HAL
open science

Aperçu sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons à l'aide du spectromètre dimuons d'ALICE

Bruno Espagnon

To cite this version:

Bruno Espagnon. Aperçu sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons à l'aide du spectromètre dimuons d'ALICE. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2007. tel-00260365

HAL Id: tel-00260365

https://theses.hal.science/tel-00260365v1

Submitted on 4 Mar 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Université Paris XI
UFR Scientifique d'Orsay

Habilitation à diriger des recherches

Aperçu sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons à l'aide du spectromètre dimuons d'ALICE.

Présentée par :

Bruno Espagnon[1]
Maître de conférences à l'Université Paris-Sud

Soutenue le 29 octobre 2007 devant le jury :

Président :

M. Yves Le Bornec,	Directeur de Recherche,	IPNO

Rapporteurs :

M. Louis Kluberg,	Directeur de Recherche,	LLR
M. Jacques Martino,	Professeur à l'Ecole des Mines,	Subatech
M. Ettore Rosso,	Directeur de Recherche,	CERN

Examinateurs :

M. Alain Baldit,	Professeur,	LPC Clermont
M. Giuseppe Dellacasa,	Professeur,	Università Piemonte Orientale

[1] Bruno.espagnon@cern.ch

Résumé

L'expérience ALICE est l'une des quatre grandes expériences du LHC (Large Hadron Collider). Elle est dédiée à l'étude d'un nouvel état de la matière : le Plasma de Quarks et de Gluons dans lequel les quarks et les gluons ne sont plus confinés au sein des hadrons. Dans ce document sont décrits les enjeux physiques qui ont motivé la réalisation du spectromètre dimuons d'ALICE. Ensuite est abordée la R&D sur le spectromètre dimuons. Les différents absorbeurs sont présentés ainsi que les tests qui ont permis leur dimensionnement. Le trigger dimuons, composé de RPC fonctionnant en mode streamer, est ensuite décrit. Les différents tests sur faisceau et en cosmique qui ont été menés sur les RPC sont présentés. Enfin, le système de trajectographie est décrit en détail et plus particulièrement toute son électronique ainsi que la première station. Les contraintes apportées par la physique sur les performances attendues de l'ensemble de ces systèmes sont clairement définies.

Mots-clés : LHC, PQG, ALICE, PHENIX, NA38, NA50, NA51, muon, spectromètre, RPC, CPC, MANU, CROCUS

Summary

The ALICE experiment is one of the four main LHC (Large Hadron Collider) experiments. It is dedicated to the study of a new state of matter : the Quark Gluon Plasma, where quarks and gluons are no longer confined within hadrons. In this document, the physics issues that led to the construction of the ALICE dimuon spectrometer, are described. Next, the R&D on the dimuon spectrometer is presented. The different absorbers are described and experimental tests used to determine their dimensions are presented. The dimuon trigger built using the RPC in streamer mode is then described along with the associated beam and cosmic tests and results. Finally, the tracking system is described in detail and more particularly all its electronics and the first station. The physics constraints on the expected performances of all these systems are clearly defined.

Key words : LHC, QGP, ALICE, PHENIX, NA38, NA50, NA51, muon, spectrometer, RPC, CPC, MANU, CROCUS

I. Introduction....1
II. Quelques éléments sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons à l'aide d'un spectromètre dimuons....2
A. Le plasma de quarks et de gluons....2
B. Dissociation des quarkonia comme sonde de la matière hadronique....4
C. Résultats expérimentaux sur le J/Ψ : NA38, NA50 et Phenix....8
D. Et pour ALICE ?....14
III. Présentation du détecteur ALICE....18
IV. Les absorbeurs....22
E. L'absorbeur frontal....22
F. L'absorbeur à petit angle....24
G. Le filtre à muons....31
H. Le mur de protection contre le bruit de fond du LHC....31
I. Résultats sur les taux de bruit de fond....31
V. Le trigger dimuons....34
A. Principe du trigger dimuons....34
B. Les chambres de trigger RPC....35
1. Description du détecteur....35
2. Les RPC....37
3. Grandeurs caractéristiques....38
C. R&D sur les RPC pour le trigger dimuons d'ALICE....40
1. Optimisation du mélange gazeux....40
2. Lien entre la résistivité et l'efficacité en fonction du flux....41
3. Résolution en temps et électronique ADULT....44
4. Taille des clusters....48
5. Résolution spatiale....50
6. Réponse d'une RPC à des particules sortant latéralement d'un absorbeur....53
D. Étude du vieillissement des RPC....55
E. Conclusions....57
VI. Le système de trajectographie....60
A. Présentation générale....60
1. Nombre de hits et taux de trigger....60
2. Résolution en masse....63
3. Efficacité....65
B. Les détecteurs....65
1. Généralités....65
2. Description d'un quadrant de la station 1....71
3. Performances de la station 1....74
C. L'électronique du système de trajectographie....75
1. L'électronique frontale : les MANU....75
2. Le système de read-out : les CROCUS....78
3. Le système de distribution de trigger : TCI....82
VII. Conclusions et perspectives....85
VIII. Sélection de publications....87

Le commencement de toutes sciences c'est l'étonnement
de ce que les choses sont ce qu'elles sont.

Aristote

I. Introduction

Les travaux présentés dans ce document portent essentiellement sur l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) que j'ai intégrée après ma thèse, effectuée dans l'expérience NA51. L'expérience ALICE, qui doit démarrer auprès du LHC (Large Hadron Collider) courant 2008, est la seule expérience principalement dédiée à l'étude du diagramme de phase de la matière nucléaire et, plus particulièrement, d'un état où les partons seraient déconfinés : le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Cette expérience se place dans la continuité d'expériences pionnières dans ce domaine qui ont été réalisées précédemment au SPS. Elles ont permis, grâce à tout un programme complet allant de simples collisions proton-proton aux collisions Pb-Pb ($\sqrt{S}$=17 GeV) de poser les pierres angulaires de l'édifice que nous continuons aujourd'hui de construire. Les résultats obtenus au SPS ont montré la formation d'une phase déconfinée de la matière nucléaire, même si l'interprétation des résultats est encore discutée aujourd'hui. Le saut en énergie effectué à RHIC ($\sqrt{S}$=200 GeV) et au LHC ($\sqrt{S}$=5,5 TeV) permet(tra) d'accéder à de nouvelles observables et de nouvelles possibilités d'analyses ainsi que de s'approcher de conditions plus proches des calculs de QCD sur réseau, permettant d'apporter des preuves solides de l'existence du QGP. Il ne faudrait pas toutefois considérer que la route est toute tracée. Le saut en énergie s'accompagne aussi d'un saut dans la complexité des détecteurs construits. À titre d'exemple, le système de trajectographie du spectromètre dimuon de NA50 comportait 24 000 voies d'électronique, 50 000 pour l'expérience PHENIX au RHIC pour arriver à 1,1 million dans ALICE (~29 000 voies pour seulement un quadrant de la station 1) ! Avec l'augmentation d'énergie, la physique gagne aussi en complexité de par l'étendue du domaine cinématique à explorer et de par les nouveaux processus physiques. Aujourd'hui on est par exemple incapable de dire si l'on observera une diminution ou une augmentation des résonances J/Ψ au LHC !

Ce document ne présente donc pas une revue exhaustive de cette physique. Il ne présente pas non plus l'ensemble de mes travaux (ex : pas de présentation du système d'acquisition de données d'ALICE appelé DATE, de l'étude des tests en faisceau du quadrant zéro …). Une liste de mes travaux et publications se trouve en fin de document. Il ne se substitue pas non plus aux documents techniques, notes internes, thèses et publications que je mets en référence bibliographique et qui vont bien au-delà des points que j'aborde dans chaque chapitre. J'invite donc le lecteur qui voudrait approfondir un point particulier à relire ces documents de référence, dont parfois les informations sont devenues obsolètes, mais qui représentent bien la vie et l'évolution d'un projet comme ALICE. Pour certains points, je suis allé au-delà de mon travail personnel afin de donner une vision d'ensemble du projet. J'ai eu la chance dans ALICE de commencer le projet pratiquement à ses débuts et de participer au développement des différentes parties du spectromètre dimuons d'ALICE : absorbeurs, trigger et système de trajectographie. Je tiens à en profiter pour exprimer ma gratitude à tous les collègues et amis que j'ai côtoyés durant ces années pour les bons moments passés ensemble et pour m'avoir fait profiter de leur expérience.

Enfin je terminerai par ce que m'avait dit un collègue d'ATLAS : "la construction d'une expérience est une affaire de compromis …".

II. Quelques éléments sur l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons à l'aide d'un spectromètre dimuons.

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes nous ouvrent un nouveau domaine de l'étude de la matière hadronique. Outre la possibilité d'étudier cette matière dans des domaines cinématiques encore inexplorés, les collisions d'ions lourds nous permettent également de décrire le diagramme de phase de la matière nucléaire, et par là même de tester la QCD, mais aussi d'espérer créer un nouvel état : le plasma de quarks et de gluons. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons essentiellement au plasma de quarks et de gluons. Nous présenterons ensuite les principaux résultats expérimentaux obtenus à l'aide des spectromètres dimuons de NA50, Phenix et aux futurs résultats attendus dans ALICE.

A. Le plasma de quarks et de gluons

Nous savons aujourd'hui que la matière nucléaire est composée de nucléons, eux-mêmes formés de quarks. Les quarks sont liés entre eux par l'interaction forte, dont le médiateur est le gluon. La particularité de l'interaction forte, décrite par la chromodynamique quantique (QCD), est que, non seulement les quarks portent une charge de couleur, mais également les gluons alors que dans le cas de l'interaction électromagnétique, le vecteur de celle-ci, le photon, ne porte pas de charge électrique. L'interaction forte se fera donc entre quarks mais aussi entre gluons. Ceci aura pour conséquence :

- un effet d'écran : la charge de couleur d'un quark est affaiblie par son cortège de paires de quarks-antiquarks virtuels
- un effet d'anti-écran dû aux gluons virtuels entourant ce même quark. Ces gluons augmentent la charge de couleur vue à grande distance de ce quark.

L'effet d'anti-écran dû aux gluons est l'effet dominant. On aura donc une augmentation de la charge de couleur lorsque la distance entre les quarks augmente. Or la constante de couplage de l'interaction forte, qui donne l'intensité de la force, est proportionnelle à la charge de couleur ($\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$). À grande distance α_s va croître de telle manière qu'il sera impossible de séparer les quarks des hadrons. On a donc ici la principale propriété de l'interaction forte : le confinement qui se traduit par la formation d'états liés neutres de couleur. À l'inverse, lorsque l'on va étudier les phénomènes à très courte distance (à grand transfert d'impulsion Q) la constante α_s va devenir très petite devant l'unité. On aura ici la deuxième grande propriété : la liberté asymptotique [1].

On a donc le schéma suivant : dans les conditions normales de la matière nucléaire (densité d'énergie ε_0 = 0,17 GeV/fm^3), les quarks et les gluons sont confinés à l'intérieur des nucléons. Lorsque cette matière est portée à de très hautes densités d'énergie, de l'ordre de ε_c = 0,7 GeV/fm^3 en la chauffant et/ou en la comprimant, la densité de partons devient telle que l'on passe dans le régime de la liberté asymptotique et la théorie prédit une transition de phase vers un état où les quarks et les gluons peuvent évoluer librement. Historiquement, l'existence d'un plasma de quarks et de gluons a été prédite au milieu des années 70 et un premier diagramme de phase fut proposé [2,3]. On parle de plasma de quarks et de gluons (QGP) par analogie avec les atomes qui, portés à de hautes températures, forment un plasma où les électrons et les

noyaux ne forment plus un état lié et évoluent librement. Cet état aurait existé peu de temps après le Big Bang (haute température et faible densité baryonique). Les calculs de QCD sur réseau, bien que limités à une densité baryonique nulle, permettent de décrire le déroulement de cette transition de phase. Sur la Figure 1 est représentée la densité d'énergie normalisée par T^4 en fonction de la température [4]. Rappelons que dans le cas des températures faibles qui caractérisent la phase hadronique, en postulant que seuls sont créés des mésons de masse négligeable, la densité d'énergie est $\varepsilon_\pi = 3\frac{\pi^2}{30} T^4 \approx T^4$. Dans le cas d'un plasma idéal de quarks et de gluons avec deux quarks sans masse, la densité d'énergie devient $\varepsilon_{QGP} = 37\frac{\pi^2}{30} T^4 \approx 12\ T^4$ à cause de l'augmentation du nombre de degrés de liberté [23]. La transition de phase se traduit par une augmentation brutale de la densité d'énergie (de l'ordre d'un facteur 10) correspondant à la chaleur latente de déconfinement. Elle se produirait à une température $T_c = 173 \pm 15$ MeV et une densité d'énergie ε_c autour de 0,7 GeV/fm^3. Au-delà de cette température de transition, la densité d'énergie est proportionnelle à T^4 et suit l'évolution d'un gaz parfait ultra-relativiste. Les calculs sur réseau montrent également que si nous considérons deux saveurs légères et une saveur massive (quark étrange) la transition de phase deviendrait continue (cross-over). En prenant en compte ces résultats et les calculs théoriques prédisant la formation d'un état supraconducteur de couleur, on obtient le diagramme de phase de la matière nucléaire représenté par la Figure 2 [5].

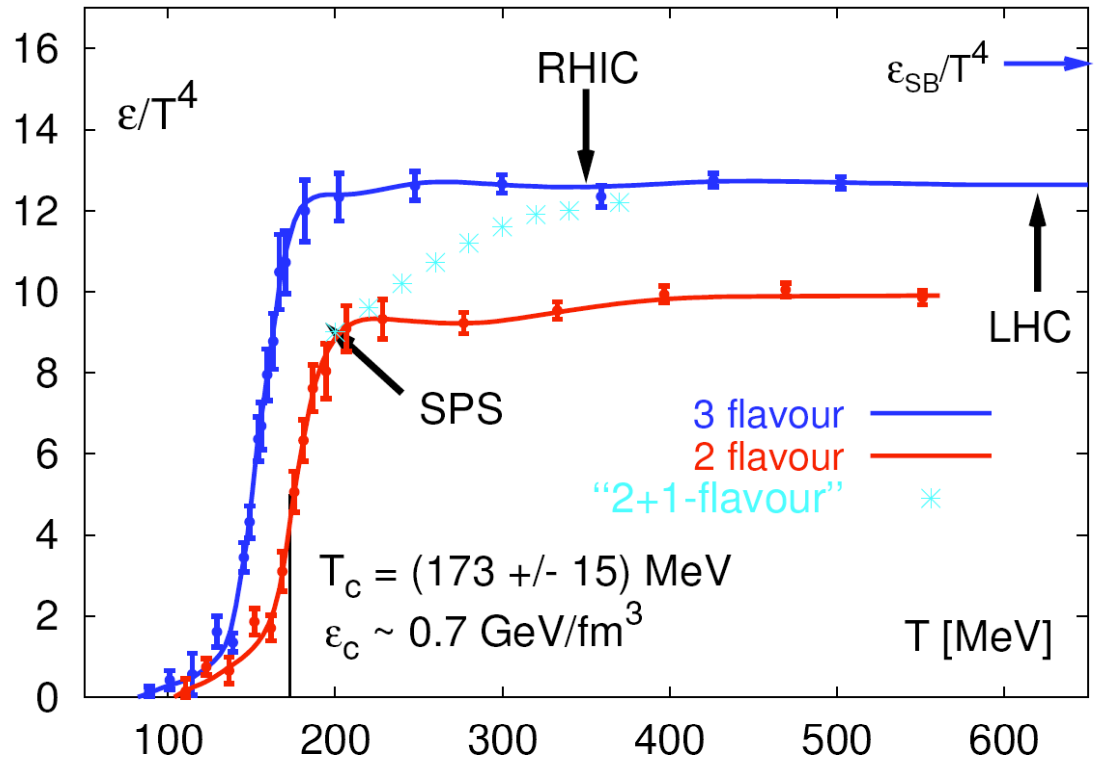


Figure 1 : densité d'énergie normalisée par T^4 en fonction de la température et selon les saveurs de quarks (2 ou 3 saveurs légères, 2 saveurs légères et une lourde) tirée de calcul de QCD sur réseau [4]. La limite de Stefan-Boltzmann (gaz parfait) est indiquée par la flèche ε_{SB}/T^4.

