 19. Total cluster charge measured in the bending plane, versus the non-bending plane, in the upper panel. The cluster charge ratio between the two planes (without calibration) is depicted in the lower panel.