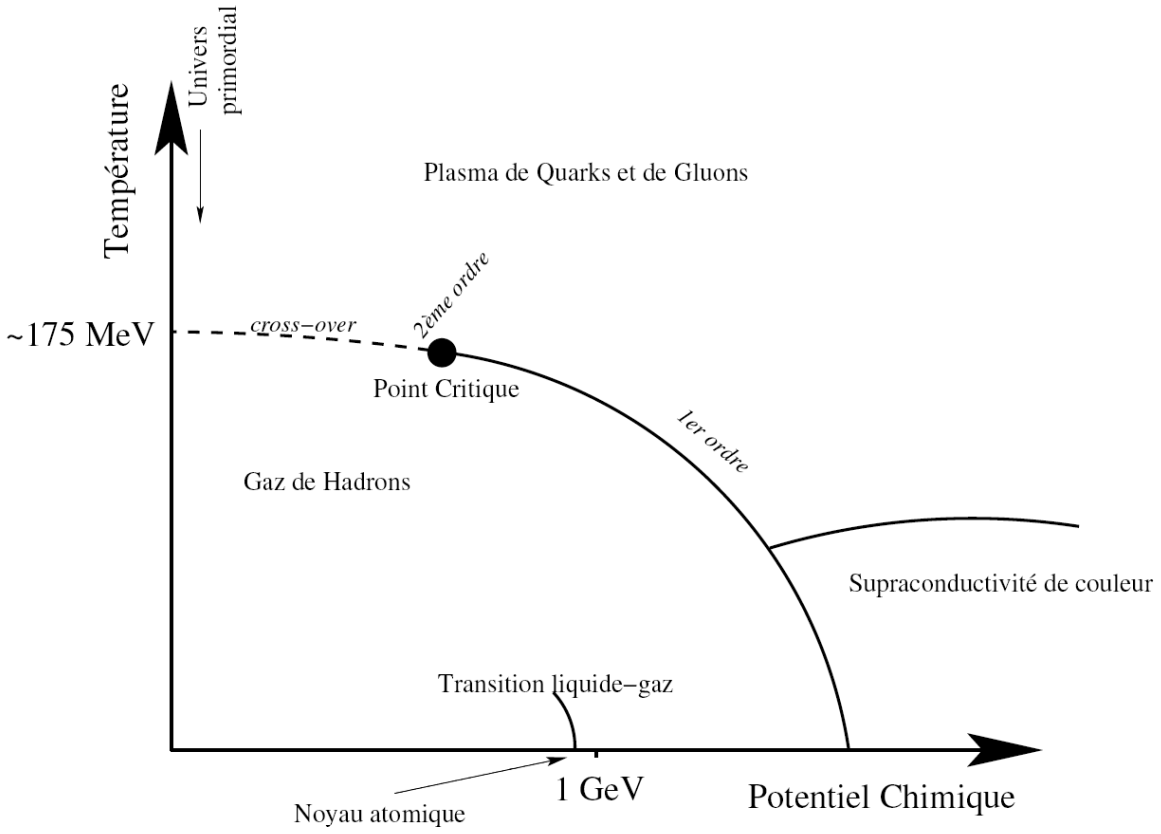


Figure 2 : diagramme de phase de la matière nucléaire.

B. Dissociation des quarkonia comme sonde de la matière hadronique

Parmi les différentes sondes de la matière nucléaire [6] susceptibles de donner une information sur la formation d'un QGP, la suppression des quarkonia, et en l'occurrence du J/Ψ, fut proposée en 1986 par Matsui et Satz [7] comme une signature des plus prometteuses de la formation du plasma de quarks et de gluons. En effet, cette sonde présente au moins deux avantages :

- le J/Ψ est produit par des processus durs aux tous premiers instants de la collision et donc avant la formation du plasma. Son temps de vie étant relativement long, il va donc traverser le milieu nucléaire avant de se désintégrer et "verra" donc l'état de ce milieu
- c'est un état fortement lié, qui sera donc peu sensible à la phase hadronique de la collision et aura une température de dissociation élevée (écrantage de Debye décrit ci-dessous) de l'ordre ou supérieure à T_c

Le J/Ψ est un état lié $c\bar{c}$ dont le potentiel de liaison est de la forme $V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r}$. Ce potentiel comprend un terme de confinement σ r qui domine à grande distance, avec σ la tension de la corde et r la distance entre les quarks, et un terme de type Coulombien en 1/r. À partir de ce potentiel et de l'équation de Schrödinger décrivant le quarkonium, il est possible de calculer la masse et la distance r_0 séparant la paire $Q\bar{Q}$. Les valeurs obtenues sont reportées dans le Tableau 1 [8]. ΔM représente l'écart entre la masse calculée et la masse mesurée et

montre un très bon accord puisque cet écart reste inférieur au pour cent. ΔE représente l'énergie de liaison, c'est-à-dire la différence entre la masse du quarkonium et le seuil de production du charme ou de la beauté ouverte. On notera également que plus l'énergie de liaison est grande et plus la distance entre la paire $Q\overline{Q}$ est petite au sein d'une même famille. Plus ΔE sera grand, plus il sera difficile de casser la résonance. À titre d'exemple, on peut considérer le cas d'une collision d'un J/Ψ avec un hadron. Compte tenu de son énergie de liaison et de sa très petite taille, le J/Ψ ne pourra être résolu que par une sonde suffisamment dure et dissocié que par l'interaction avec des gluons durs du hadron. Or dans le cas des hadrons confinés et pour une température inférieure à 175 MeV, l'énergie moyenne des gluons est inférieure à 0,1 GeV ce qui est très petit devant les 0,6 GeV de l'énergie de liaison et est donc insuffisant pour dissocier les J/Ψ. Un hadron ne pourra donc pas dissocier un J/Ψ.

Résonance	J/Ψ (1S)	χ_c (1P)	Ψ ' (2S)	ϒ (1S)	χ_b (1P)	ϒ ' (2S)	χ'_b (2P)	ϒ " (3S)
Masse (GeV)	3,10	3,53	3,68	9,46	9,99	10,02	10,26	10,36
ΔE (GeV)	0,64	0,20	0,05	1,10	0,67	0,54	0,31	0,20
ΔM (GeV)	0,02	-0,03	0,03	0,06	-0,06	-0,06	-0,08	-0,07
r_0 (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,44	0,56	0,68	0,78
T_d/T_c	2.1	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.6	1.19	1.17

Tableau 1 : masse, énergie de liaison, diamètre et température de dissociation des quarkonia [8]

Dans un milieu nucléaire porté à haute température, le potentiel de la paire $Q\overline{Q}$ est écranté et prend la forme :

$$V(r) = \sigma r\left(\frac{1-e^{-\mu r}}{\mu r}\right) - \frac{\alpha}{r}e^{-\mu r}$$

où $\mu(T) = 1/r_c \sim T$ est l'inverse du rayon de Debye. Quand le milieu est déconfiné, la tension de corde devient nulle et le potentiel prend la forme $V(r) = -\frac{\alpha}{r}e^{-\mu r}$. Il aura donc une étendue de l'ordre de $r_c = 1/\mu$. Lorsque le rayon de Debye, qui décroît quand la température augmente, va être inférieur à la distance qui sépare la paire $c\overline{c}$, la résonance sera dissociée. Cet effet porte le nom d'écrantage de Debye et peut être généralisé aux autres résonances de la famille du J/Ψ ainsi que celles de la famille du ϒ pour différentes températures dépendantes de leur énergie de liaison. Les suppressions successives de ces différents états donnent donc une indication de la température atteinte dans le milieu (Figure 3). Le Tableau 1 donne les valeurs obtenues pour les différentes résonances. La dissociation des résonances se fera dans l'ordre suivant : Ψ', χ_c, ϒ ", χ'_b, ϒ ', χ_b, J/Ψ, ϒ.

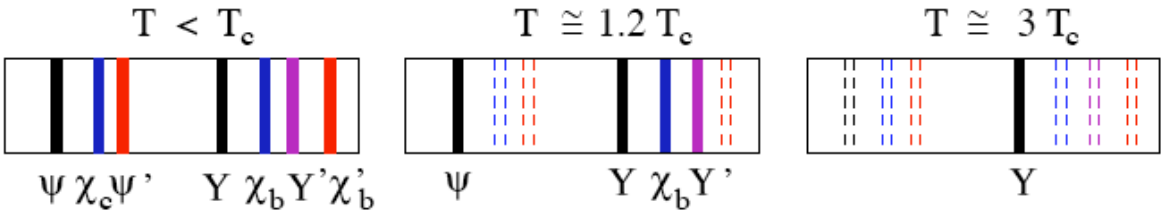


Figure 3 : représentation du spectre des résonances en fonction de la température du milieu nucléaire.

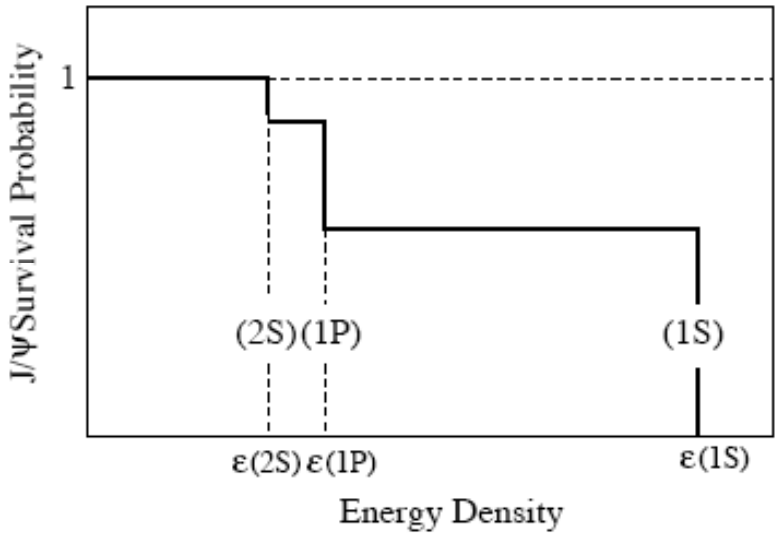


Figure 4 : suppression séquentielle du J/Ψ en fonction de la densité d'énergie. En ordonnée est représentée la probabilité de survie de la résonance.

Ce schéma reste toutefois simpliste. En effet il faut prendre en compte, lorsqu'on voudra étudier expérimentalement par exemple la suppression du J/Ψ, le fait que ~30 % des J/Ψ proviennent de désintégrations des états χ_c et Ψ ' qui sont écrantés à des températures plus basses conduisant à une suppression séquentielle du J/Ψ (Figure 4). De plus aux énergies du LHC, deux autres phénomènes sont susceptibles de compliquer encore plus la compréhension. Tout d'abord la production importante de mésons beaux conduira, par désintégration, à donner des J/Ψ en dehors de la phase de plasma. La proportion attendue de J/Ψ provenant de ces désintégrations (N($b\bar{b}$→J/Ψ)/N(J/Ψ direct)) serait de l'ordre de 21% [9, 10, 11]. De plus il serait possible d'avoir une régénération du J/Ψ lors de la phase de plasma, due à la recombinaison statistique du grand nombre de quarks charmés produits [10]. Le nombre de J/Ψ produits par recombinaison en fonction de la centralité évoluerait comme $N^2(c\bar{c})$ conduisant à une augmentation au lieu d'une suppression [11]. Suivant les modèles, l'augmentation peut aller jusqu'à un facteur 10 par rapport à la production initiale de J/Ψ. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, ce modèle de recombinaison des quarks n'a été ni confirmé ni infirmé à RHIC. Le LHC devrait pouvoir apporter une réponse claire à cette hypothèse compte tenu qu'il y aurait ~40 fois plus de charme produit. Enfin, la production des quarkonia peut être affectée par des effets nucléaires froids dans l'état initial de la collision, comme l'effet du shadowing, ou dans l'état final de la collision, comme l'absorption nucléaire [12]. L'effet shadowing, qui est un effet dans l'état initial, se traduit par

une diminution de la probabilité de trouver un quark ou un gluon à petit x (fraction de l'impulsion portée par le parton) dans les noyaux par rapport à celle dans les nucléons individuels (Figure 5). Il faut donc en tenir compte suivant le domaine cinématique qui est exploré.

L'absorption nucléaire se produit lors de la formation du charmonium. En effet, le modèle octet de couleur propose que la paire $c\bar{c}$ formée par les processus durs soit un état octet de couleur qui se combine avec un gluon mou colinéaire pour former un état pré-résonant singlet de couleur. Cet état va se transformer en résonance (J/Ψ, Ψ' ou χ_c) en absorbant le gluon qui accompagne la paire $c\bar{c}$ au bout d'un temps $\tau_8 \sim 0{,}25$ fm [6]. Il peut être détruit par les nucléons du noyau avant de donner une résonance. La distance parcourue par cet état pré-résonant va dépendre de l'énergie dans le centre de masse. Dans le Tableau 2 est reportée l'impulsion P_A du charmonium pour $x_F = 0$ (fraction de l'impulsion du faisceau portée par le charmonium) à différentes énergies dans le centre de masse ainsi que la distance d_8, distance parcourue au bout du temps τ_8 de formation de la pré-résonance. On voit que dans le cas de RHIC et du LHC, le milieu nucléaire voit seulement l'état pré-résonant alors qu'au SPS la résonance se forme avant la sortie du noyau conduisant à une suppression qui peut être plus forte pour le Ψ' que pour le J/Ψ.

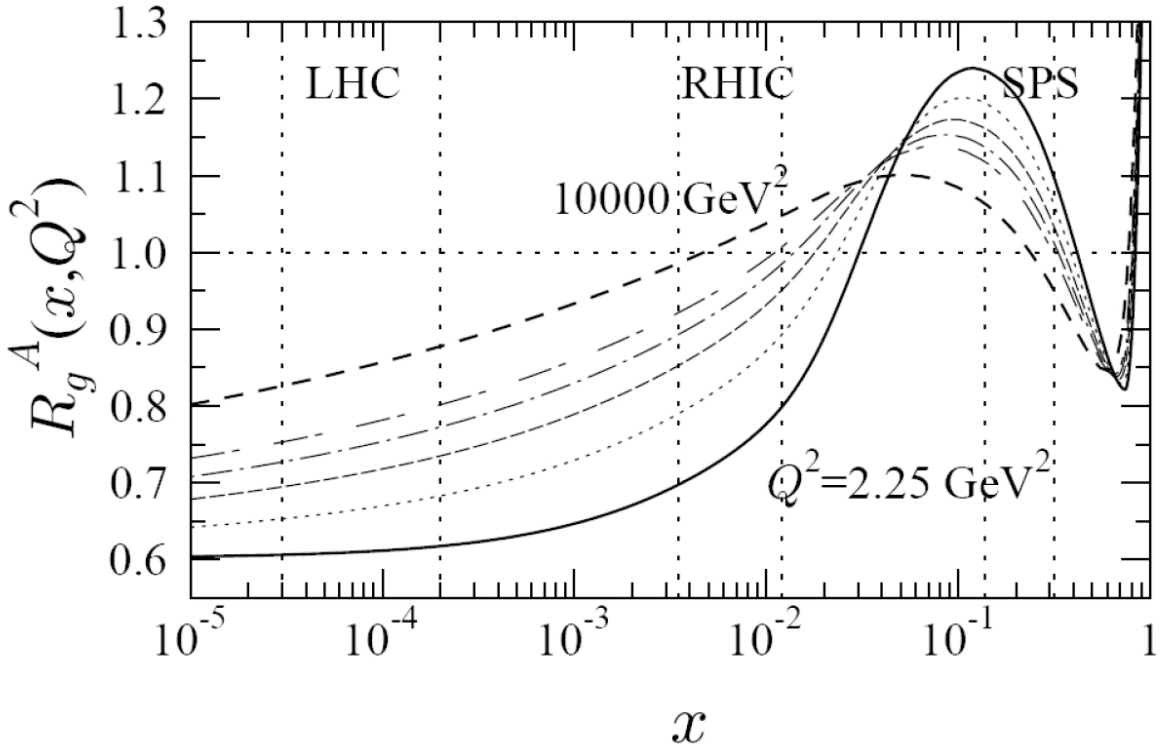


Figure 5 : évolution du rapport $R_g^A(x,Q^2) = \dfrac{f_g^A(x,Q^2)}{f_g(x,Q^2)}$ des gluons pour un noyau de plomb et en fonction de x et de Q^2 [13]. $f_g^A(x,Q^2)$ et $f_g(x,Q^2)$ désignent respectivement les fonctions de distribution des gluons dans le noyau et dans le nucléon.

Accélérateur	$\sqrt{S}$ (GeV)	P_A (GeV)	d_8 (fm)
SPS	17	29	2
SPS	29	48	4
FNAL, HERA B	40	66	5
RHIC	200	330	26
LHC	5500	9000	730

Tableau 2 : paramètres de formation du charmonium à $x_F = 0$ pour différentes énergie dans le centre de masse [6].

Nous reviendrons sur ces différents points dans le paragraphe suivant. L'étude de la suppression des résonances nécessite donc un programme expérimental poussé afin de déconvoluer l'ensemble de ces phénomènes [14]. Il faut commencer par étudier la production de ces résonances dans les collisions p-p en l'absence d'effets nucléaires afin d'avoir un point de référence. Ensuite il faut passer aux collisions p-A pour étudier les effets nucléaires froids en l'absence de QGP et qui peuvent déjà affecter les signatures. Pour finir on peut passer aux collisions A-A pour différents systèmes de noyaux et éventuellement à différentes énergies pour observer une déviation due à la formation du QGP par rapport au comportement attendu dans le milieu nucléaire froid, lorsqu'on atteint les hautes densités d'énergie.

C. Résultats expérimentaux sur le J/Ψ : NA38, NA50 et Phenix

Commençons par quelques rappels historiques intéressants. La proposition d'expérience de NA38 [15] étant antérieure à la publication de Matsui et Satz, elle ne portait pas sur l'étude de la suppression du J/Ψ mais sur les dimuons thermiques et proposait pour cela d'utiliser le spectromètre à dimuons de NA10. À l'époque il n'était pas encore question de suppression "normale" ou "anormale" du J/Ψ, d'états pré-résonant et encore moins de comovers. Le travail expérimental effectué dans NA38/NA50 a permis de poser les bases de cette physique. Nous allons donner dans la suite les principaux résultats sur la suppression du J/Ψ observée par NA38/NA50. Pour un historique et une revue détaillée des différents résultats, le lecteur pourra se reporter aux quelques publications suivantes [16,17,18,19].

Comme nous le disions dans le paragraphe précédent, avant de vouloir étudier les collisions d'ions lourds qui produisent les plus grandes densité d'énergie et éventuellement le QGP, il faut commencer à étudier les effets nucléaires "normaux" que l'on peut observer dans les collisions p-A. Pour cela les expériences NA38, NA50 et NA51 ont utilisés différentes cibles : p, d, C, Al, Cu, Be, Ag, W, Pb et U. Sur la Figure 6 est représentée la section efficace de production du J/Ψ par collision nucléon-nucléon en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée. Comme toutes les données n'ont pas été prises à la même énergie, elles ont été recalculées pour ramener tous les résultats à une énergie de 200 GeV. La suppression "normale" du J/Ψ, que l'on observe dans ces collisions inclut tous les effets nucléaires aussi bien dans l'état initial que dans l'état final de la collision. Cette suppression est interprétée comme une absorption de la pré-résonance dans le milieu nucléaire. La valeur obtenue de la section efficace d'absorption est de 4,2 ± 0,4 mb [20]. On notera que les collisions de noyaux légers comme l'oxygène et le soufre, sur une cible d'uranium, sont tout à fait compatibles, à ces énergies, avec le modèle d'absorption.

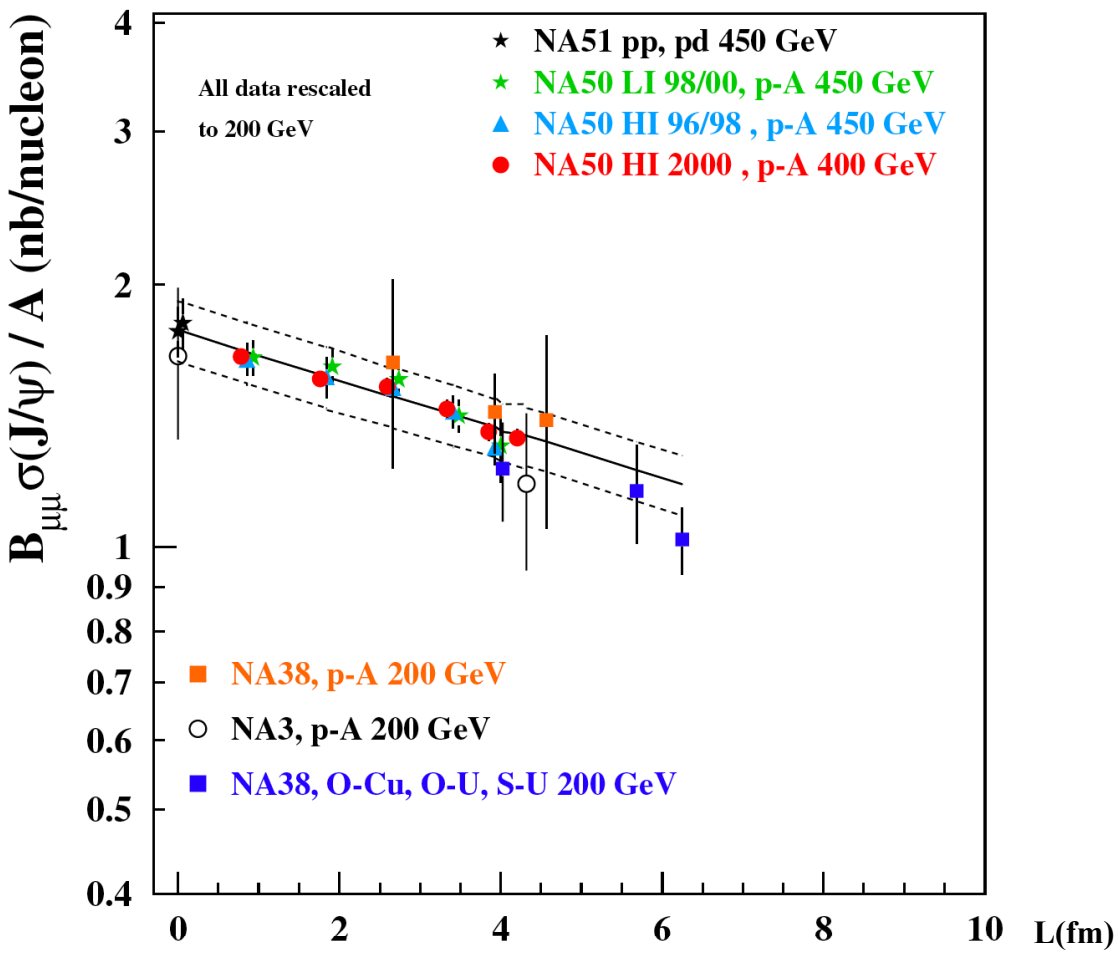


Figure 6 : suppression "normale" du J/Ψ en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée.

À partir de ces mesures, il est possible de normaliser les données prises dans les collisions A-A afin de voir si la production du J/Ψ continue à suivre la courbe de suppression "normale" ou si l'on observe une déviation lorsqu'on accède à de plus hautes densités d'énergie. Sur la Figure 7 est représentée la production de J/Ψ mesurée sur la production de J/Ψ attendue en prenant en compte les effets nucléaires froids. Cette quantité est exprimée en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée ou de la densité d'énergie atteinte dans la collision. On observe que lorsque l'on passe aux collisions A-A, pour les collisions les plus périphériques qui produisent la plus petite densité d'énergie, la suppression du J/Ψ reste "normale", y compris pour les collisions Pb-Pb. Lorsque la collision devient de plus en plus centrale, et en collision Pb-Pb et In-In où l'on atteint les plus hautes densités d'énergie, on observe une suppression "anormale" du J/Ψ, c'est-à-dire qui s'écarte significativement de la courbe d'absorption et qui fait donc intervenir de nouveaux processus. Cette suppression anormale peut être expliquée au SPS par différents modèles [19] dont les deux plus marquants sont le modèle des comovers et celui de la dissociation du J/Ψ dans un milieu déconfiné.
Le modèle des comovers, qui ne fait pas intervenir la formation d'un QGP, considère qu'après la collision, le charmonium est entouré par un ensemble de hadrons voyageant avec lui. Ces hadrons peuvent entrer en collision avec l'état pré-résonant ou avec le J/Ψ conduisant à sa dissociation. Ce modèle arrive à reproduire les données de NA38 et NA50 [21], toutefois certains auteurs [23] considèrent que compte tenu que le J/Ψ ne peut être dissocié que par des gluons durs, l'effet des comovers devrait être négligeable. De plus ce modèle est mis en défaut

par les résultats de NA60 [16] ainsi que ceux de l'expérience PHENIX [12] qui, comme nous le verrons dans la suite, a observée une suppression du J/Ψ plus importante à rapidité vers l'avant qu'à rapidité centrale alors que le modèle des comovers prédit l'inverse (Figure 11).
Le modèle de suppression séquentielle du J/Ψ peut également décrire ces données en considérant qu'au SPS, la température du milieu créé est proche de la température critique et que donc, seul le Ψ' et le χ_c sont dissociés.

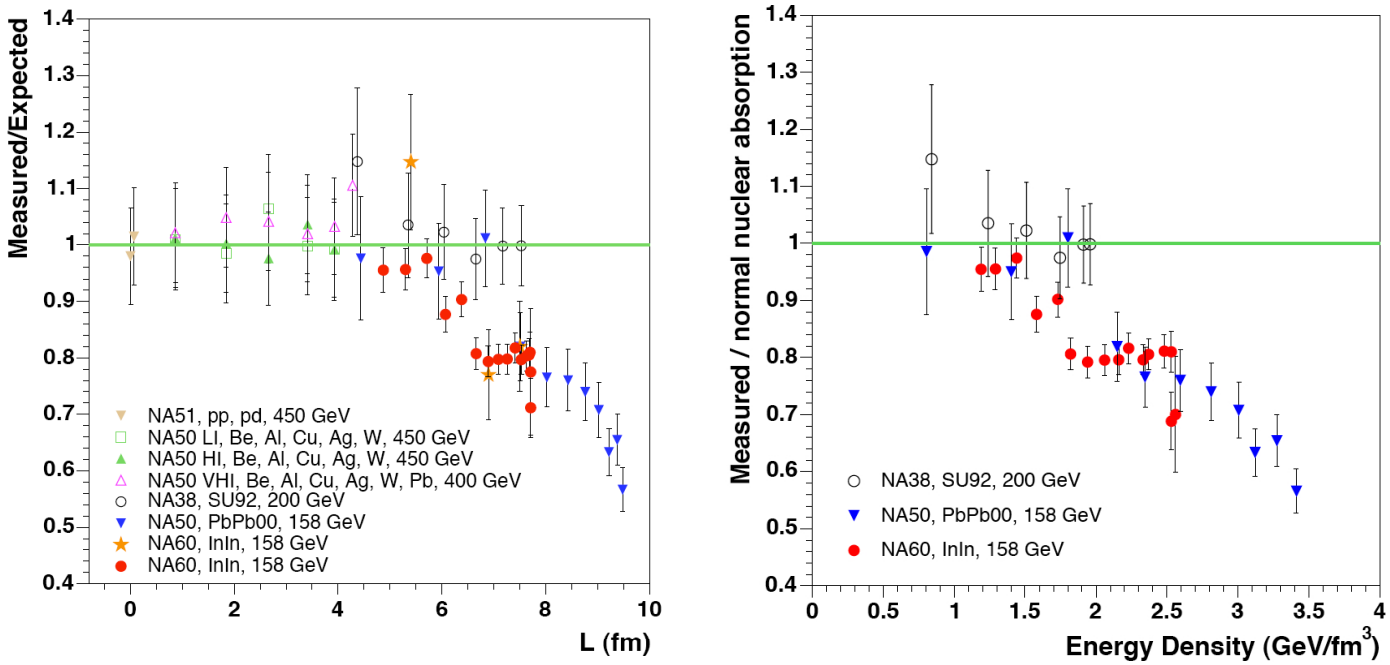


Figure 7 : taux de production du J/Ψ mesuré normalisé par la suppression normale attendue, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée (figure de gauche) et en fonction de la densité d'énergie (figure de droite).

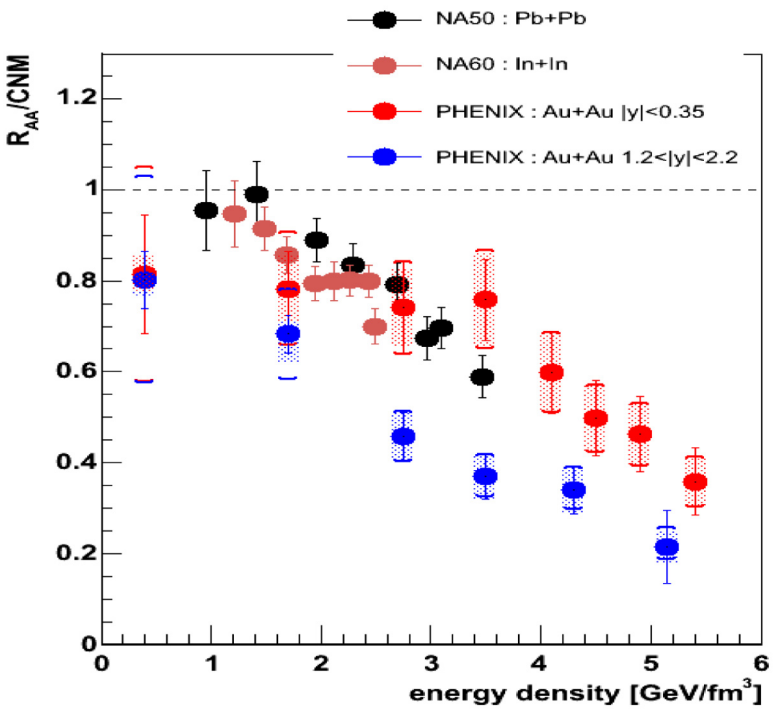


Figure 8 : probabilité de survie du J/Ψ au SPS et à RHIC (PHENIX) en fonction de la densité d'énergie.

Plus surprenant est le résultat obtenu à RHIC (PHENIX [22]) et représenté par le taux de survie du J/Ψ en fonction de la densité d'énergie (Figure 8). Plusieurs observations peuvent être faites sur cette figure. Tout d'abord on note une suppression différente à rapidité centrale et à rapidité sur l'avant. Cette différence est quantifiée sur la Figure 9 où est représenté le facteur de modification nucléaire pour le J/Ψ défini par $R_{AA} = \frac{J/\psi|_{AA}}{< N_{coll} > J/\psi|_{pp}}$. R_{AA} donne le nombre de J/Ψ mesurés en collisions A-A normalisé par le nombre de J/Ψ mesurés en collision p-p multiplié par le nombre moyen de collision binaires à la centralité considérée. On peut voir sur cette figure que la suppression à rapidité sur l'avant représente 60% de celle mesurée à rapidité centrale pour un nombre de participants à la collision supérieur à 100. Cette suppression, différente suivant le domaine de rapidité, peut être expliquée par les modèles de recombinaison. En effet, la recombinaison dépend du nombre de paires $c\bar{c}$. Comme il y a plus de charme produit à rapidité centrale, la suppression du J/Ψ pourrait être plus faible dans ce domaine de rapidité (Figure 10). Ce modèle de recombinaison ne pourra être confirmé qu'au LHC où l'on devrait observer une augmentation importante du nombre de J/Ψ due aux recombinaisons.

La deuxième observation est qu'à rapidité centrale, la suppression est similaire à celle observée au SPS. Il faut toutefois rester prudent sur cette apparente similitude. En effet, les barres d'erreurs restent encore importantes, il faudrait des mesures plus précises des effets nucléaires froids. De plus, dans le calcul de la densité d'énergie, le temps de formation du QGP est pris égal à 1 fm/c au RHIC et au SPS alors qu'il pourrait être plus grand au SPS et plus petit à RHIC.

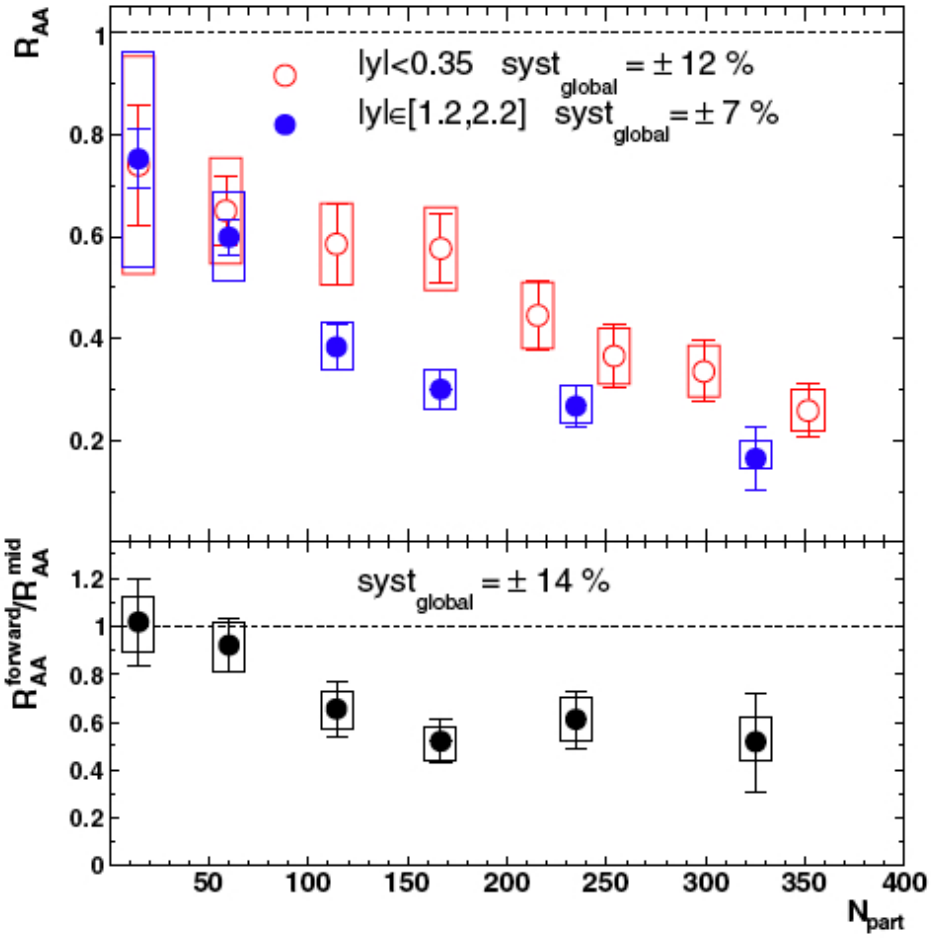


Figure 9 : figure du haut : suppression du J/Ψ, en fonction du nombre de nucléons participants, mesurée à rapidité centrale et à l'avant. Figure du bas : comparaison des suppressions en fonction du nombre de participants.

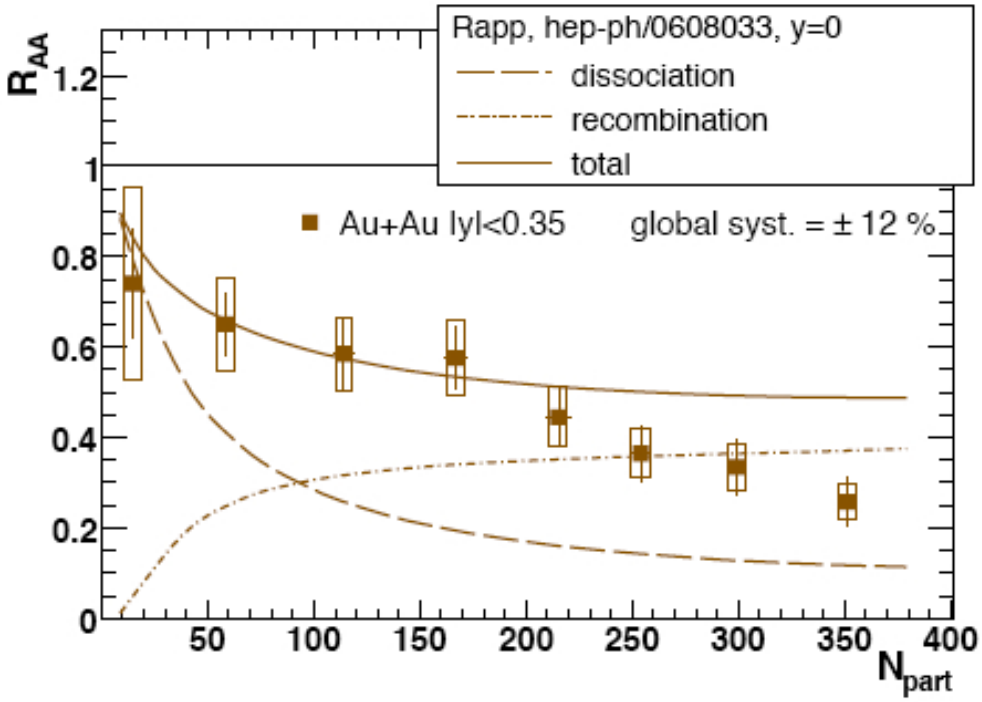


Figure 10 : comparaison d'un modèle de recombinaison avec les données expérimentales de PHENIX à rapidité centrale.

La troisième remarque concerne l'amplitude de la suppression. En effet si le J/Ψ n'est pas dissocié à RHIC compte tenu qu'il faudrait atteindre des densités d'énergie de l'ordre de 10 GeV/fm^3, alors la suppression serait uniquement due à la suppression des résonances Ψ' et χ_c juste au dessus de la température critique autour d'une densité d'énergie ε ~1 GeV/fm^3. Dans ce cas là le taux de survie du J/Ψ ne devrait pas descendre en dessous des 60% correspondant à la production directe de J/Ψ. On peut constater qu'ici on descend à des valeurs de l'ordre de 20% laissant penser que le J/Ψ a bien commencé à être supprimé à RHIC.
Tout ces résultats sont en accord avec les modèles faisant intervenir une phase déconfinée [23]. Comme nous l'avons signalé plus haut, le modèle faisant intervenir les comovers (Figure 11) n'interprète pas correctement les données. En effet, le comportement de ce modèle est inversé par rapport aux résultats expérimentaux. Ceci s'explique par le fait que la densité de hadrons est plus grande à rapidité moyenne et que donc la suppression par les comovers est plus importante dans ce domaine de rapidité.

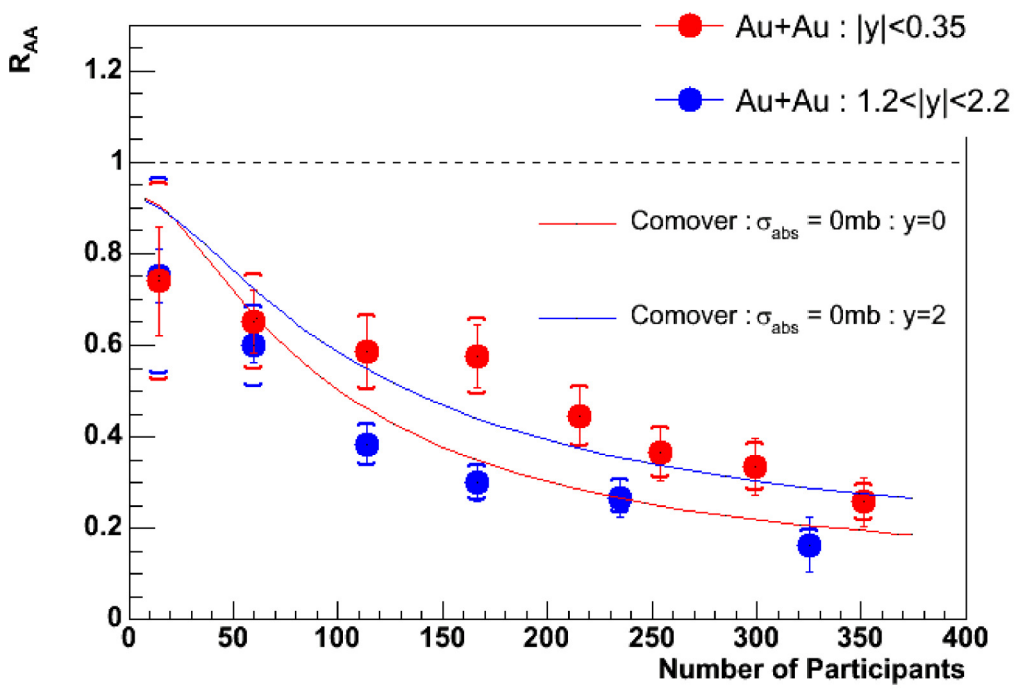


Figure 11 : comparaison des données de PHENIX avec un modèle de comovers [24]

D. Et pour ALICE ?

Comme il l'a été souligné précédemment, l'étude des résonances dans ALICE sera plus complexe. Le continuum sous les résonances n'est plus simplement fait de Drell-Yan ou de charme ouvert mais de charme et de beauté ouverte sensibles, entre autres, aux effets nucléaires froids comme le CGC (Color Glass Condensat) [25]. L'étude du J/Ψ, de par la production secondaire venant du Ψ', du χ_c mais aussi du B voire de la recombinaison des quarks c sera clairement complexe. L'étude des résonances de la famille du ϒ devrait être similaire à celle du J/Ψ (suppression des résonances, recombinaison des quarks b) à RHIC avec la difficulté que la famille du ϒ est plus complexe que celle du Ψ.
Aux vues des discussions précédentes, les simulations effectuées dans ALICE restent très simples ! Bien entendu ces simulations sont indispensables afin d'étudier les performances des détecteurs et les résultats que l'on peut espérer dans ALICE. Sur la Figure 12 tirée de la référence [26] on peut voir un exemple de ce type d'étude permettant de voir les effets d'une coupure réaliste du trigger dimuons sur le spectre en masse attendu comparativement à une coupure franche. Compte tenu que la coupure en P_T du trigger n'est pas franche (voir Figure 28) et qu'elle laisse donc passer des muons avec un P_T inférieure à celui de la coupure, on constate une augmentation importante du nombre d'événements à basse masse. Ces évènements peuvent être coupés par la suite, après reconstruction des évènements au niveau du soft d'analyse.

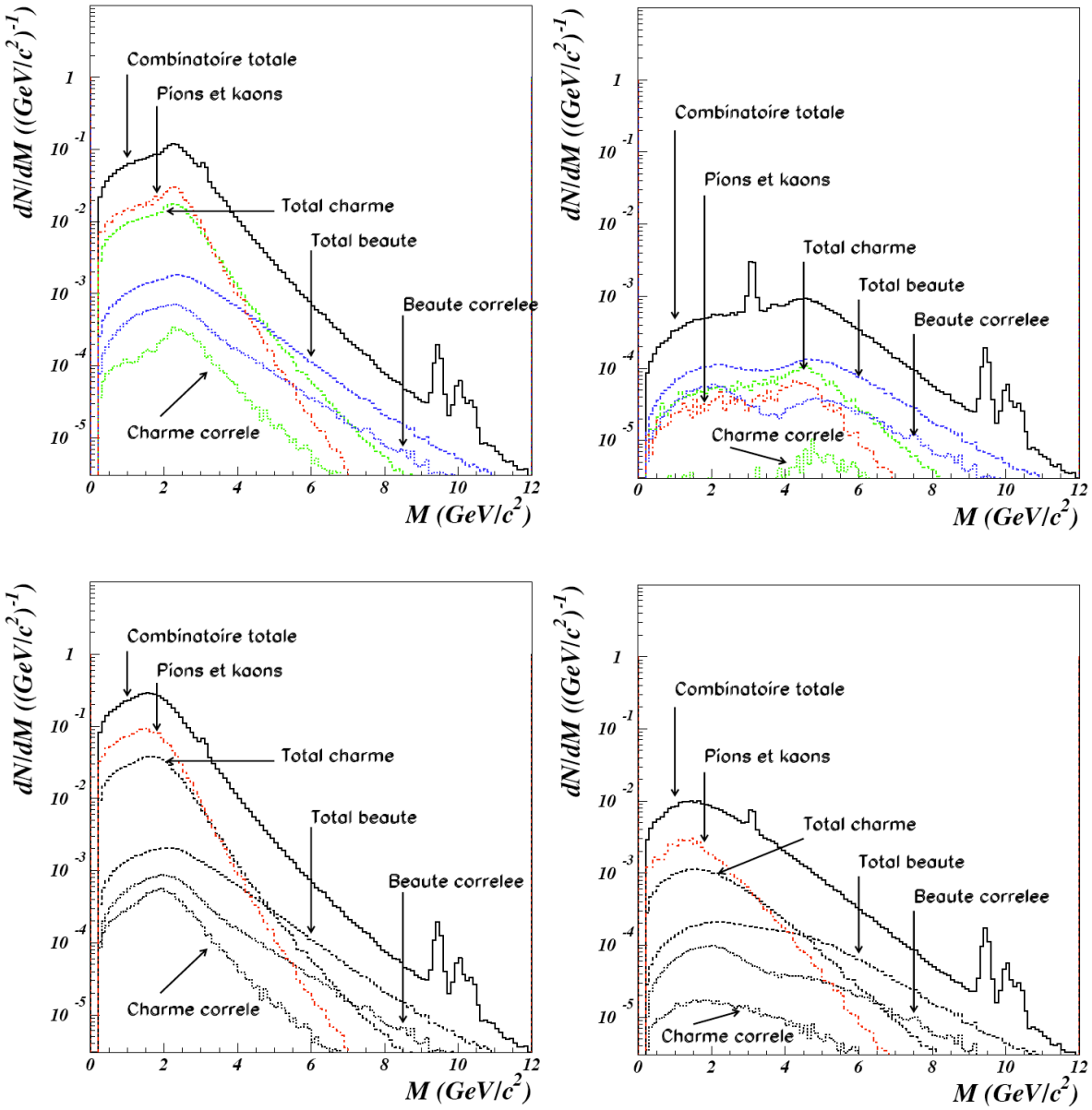


Figure 12 : spectre de masse invariante pour des muons dont le P_T > 1 GeV/c (en haut à gauche), P_T > 2 GeV/c (en haut à droite). En bas à gauche spectres avec un seuil de coupure bas P_T reproduisant les effets du trigger (voir Figure 28) et avec une coupure trigger haut P_T en bas à droite.

Il est clair que l'un des principaux problèmes de l'étude des signatures du QGP auprès d'ALICE, comparativement aux expériences sur cibles fixes du SPS ou bien sur collisionneur à RHIC, sera la luminosité et le temps de faisceau. Comparativement à l'expérience NA50, un calcul grossier montre que le nombre d'évènements attendus par seconde est divisé par un facteur 100. Si l'on veut pouvoir mener des études précises, il sera nécessaire d'avoir rapidement une très bonne luminosité et si possible des temps de faisceaux en ions lourds plus importants que seulement 1 mois par an.

Bibliographie

[1] La QCD sans Peine – O. Pène – Ecole Joliot Curie 2005
[2] Superdence matter : neutrons or asymptotically free quarks – J.C. Collins & M.J. Perry – Phys.Rev.Lett. vol 34 - 1975
[3] Exponential hadronic spectrum and quark liberation – N. Cabibbo & G. Parisi – Phys. Lett. B, vl 59 - 1975
[4] Thermodynamics and in medium hadron properties from lattice QCD – F. Karsch & E. Laermann - hep-lat/0305025 -2003
[5] Lattice QCD Results at Finite Temperature and Density – Z. Fodor - Nucl. Phys. A 715 (2003) 319-328 - 2003
[6] Colour deconfinement in nuclear collisions – H. Satz - Rep. Prog. Phys. 63 (2000) 1511 – 2000
[7] J/Ψ suppression by quark-gluon plasma formation. – T. Matsui and H. Satz – Phys. Lett. B178, 416 – 1986
[8] Charm and beauty in hot environement – H. Satz - hep-ph/0602245– 2006
[9] P. Crochet – communication privée
[10] Physics Performance Report Vol 1 et Vol 2 – J. Phys. G. Vol 30 N° 11 (2004) et J. Phys. G. Vol 32 N° 10 (2006)
[11] Hard probes in heavy ion collisions at LHC : heavy flavour physics – M. Bedjidian – arxiv:hep-ph/0311048v1 - 2003
[12] Étude de la production du J/Ψ→ $\mu^+\mu^-$ dans les collisions Cu + Cu à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX – A. Rakotozafindrabe – Thèse LLR 2007
[13] Scale evolution of nuclear parton distribution - K.J. Eskola, V.J. Kolhinen et P.V. Ruuskanen – Nucl. Phys. B535 (1998)
[14] The search for the QGP : a critical appraisal – H. Satz - Nucl. Phys. B, Proc. Suppl. 94 (2001) 204-18 – 2001
[15] Study of high-energy nucleus-nucleus interactions with the enlarged NA10 dimuon spectrometer – A. Baldit et al. – CERN/SPSC/85-20
[16] 20 years of J/Ψ suppression at CERN SPS – L. Kluberg - Eur. Phys. J. C 43, 145-156 (2005) et aussi la présentation associée que l'on peut trouver à l'adresse suivante : http:// quark.phy.bnl.gov/~karsch/jpsi_day/kluberg_talk.ppt
[17] Results of the NA50 experiment with the CERN SPS heavy-ion beam - Federica Sigaudo – Thèse Università Degli Studi Di Torino 2003
[18] Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collissions at CERN-SPS – M.C. Abreu et al. – Phys. Lett. B 477 (2000)
[19] J/Ψ and Ψ' production in Pb-Pb collisions at 158 GeV/nucleon – Helena Santos - Thèse Universidade Tecnica de Lisboa 2004
[20] The J/Ψ normal nuclear absorption – G. Borges et al. – Eur. Phys. J. C (2005)
[21] New J/Ψ suppression data and the comovers interaction model – A. Capella et D. Sousa - Eur. Phys. J. C 30, 117-122 (2003)
[22] Centrality Dependence of J/Ψ Production in Au+Au and Cu+Cu Collisions by the PHENIX Experiment at RHIC arXiv:nucl-ex/0703004v1 – T.Gunji – (2007) et aussi la présentation correspondante faite à QM2006
[23] Colour deconfinement and quarkonium binding – H. Satz - J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 32 R25-R69 – 2006
[24] Why does J/Ψ nuclear absorption decrease with increasing energy ? – A. Capella et E.G. Ferreiro – hep-ph/0610313 – 2006

[25] Étude du modèle du CGC dans le spectromètre à muons d'ALICE auprès du LHC – Thèse A. Charpy - 2007
[26] Optimisation du détecteur du système de déclenchement du spectromètre dimuons et étude des résonances de haute masse dans l'expérience ALICE au CERN-LHC - L. Lamoine, Thèse de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Fd, DU 1320 – EDSF 329 – 2001

III. Présentation du détecteur ALICE

Le détecteur ALICE (Figure 13) peut être divisé en deux ensembles : la partie centrale dédiée à l'observation des hadrons, électrons et photons et le spectromètre à muons placé sur l'avant [1].

La partie centrale couvre un domaine d'acceptance $|\eta| < 0{,}9$ et $0 < \Phi < 2\pi$. Elle comprend quatre détecteurs principaux placés dans l'aimant solénoïdal de L3 qui est encore aujourd'hui le plus gros solénoïde au monde et qui délivre un champ magnétique ≤ 0,5 T. En partant radialement du point d'interaction vers l'extérieur de la partie centrale, ces détecteurs sont :

- L'ITS (Inner Tracking System) [2] est composé de 6 plans de silicium placés au plus près du point d'interaction. Les deux couches internes sont des détecteurs à pixels, les deux couches intermédiaires sont des détecteurs à dérive et les deux couches externes sont des détecteurs à micro-strips. Son rôle est de reconstruire les vertex primaires et secondaires et d'identifier les particules chargées d'impulsion inférieure à 100 MeV/c. La résolution spatiale du paramètre d'impacte reconstruit est de quelques dizaines de microns dans le plan azimutal. Sa surface totale est de 6,28 m^2 et son nombre de voies de lecture s'élève à 12,6 millions.
- La TPC (Time Projection Chamber) [3] permet l'identification des particules chargées par la mesure combinée de leur impulsion et de leur perte d'énergie. C'est le plus grand détecteur de ce type jamais construit avec ses 5,6 m de longueur et 5,1 m de diamètre. Elle a un volume de 88 m^3 et 560 000 voies de lecture. C'est aussi le détecteur le plus lent d'ALICE et celui qui génère le plus de données (76 MB pour une collision centrale Pb-Pb). Sa fréquence d'acquisition est de 1000, 400 et 200 Hz pour, respectivement, les collisions pp, Pb-Pb minimum biais et Pb-Pb centrales. Sa résolution en impulsion est de l'ordre du pour cent pour des particules d'impulsion comprise entre 100 MeV/c et 1 GeV/c, et de 10 % pour des particules de 100 GeV/c reconstruites avec l'ensemble des détecteurs de la partie centrale.
- Le TRD (Transition Radiation Detector) [4] a pour but l'identification des électrons d'impulsion supérieure à 1 GeV/c. Il permet d'éliminer les pions mal identifiés avec un facteur de réjection de 100 pour des impulsions supérieures à 3 GeV/c. Le détecteur est composé de 6 couches de chambres à fils couplées à des radiateurs de mousse et de fibres. Le nombre de voies de lecture est de 1,16 millions.
- Le TOF (Time Of Flight) [5] permet l'identification des π, K d'impulsion inférieure à 2,5 GeV/c et des protons d'impulsion inférieure à 4 GeV/c. Le ToF est composé de MRPC (Multigap Resistive Plate Chambers) couvrant une surface totale de 140 m^2 pour 160 000 voies de lecture.

Trois autres détecteurs, avec une acceptance plus faible, complètent la partie centrale :

- Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) [6] permettra d'identifier des hadrons de grande impulsion. Ce détecteur utilise un RICH (Ring Imaging CHerenkov) composé d'un radiateur liquide couplé à une chambre proportionnelle à fils.
- Le PHOS (PHOton Spectrometer) [7] est un calorimètre électromagnétique de grande résolution constitué de cristaux de $PbWO_4$. Il est destiné à la mesure des photons directs et des π_0 et η de grande impulsion.
- Le PMD (Photon Multiplicity Detector) [8] a pour but de mesurer les fluctuations non statistiques dans le rapport photons sur particules chargées ainsi que les effets

collectifs et l'énergie transverse des particules neutres. Il est composé de 2 m^2 de convertisseurs de plomb emprisonnés entre deux couches de détecteurs gazeux.

Le spectromètre dimuons vient s'insérer dans la partie centrale d'ALICE au plus près du point d'interaction [9]. Il est composé (**Figure 14**) :

- d'un absorbeur frontal charger de limiter le bruit de fond provenant de la désintégration des mésons π et K en muons
- de deux stations de trigger placées derrière un mur de fer servant de filtre à muons
- de cinq stations de trajectographie
- d'un absorbeur à petit angle chargé de protéger les stations de trajectographie et de trigger des résidus de l'interaction
- d'un aimant dipolaire indispensable pour la mesure des impulsions des muons.

Il couvre le domaine $-2,5 < \eta < -4$ et $0 < \Phi < 2\pi$. Sa résolution en masse est inférieure à 70 MeV/c^2 au niveau du J/Ψ et inférieure à 100 MeV/c^2 au voisinage du Υ afin de permettre la séparation des différentes résonances de chacune de ces familles. La surface totale couverte par les chambres de tracking et de trigger est respectivement de 100 m^2 et 150 m^2 pour un nombre de voies de lecture de 1,1 million et 21 000.
Dans les chapitres suivants, nous décrirons en détail les absorbeurs, les stations de trigger ainsi que les chambres de trajectographie.

ALICE utilise aussi un ZDC (Zero Degree Calorimeter) [10], un FMD (Forward Multiplicity Detector), un T0 et un V0 qui sont placés à très petit angle [11]. Ces détecteurs participent au trigger général d'ALICE et fournissent des informations sur les caractéristiques globales des événements comme la position du vertex primaire, la centralité et le plan de réaction.

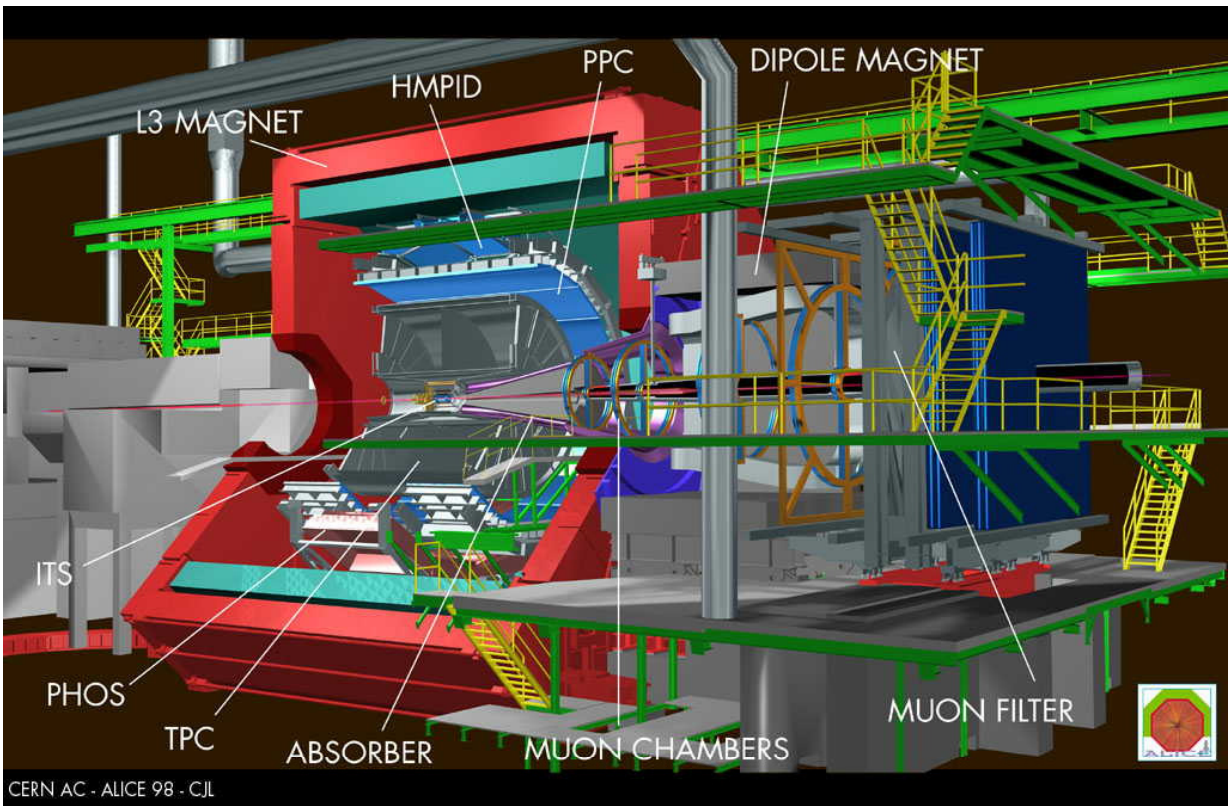


Figure 13 : vue d'ensemble de l'expérience ALICE

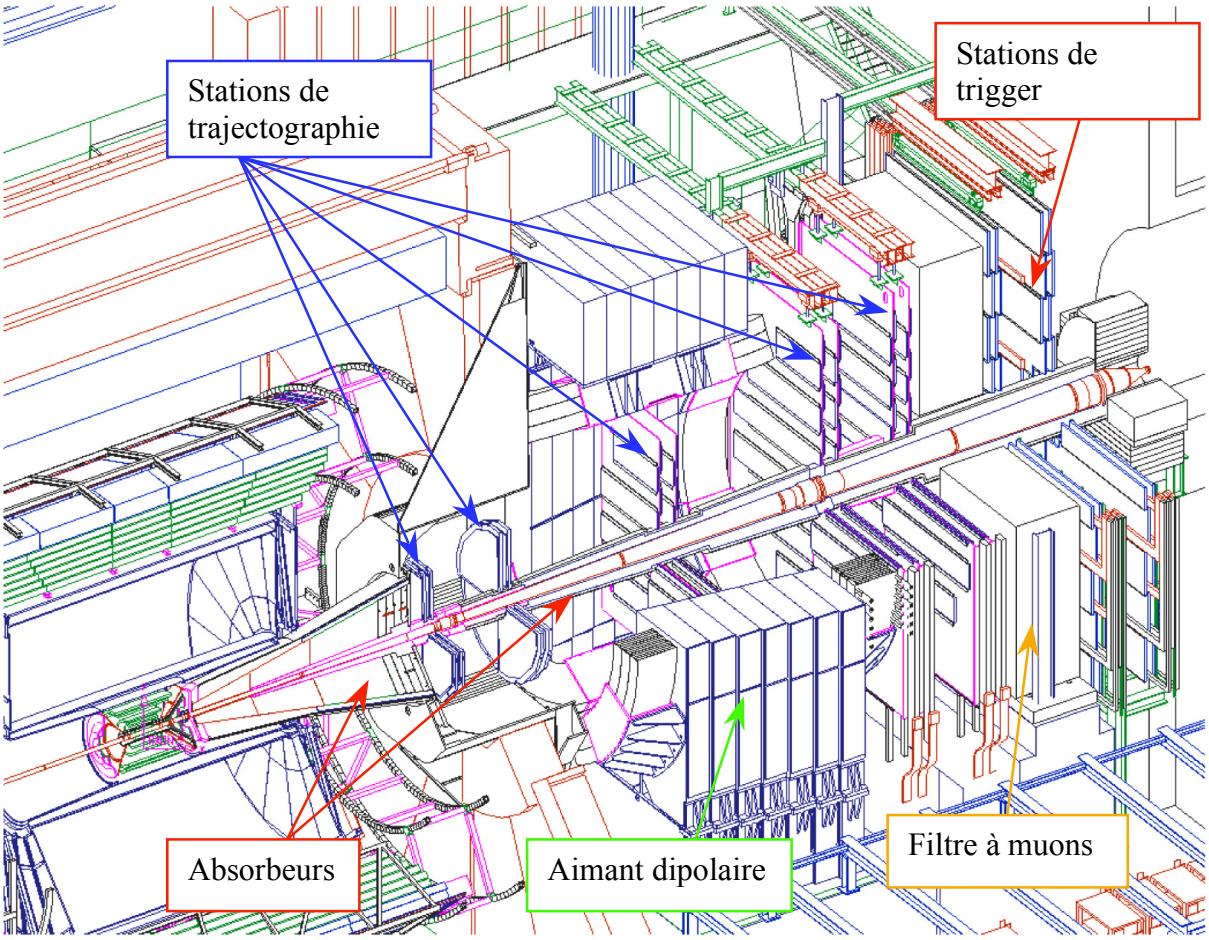


Figure 14 : vue en coupe du spectromètre dimuons d'ALICE.

Bibliographie

[1] Physics Performance Report Vol 1 – J. Phys. G. Vol 30 N° 11 (2004)
[2] Technical Design Report of the Inner tracking System – CERN/LHCC/1999-12
[3] Technical Design Report of the Time Projection Chamber – CERN/LHCC/2000-01
[4] Technical Design Report of the Transition Radiation Detector – CERN/LHCC/2001-21
[5] Technical Design Report of the Time of Flight Detector – CERN/LHCC/2000-12
[6] Technical Design Report of the High Momentum Particule Identification Detector – CERN/LHCC/1998-19
[7] Technical Design Report of the Photon Spectrometer – CERN/LHCC/1999-04
[8] Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector – CERN/LHCC/2003-38
[9] Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer – CERN/LHCC/1999-22; Addendum CERN/LHCC/2000-46
[10] Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter – CERN/LHCC/1999-05
[11] Technical Design Report of the Forward Detectors – CERN/LHCC/2004-025

IV. Les absorbeurs

Les absorbeurs, bien qu'étant des éléments passifs, jouent un rôle essentiel dans un spectromètre dimuons. De leur choix va dépendre la réduction du taux de bruit de fond sur les détecteurs. Ils ont aussi un impact, que l'on essaie de réduire au maximum, sur la résolution en masse du spectromètre.

Le spectromètre d'ALICE comporte quatre absorbeurs : l'absorbeur frontal, l'absorbeur à petit angle, le filtre à muons et le mur de protection des chambres de trigger, chacun ayant un rôle bien différent.

E. L'absorbeur frontal

L'absorbeur frontal a pour but d'atténuer le flux de particules chargées par au moins 2 ordres de grandeur. Il doit aussi faire interagir le plus tôt possible le très grand nombre de pions et de kaons produits dans les collisions avant qu'ils ne se désintègrent en muons [1]. Pour cela, on a intérêt à placer l'absorbeur au plus près du point d'interaction. Il faut toutefois que les interactions se produisant dans l'absorbeur puissent être séparées de celles provenant du point d'interaction. On admet qu'une distance de 40 cm est une distance suffisante pour que la séparation puisse être faite par le programme offline [2]. Dans ALICE, la distance minimale au point d'interaction est imposée par la dimension de l'ITS et des détecteurs de multiplicité. Cette distance est de 90 cm.

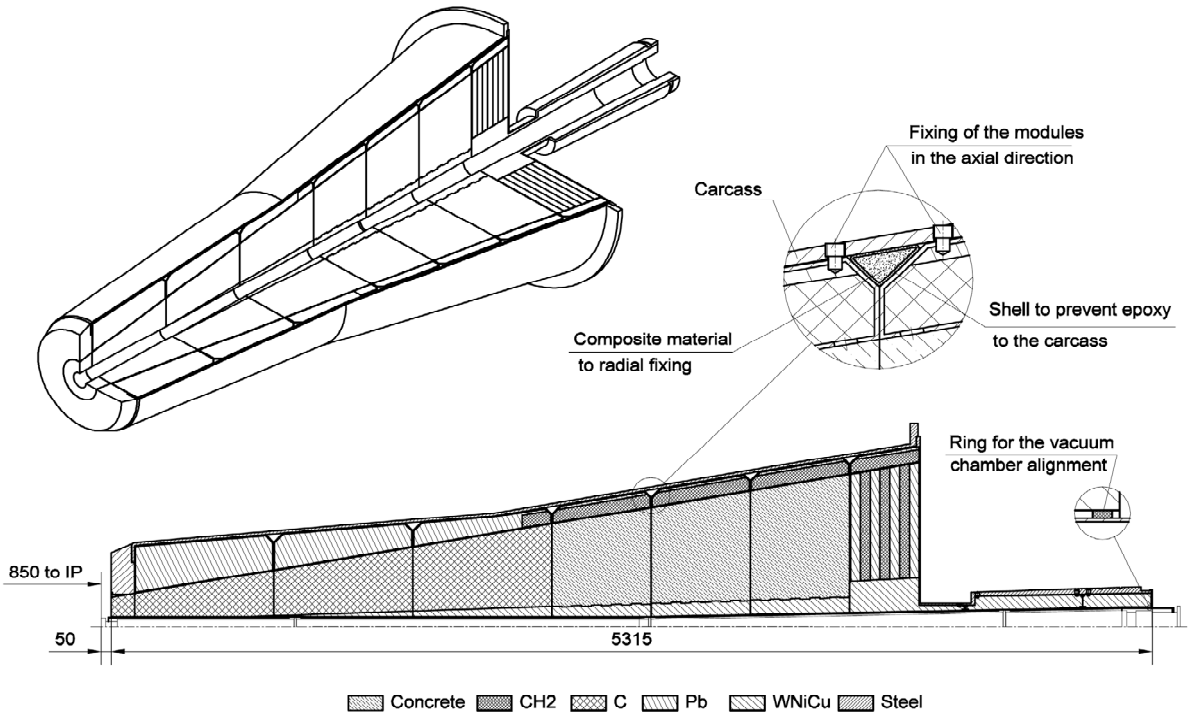


Figure 15 : schéma de l'absorbeur frontal de 4,13 m de long.

Le choix des matériaux composant cet absorbeur et placés dans l'acceptance du bras dimuon doit satisfaire deux critères :

- une faible longueur d'interaction λ_I afin d'absorber efficacement les hadrons
- une grande longueur de radiation X_0 afin de préserver la résolution en masse du spectromètre

Un des meilleurs candidats parmi les matériaux courants est le carbone qui présente un bon rapport X_0 / λ_I (X_0 = 18,8 cm et λ_I = 44 cm). L'absorbeur frontal est donc composé d'un cône de carbone dans sa partie la plus proche du vertex et de béton, moins cher, dans sa seconde partie. Le béton présente de plus une meilleure protection contre les neutrons que le carbone.
L'absorbeur est terminé par une succession de couches de plomb / polyéthylène boré. Le plomb, de Z élevé, a pour but de réduire le flux de gamma qui pourrait produire du bruit de fond dans les premières chambres de trajectographie par production d'électrons de basse énergie. Le polyéthylène a pour rôle d'être un modérateur (beaucoup d'atomes d'hydrogène). Il permet de déplacer l'énergie des neutrons rapides restants, dans la région où le bore présente une grande section efficace d'absorption.

Le blindage total de 4,13 m représente ~ 10 longueurs d'interactions et ~ 62 longueurs de radiations (dont 36 dues au plomb). Ces valeurs sont similaires à celles de l'absorbeur de NA50.

La coupure en impulsion induite par l'absorbeur se situe autour de 4 GeV/c [3,4]]. La contribution de l'absorbeur frontal sur la résolution en masse (Figure 16) domine complètement au niveau du ϕ et du J/ψ. Au niveau de la masse du Υ, la résolution en masse est due pour 50% à la diffusion multiple dans l'absorbeur et pour 50% aux fluctuations de la perte d'énergie et à l'erreur sur le moment [1].

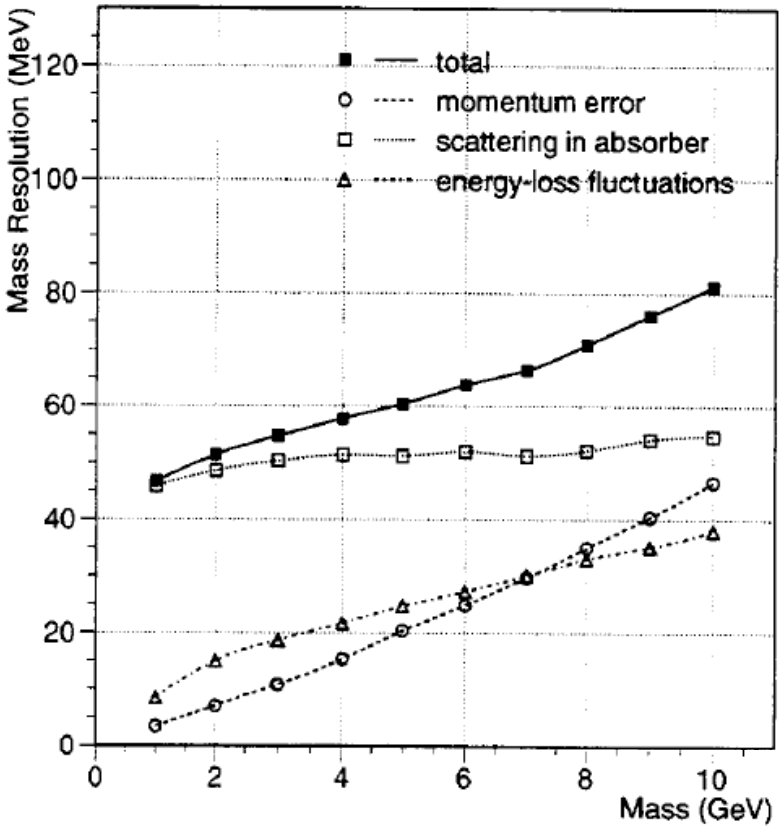


Figure 16 : résolution en masse en fonction de la masse du dimuon.

Cet absorbeur étant placé à l'intérieur de la TPC d'ALICE, il faut, bien entendu, protéger la TPC des particules rétro-diffusées. De nombreuses simulations ont été menées à bien à l'aide du code FLUKA et des tests ont été effectués auprès de la TPC de NA49 afin de valider les simulations avec des résultats expérimentaux [1]. Pour limiter cette rétro-diffusion, des couches de plomb et de tungstène ont été ajoutées autour du cône de carbone et de béton.

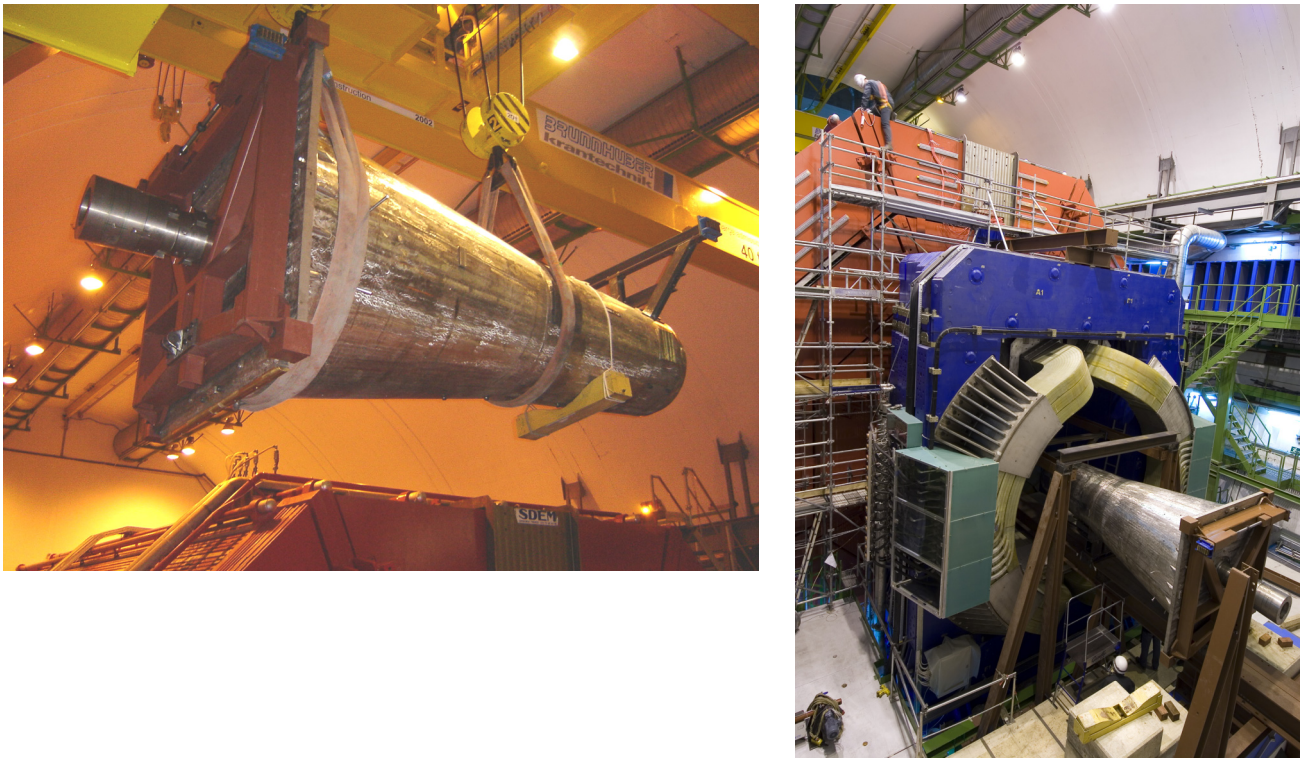


Figure 17 : Mise en place de l'absorbeur frontal (~30 t) du spectromètre dimuon

F. L'absorbeur à petit angle

Un des problèmes à résoudre pour les spectromètres dimuons fonctionnant en mode collisionneur, comme PHENIX ou ALICE, est le blindage de la ligne de faisceau. En effet il faut protéger les chambres de tracking et de trigger des interactions des particules de haute énergie (~100 GeV) produites à petit angle (essentiellement des pions et des kaons) avec le tube faisceau. Un compromis est obligatoire entre la matière nécessaire pour avoir un blindage efficace et des questions de poids (~ 50 t), d'encombrement et de coûts qui sont également à prendre en considération. Il faut, bien entendu, prendre en compte que l'interaction des particules avec le blindage va produire une gerbe hadronique source de particules secondaires. Une bonne connaissance du développement latéral de la gerbe (punch-through latéral) est donc nécessaire.

Si le développement longitudinal de la gerbe a fait l'objet de mesures précises [5], y compris avec des RPC (Resistive Plate Chambers) [6], qui sont les détecteurs utilisés pour le trigger, peu de choses sont connues expérimentalement sur le développement latéral. Une série de tests a donc été conduite au CERN [7,8,9] afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux à ceux des codes de simulations utilisés pour étudier et dimensionner l'absorbeur à petit angle.

La première étude que nous avons menée [1,7] à l'aide d'un faisceau de pions avait pour objectif d'obtenir une normalisation pour les simulations du nombre de particules chargées par pions incidents. Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la Figure 18. Le faisceau de pions (dimension spatiale σ_x et $\sigma_y \approx 1$ cm) interagissait avec un bloc de plomb, simulant le blindage du tube faisceau, construit avec des briques afin de faire varier l'épaisseur latérale (quelques tonnes de plomb ont été manutentionnées avec ardeur !). Les autres dimensions étaient de 90 cm de long et 50 cm de haut. Le faisceau secondaire de pions fournis par le SPS pouvait être ajusté jusqu'à 100 GeV. Toutefois, au-delà de 70 GeV il y avait une proportion importante de muons. Le faisceau était défini par deux scintillateurs S1 et S2 (5 cm x 5 cm) distants de 10 m. Afin de ne pas déclencher sur les muons, un scintillateur ($\overline{\mu}$ sur la figure) placé derrière un gros absorbeur en fer était mis en anti-coïncidence dans le trigger. Un dispositif antihalo ($\overline{AH}$) protégeait l'expérience de particules en temps avec le faisceau évitant ainsi d'avoir des problèmes d'empilement. La détection des particules dans la direction transverse était assurée par 2 détecteurs :

- une chambre proportionnelle multifils (LPC Clermont-Fd) destinée à la détection des particules chargées et placée parallèlement au faisceau (dimension : 14x51 cm^2, 3,2 cm d'épaisseur; gaz Ar/CO_2 80/20)
- un scintillateur CsI(Tl) permettant l'identification des particules (Subatech Nantes)

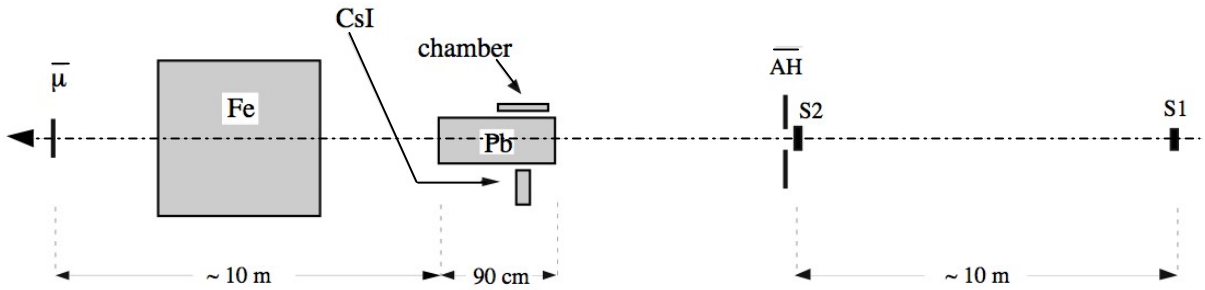


Figure 18 : dispositif expérimental de la première étude du punch-through latéral.

Les simulations ont été faites dans un premier temps avec GEANT + GHEISHA [10] avec une coupure à 50 keV (en dessous les résultats étaient les mêmes) pour les gammas et les neutrons puis ont été complétées par des simulations avec FLUKA [11]. GEANT et FLUKA sont des codes de transport des particules. FLUKA [12] présente l'avantage de mieux traiter les neutrons de basse énergie et les gerbes électromagnétiques. GHEISHA est un code permettant de générer les interactions hadroniques et est utilisé pour simuler la gerbe hadronique.

Les principaux résultats de ces tests concernent le profil latéral de la gerbe et la dépendance en fonction de l'énergie des pions incidents et de l'épaisseur du blindage. Nous avons tout d'abord mesuré l'efficacité de la chambre à fils avec des muons de 70 GeV. La valeur moyenne trouvée était de 90%. Comme au-delà de 70 GeV, la fraction de muons dans le faisceau de pions devient importante, nous avons également mesuré l'inefficacité de notre anti-mu ($\overline{\mu}$). Nous avons trouvé une inefficacité de 10 %.

La mesure du profil latéral de la gerbe a été faite en déplaçant 2 fois la chambre afin de couvrir toute la longueur de l'absorbeur et ceci pour une épaisseur latérale de plomb de 15 cm et une énergie de 50 GeV. Le résultat est présenté sur la Figure 19 où l'on peut voir que le maximum de la gerbe se trouve vers 45 cm en accord avec les simulations obtenues avec GEANT.

Dans la suite de l'expérience, la chambre à fils avait son centre placé à 45 cm (maximum de la gerbe). Les hits étaient intégrés sur toute la surface sensible du détecteur et étaient normalisés par le nombre de pions incidents et la surface de la chambre. Sur la Figure 20 est représentée la dépendance du nombre de particules chargées par pion incident et par cm^2 en fonction de l'énergie des pions incidents et pour une épaisseur latérale de plomb de 15 cm. Pour les points en dessous de 70 GeV où la contamination en muons était faible, on observe une dépendance linéaire avec l'énergie, conforme à la dépendance obtenue par les simulations. Le point à 70 GeV se trouve bien au-dessus du comportement attendu. Ce désaccord est certainement dû à une mauvaise estimation de la contribution des muons. Ce qui est important de noter, c'est que les résultats expérimentaux se trouvent à un facteur 1,2 à 2 au-dessus des résultats obtenus par simulation avec GEANT.

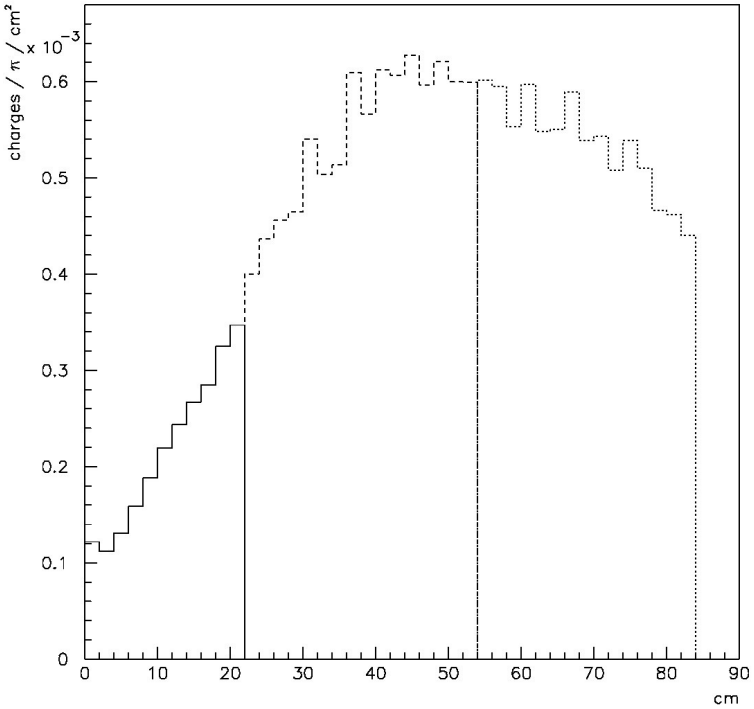


Figure 19 : Profil latéral de la gerbe pour une épaisseur de 15 cm de plomb et une énergie des pions de 50 GeV.

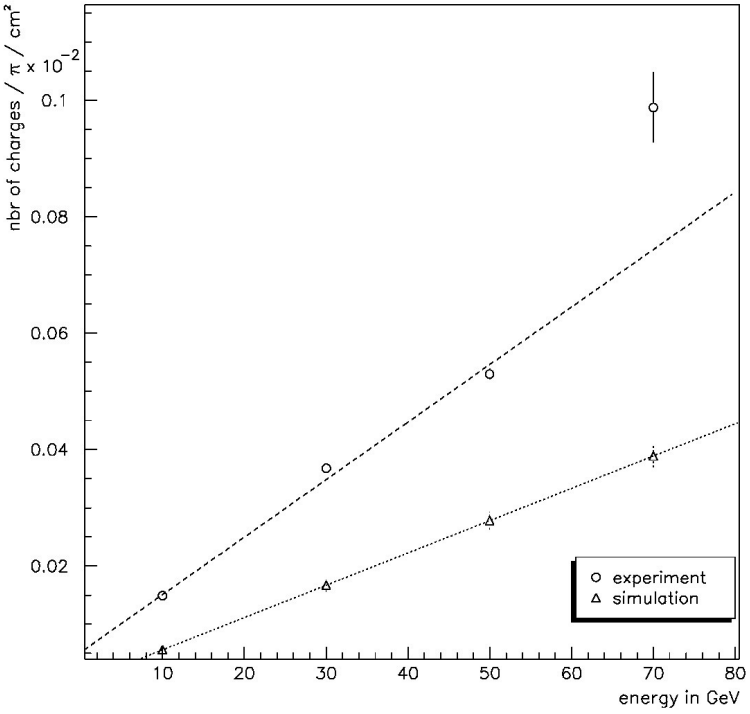


Figure 20 : nombre de particules chargées par pion incident et par cm^2 en fonction de l'énergie pour une épaisseur de 15 cm.

La Figure 21 montre la dépendance du nombre de particules chargées par pion incident et par cm^2 en fonction de l'épaisseur latérale de plomb pour une énergie de 50 GeV. Ici nous observons une décroissance quasiment exponentielle en accord avec la forme donnée par les simulations qui est exponentielle. Notons que nous avons toujours au moins un facteur 2 entre les simulations obtenues avec GEANT et les résultats expérimentaux. Un bien meilleur accord est obtenu avec FLUKA avec une différence maximale d'un facteur 1,5 pour 40 cm. FLUKA produit entre 30 et 50% de particules chargées et de photons de plus et 5 fois plus de neutrons que GEANT ce qui peut expliquer les meilleurs résultats obtenus avec FLUKA. Notons également que si, en passant d'une épaisseur de 15 à 40 cm de plomb, on divise par un facteur 60 les particules chargées, le flux de neutrons est seulement divisé par un facteur 6 et est 3000 fois plus important que le flux de particules chargées [1]. Il est donc important que les détecteurs présentent une faible sensibilité aux neutrons.

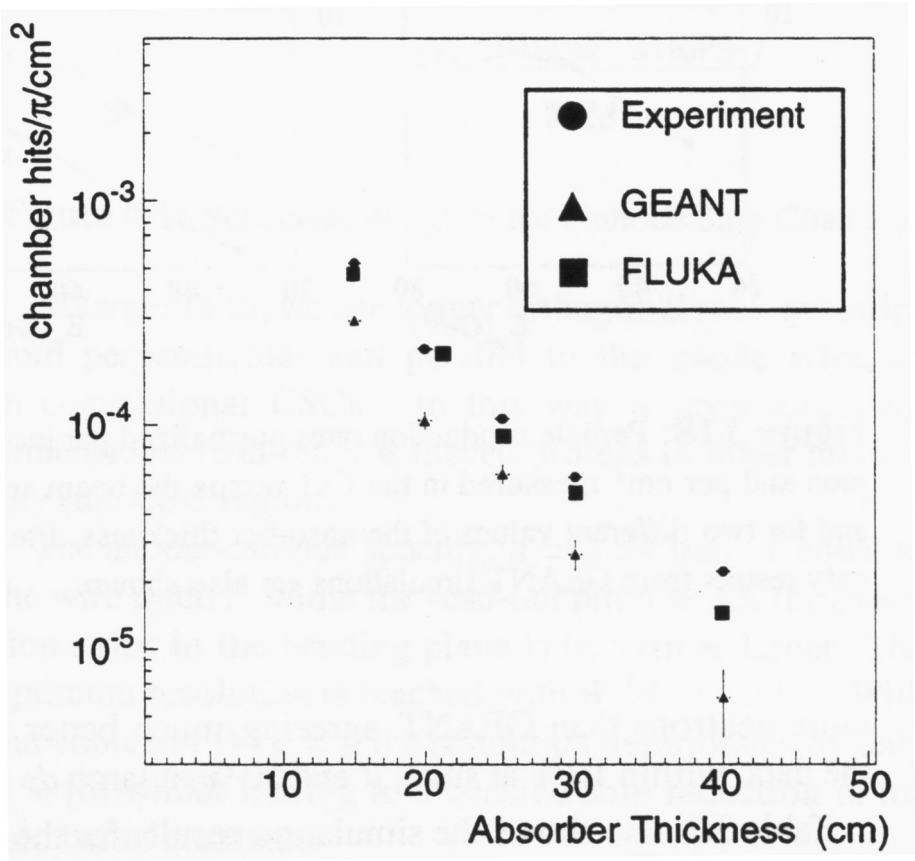


Figure 21 : nombre de particules chargées par pion incident et par cm^2 en fonction de l'épaisseur latérale pour une énergie de 50 GeV.

D'autres tests sur les effets du punch-through latéral sur le fonctionnement des RPC ont été réalisés (voir § V.C.6). Ils seront développés dans le chapitre sur le trigger du bras dimuons.

Finalement différentes géométries de l'absorbeur à petit angle ont été simulées [1,13,14]. La collaboration a adopté la géométrie dite "ouverte" (Figure 22 et Figure 23). L'idée est de rejeter l'interaction des mésons émis à petit angle (région de rapidité $4 < \eta < 8$) en fin de spectromètre, après le trigger. Bien entendu, il faut ici des matériaux présentant une faible longueur d'interaction afin d'augmenter l'absorption des particules, les zones les plus critiques étant blindées par un alliage de tungstène. Un des problèmes liés à cette géométrie est le volume considérable de la chambre à vide, de l'ordre de 0,9 m^3.

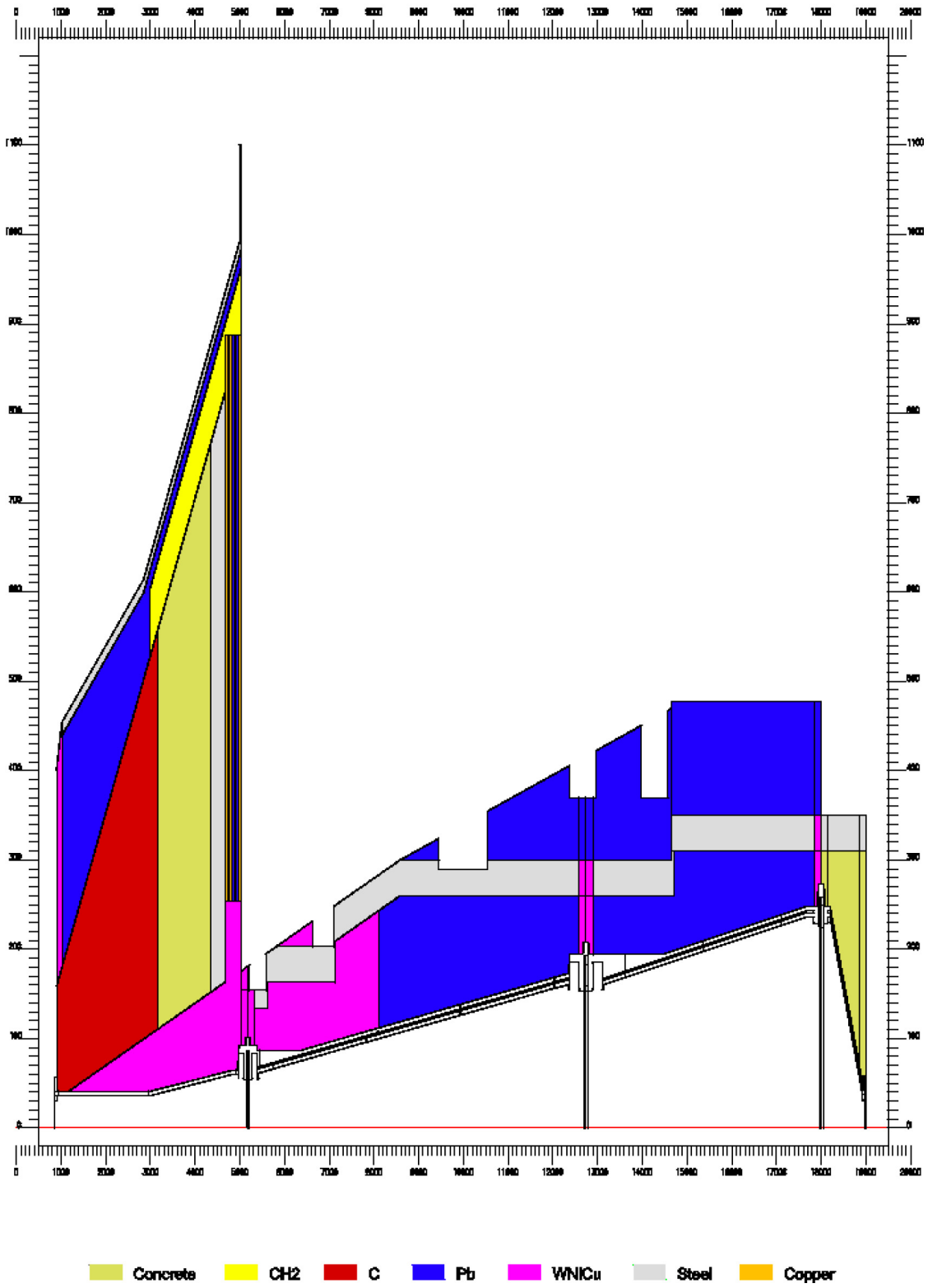


Figure 22 : géométrie ouverte du blindage du tube à vide.

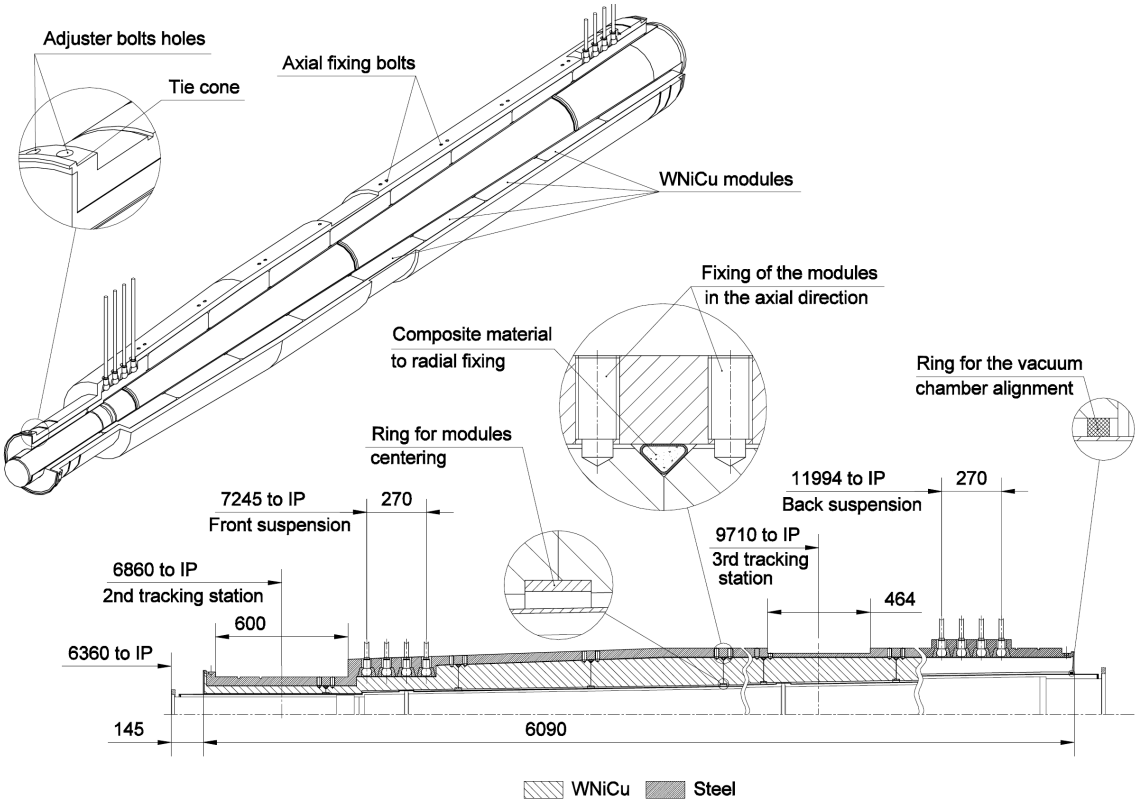


Figure 23 : schéma de la première section de l'absorbeur à petit angle.

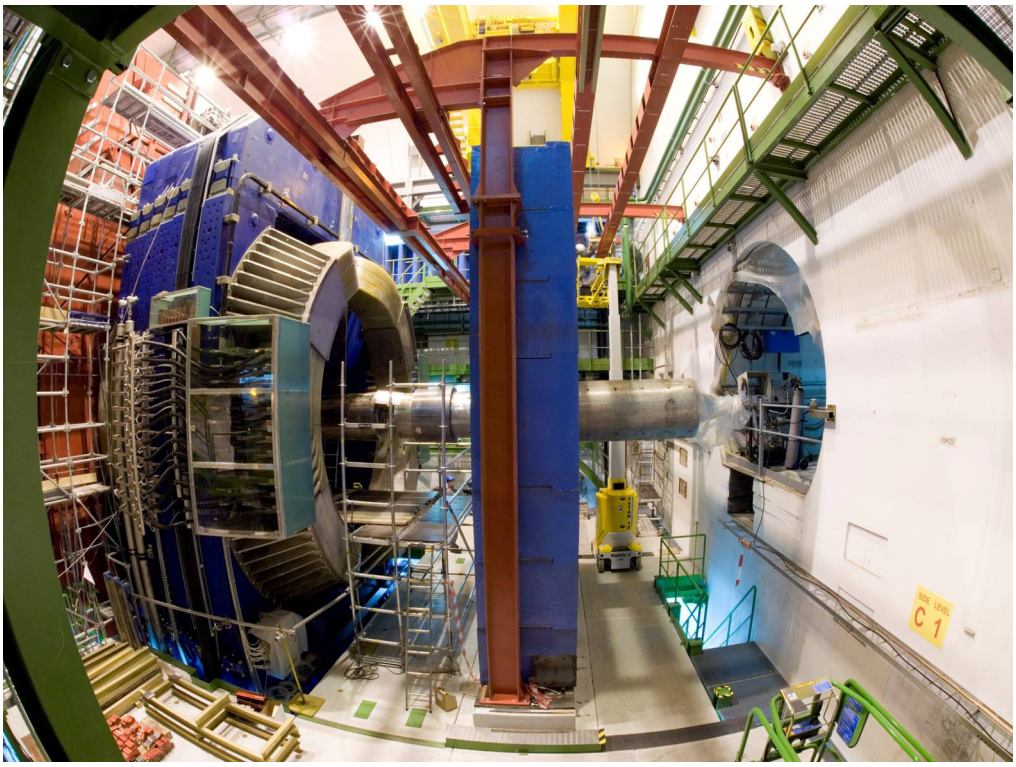


Figure 24 : vue d'ensemble de l'absorbeur à petit angle et du filtre à muons.

G. Le filtre à muons

Un mur de fer de 1,2 m d'épaisseur (7 longueurs d'interaction) vient compléter le dispositif. Il est placé devant les chambres de trigger et les protège des éventuels hadrons restants après l'absorbeur frontal. Comme il est placé après les chambres de trajectographie, il n'affecte pas la résolution en masse.

H. Le mur de protection contre le bruit de fond du LHC

L'accélérateur est aussi source de bruit de fond provenant des interactions faisceau - gaz résiduel. Il est proportionnel à l'intensité du faisceau et est donc relativement important en faisceau p-p à pleine intensité (luminosité de 10^{34} $cm^2.s^{-1}$ pour ATLAS et CMS). Les chambres de trigger sont particulièrement sensibles à ce bruit de fond à cause de leur tenue au flux limité entre 50 et 100 Hz/cm^2. Comme ALICE fonctionne à luminosité réduite en p-p (de l'ordre de 10^{31} $cm^2.s^{-1}$) ce bruit de fond n'est plus négligeable devant le bruit de fond provenant du point d'interaction. Pour comparaison, des simulations montrent que le bruit de fond dû à la machine, sur pratiquement toute la surface des chambres de trigger, est de 10 Hz/cm^2 à comparer à celui de 10 Hz/cm^2 dû aux collisions p-p au niveau du point d'interaction pour une luminosité de 10^{31} $cm^2.s^{-1}$ [16,17]. Un mur de fer ("iron plug") de 1,1 m de rayon et de 1m d'épaisseur est donc placé derrière les chambres de trigger afin de les protéger. Malgré ce mur, un "point chaud" subsiste sur une petite surface avec un taux entre 60 et 80 Hz/cm^2. Ce "point chaud" est dû aux quelques électrons survivants de la gerbe hadronique produite par l'interaction de hadrons de plus de 100 GeV avec le mur de fer [18].

I. Résultats sur les taux de bruit de fond

Le nombre de hits obtenus sur les diverses stations du spectromètre dimuon a été simulé en introduisant une géométrie détaillée [15]. Différents générateurs ont été utilisés pour vérifier la compatibilité des résultats. Les simulations effectuées avec FLUKA sont compatibles avec celles effectuées avec GEANT3 associé à C95 [12,19] qui présentent toutefois un nombre de hits plus élevé. Le code C95 est un code de transport de neutrons jusqu'aux énergies thermiques. Il génère également les photons dans les réactions avec les neutrons et les processus d'activation. La génération des particules lors de la collision centrale Pb-Pb a été faite avec HIJING en utilisant les options standard de gluon shadowing et de jet quenching. Elle conduit à $dN_{chargées}/dy \approx 6000$ dans la région centrale. Un facteur 2 de sécurité a ensuite été pris en compte. Les variations entre les différents modèles de génération de particules conduisent à des valeurs comprises entre 4000 et 8000 particules par unité de rapidité [12]. Notons que l'extrapolation des résultats obtenus au RHIC et au Tevatron conduit plutôt à des valeurs comprises entre 1200 et 2600 pour $dN_{chargées}/dy$ dans la région centrale Figure 25 [20]. Les résultats obtenus sont reportés dans le Tableau 3 où l'on pourra noter l'importance de la contribution des neutrons de basse énergie (E_c < 20 MeV). Notons que ces simulations ont montré qu'un défaut d'alignement du tube faisceau (ou du faisceau) augmente le bruit de fond de l'ordre de 10%.

Station	Nbre total de hits	Chargées	Gamma	Neutrons	Neutrons de basse énergie (E_c < 20 MeV)	Densité max (10^{-2} part/cm^2)
1	480	460	20	2	14	5,2
2	500	480	22	3	24	3,1
3	310	280	29	9	61	0,56
4	340	260	60	22	100	0,56
5	380	300	56	18	100	0,40
6 (trigger)	45	44	3	0,06	3	0,16
7 (trigger)	65	62	3	0,02	2	0,14

Tableau 3 : nombre d'impacts (avec un facteur 2 de sécurité) sur les différentes stations du spectromètre dimuons pour une collision centrale Pb-Pb en utilisant GEANT3+C95.

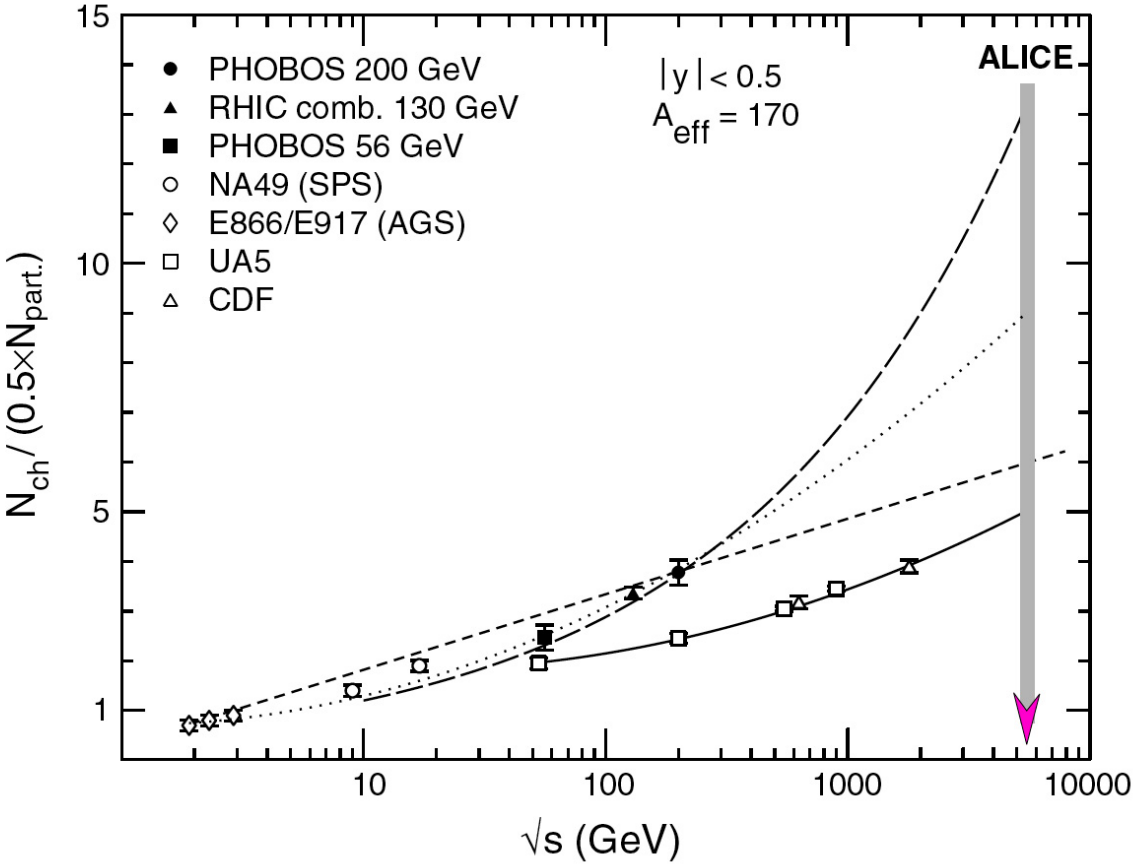


Figure 25 : nombre de particules chargées par unité de rapidité et par paire de participants en fonction de l'énergie dans le centre de masse pour des collisions A-A et p-p (fit en trait plein). Le fit en pointillés représente le meilleur fit des données et conduit à une valeur de 1800 particules chargées au LHC en collision centrale Pb-Pb.

Bibliographie

[1] The forward muon spectrometer. Addendum to the ALICE Technical Proposal – CERN/LHCC 96-32 - 1996
[2] Le spectromètre à dimuon de l'expérience NA10. Son système de déclenchement – Thèse A. Coc – 1980
[3] Study of an absorber for the ALICE Muon Spectrometer – K.Eggert, M.Gotra and A.Morsch – ALICE/95-09 - 1995
[4] Tracking performances of several front-absorber designs – J.P.Cussonneau et al. – ALICE/98-27 - 1998
[5] Measurement of hadron shower punchthrough in iron - M.Aalste et al., Z. Phys. C 60 (1993) 1.
[6] Muon tracking and hadron punchthrough measurements using resistive plate chambers - C. Bacci et al., Nucl. Instr. And Meth. A 315 (1992) 102.
[7] Test experiment for the beam shielding in ALICE - A. Baldit et al., ALICE 96-14 - 1996
[8] RPC tests for the ALICE dimuon trigger – A. Baldit et al, ALICE 98-16 - 1998
[9] Response of a resistive plate chamber to particles leaking laterally from a thick absorber – R. Arnaldi et al – NIM A 455 (2000) 390-396 – 2000
[10] R. Brun, et al., GEANT3, CERN Program Library Long Write up W5013
[11] A. Fasso et al., Proceeding of the 4th International Conference on Calorimeters and their Applications, Singapore, 1994, p 493.
[12] Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer - CERN/LHCC 99-22 – 1999
[13] GEANT Optimisation of the Beam Shielding for the ALICE Dimuon Spectrometer - F. Manso, ALICE 96-13 - 1996
[14] The Radiation Field in the ALICE Muon Spectrometer - A. Morsh, ALICE 96-29 – 1996
[15] Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer - CERN/LHCC 2000-046 – 2000
[16] Etude et optimisation du système de déclenchement du spectromètre dimuons d'ALICE pour les opérations p-p - Thèse Frederic Yermia – PCCF T 0501 et aussi présentation ALICE sur mise à jour " Machine induced Background in the ALICE Muon Trigger System in p-p Data tacking" 30/03/06
[17] Machine induced Background in the ALICE Muon Trigger System in p-p Data tacking – R. Guernane, A. Morsch and E. Vercellin – ALICE-INT-2003-041
[18] Design, tests and optimisation of the Muon Trigger Detectors for the ALICE experiment – G. Travaglia, Thèse de l'Université de Messina – 2004
[19] E.N. Donskoy et al., VNIIEF status report
[20] ALICE Physics Performance Report vol 1 – Journal of Physics G, Vol 30, N°11 – 2004

V. Le trigger dimuons

Le "trigger", ou système de déclenchement, du bras dimuons a pour objectif de sélectionner les événements intéressants, c'est-à-dire ceux qui sont susceptibles de contenir une paire de muons provenant de la désintégration d'une résonance J/ψ ou ϒ mais aussi des muons isolés ou de même signe. Ces muons, pour la plupart de haute impulsion, sont accompagnés d'un important bruit de fond à bas P_T provenant des muons de désintégration des π et K. Après une description succincte du principe du trigger dimuons, les Resistive Plate Chambers utilisées pour ce détecteur seront présentées. Enfin, la R&D menée sur les RPC sera détaillée.

A. Principe du trigger dimuons

La figure ci-dessous présente le principe du système de déclenchement du bras dimuons. Un muon, issu du point d'interaction, va subir une déviation lors de sa traversée de l'aimant dipolaire. Il ira ensuite produire une interaction dans les deux stations de trigger MT1 et MT2 aux points de coordonnées Y_1 et Y_2.

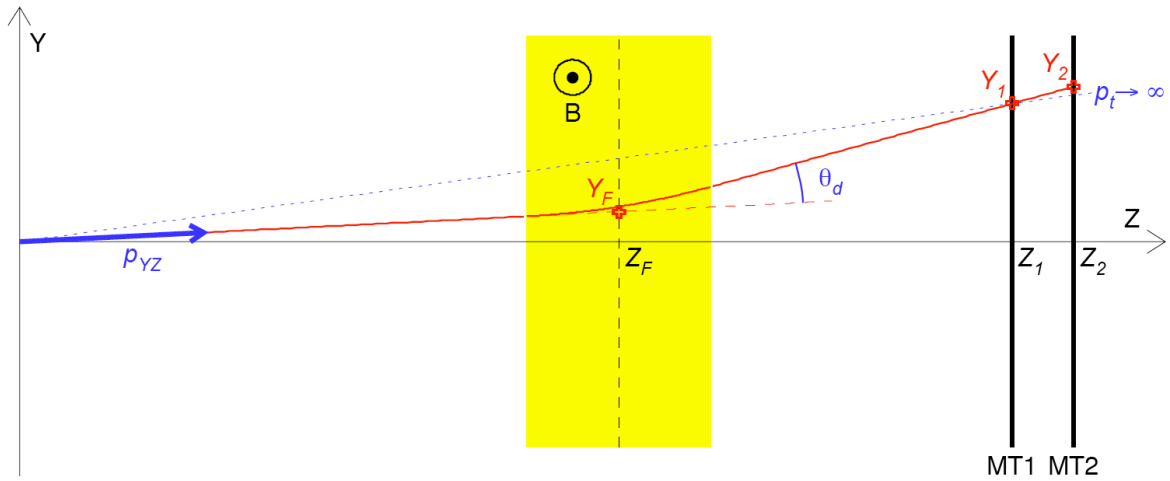


Figure 26 : Schéma de principe du système de trigger du bras dimuons.

À partir de chaque coordonnée Y_1 sur la première station, des routes de largeurs prédéterminées en fonction de la coupure en P_T recherchée, sont ouvertes sur la deuxième station. Ces routes sont définies préalablement par simulation et chargées dans une "Look Up Table" dans les cartes de l'électronique de trigger. À partir des coordonnées des impacts sur les chambres, on peut montrer que l'impulsion transverse prend la forme [1,2] :

$$P_T = p\frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F} \approx P_{YZ}\frac{\sqrt{X_F^2 + Y_F^2}}{Z_F}$$

avec :

- $P_{YZ} = \left| \frac{qBL}{\theta_d} \right|$ le moment de la particule dans le plan de déviation (L longueur du dipôle)
- $\theta_d = \frac{1}{Z_F} \left(\frac{Y_1 Z_2 - Y_2 Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)$ l'angle de déviation
- $X_F = X_1 \frac{Z_F}{Z_1}$ et $Y_F = Y_2 - \frac{Y_2 - Y_1}{Z_2 - Z_1}(Z_2 - Z_F)$ coordonnées de la particule dans le plan perpendiculaire au faisceau et situé au milieu du dipôle à $z = Z_F$.

Le trigger doit être capable de sélectionner les événements intéressants tels que les résonances de la famille des upsilons qui produiront des dimuons de signe opposé ("unlike-sign"), mais il doit aussi permettre de faire l'acquisition de dimuons de même signe ("like-sign") nécessaires à l'étude du bruit de fond combinatoire. Une coupure en P_T permet d'améliorer le rapport signal intéressant sur bruit de fond :

- $P_T > 1$ GeV/c pour la détection du J/ψ et du ϒ
- $P_T > 2$ GeV/c pour la détection du ϒ

B. *Les chambres de trigger RPC*

1. Description du détecteur

Le détecteur est constitué de 2 stations comportant chacune 2 plans de chambres à plaques résistives (RPC) dont le principe de fonctionnement sera décrit dans le paragraphe suivant. Ces deux stations sont situées respectivement à 16 m et 17 m du point d'interaction et sont constituées d'un assemblage de 18 RPC chacune couvrant une surface d'environ 6×6 m^2.

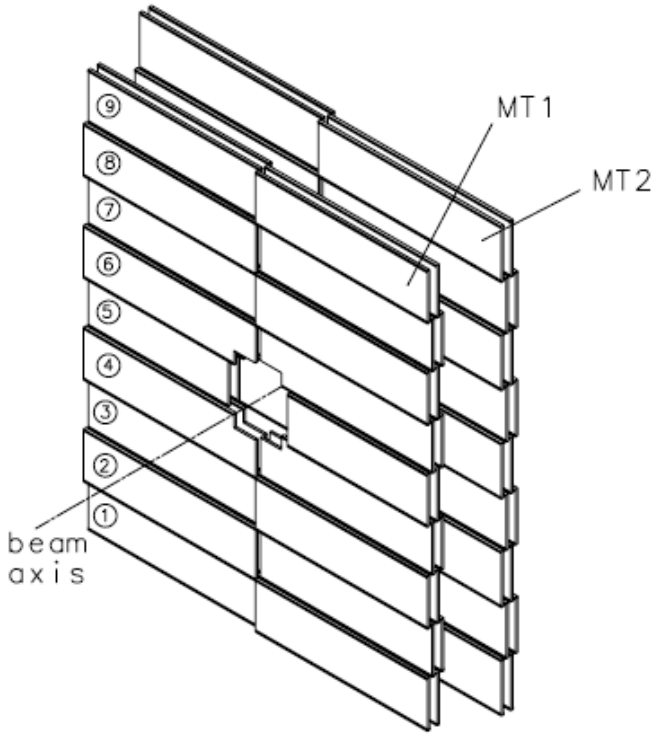


Figure 27 : représentation des 2 stations de trigger.

Chaque plan de RPC est équipé sur ces deux faces de bandes (strips) de lecture placées horizontalement ou verticalement suivant la face. Ces strips sont connectés à une électronique dédiée permettant la localisation du point d'impact des muons. 14976 strips horizontaux permettent la lecture dans le plan de déviation de l'aimant dipolaire du spectromètre dimuons et 6016 strips verticaux permettent la lecture du plan de non déviation. Ceci représente donc un total de 21000 strips soit 21000 voies d'électronique (à comparer aux ~ 28000 voies d'électronique d'un quadrant parmi les 8 de la station 1 du système de trajectographie du bras dimuons).
Cette segmentation résulte de l'optimisation qui a été faite afin de prendre en compte le flux attendu de muons, le bruit de fond associé et les spécifications suivantes :

- Efficacité de rejet du bruit de fond de 80 %
- Efficacité de détection du J/ψ de 76 % et de 98 % pour le Υ avec une coupure en P_T = 1 GeV/c
- Un taux maximum de déclenchement de 1 kHz et de 100 Hz pour les coupures en P_T de 1 GeV/c et 2 GeV/c respectivement. Soulignons que ces coupures correspondent à une efficacité de trigger de 50%.

La précision des coupures basse et haute impulsions transverses peut être estimée à partir de la courbe d'efficacité (Figure 28) [1]. La coupure en P_T étant définie par une efficacité de trigger de 50%, on peut avoir un estimateur de la précision en prenant les valeurs de P_T pour 10% et 90% d'efficacité. On obtient les valeurs suivantes :

- Coupure bas P_T = 50 % d'efficacité à 1 GeV/c, 10% à 0,7 GeV/c et 90% à 1,5 GeV/c
- Coupure haut P_T = 50 % d'efficacité à 2 GeV/c, 10% à 1,2 GeV/c et 90% à 3,2 GeV/c

Soulignons enfin qu'une étude intéressante [2], qui ne sera pas développée ici, montre l'impacte de ces différentes coupures sur le spectre en masse des dimuons.

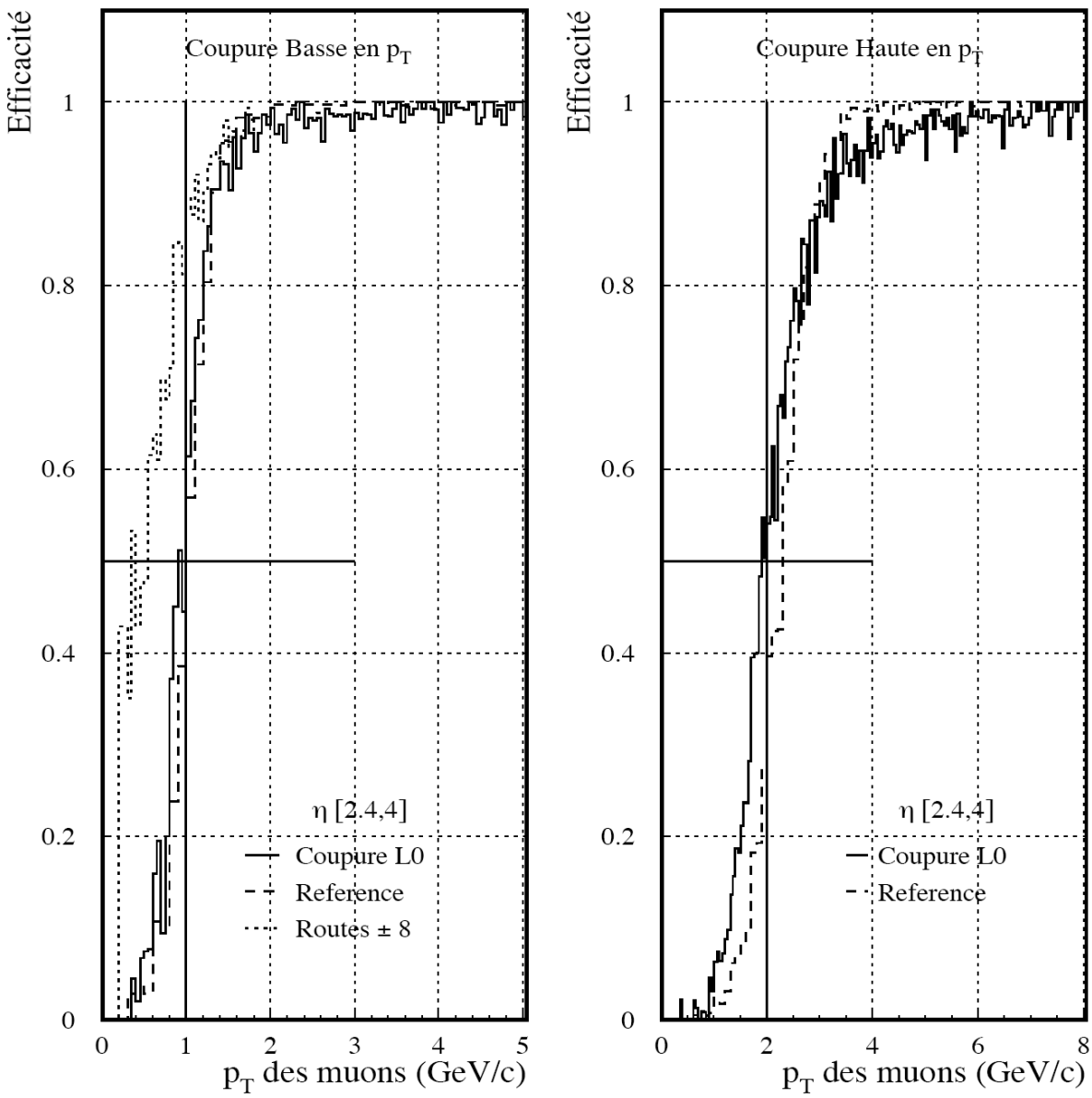


Figure 28 : efficacité du trigger en fonction de P_T pour les coupures à 1GeV/c (figure de gauche) et 2 GeV/c (figure de droite). Le "seuil" de coupure correspond à une efficacité de 50%. La courbe référence correspond à un détecteur parfait. La courbe L0 correspond au détecteur avec une segmentation de 21 000 voies. La courbe ± 8 correspond à la plus petite coupure en P_T possible.

2. Les RPC

Les RPC (Resistive Plate Chamber) sont des détecteurs gazeux présentant une bonne résolution spatiale et temporelle. Ils ont été mis au point par R. Santonico au début des années 80 [3,4]. Les RPC sont une évolution des détecteurs de type Pestov [5]. Elles ont un faible coût, sont solides et peuvent fonctionner en mode proportionnel ou streamer.

Les premières RPC fonctionnaient en mode streamer et ne toléraient que des flux de quelques dizaines de Hz/cm^2. De nombreux développements ont permis d'optimiser le mélange gazeux, les matériaux constituant les plaques résistives et grâce à l'adjonction d'huile de lin, qui permet un meilleur état de surface des électrodes, le flux maximal admis par les

RPC a atteint plusieurs kHz/cm^2 en mode avalanche. Toutes ces qualités ont fait que les RPC ont été choisies par ATLAS et CMS pour leur trigger dimuons. Dans leur cas, le mélange de gaz est 96,7 % de tetrafluoroéthane, 3 % d'isobutane et 0,3 % de SF6. Ils peuvent atteindre une efficacité de 99 % pour un flux de 500 Hz/cm^2 avec une résolution en temps de 1,5 ns. Dans ALICE, le flux attendu est moins important, de l'ordre de 100 Hz/cm^2 en prenant un facteur 2,5 de sécurité sachant que le maximum attendu est de 40 Hz/cm^2 en Ar-Ar à une luminosité de 10^{29} cm^{-2}s^{-1}. Il a donc été choisi d'utiliser les RPC en mode streamer en faisant en sorte d'augmenter le flux admissible dans ce mode de fonctionnement. L'intérêt étant d'avoir des signaux suffisamment grands pour ne pas avoir à effectuer une pré-amplification. Un exemple de la structure d'une RPC simple gap est montré dans la Figure 29. C'est ce type de RPC qui a été retenu pour le trigger dimuons d'ALICE. Le mélange gazeux est contenu dans l'espace de 2 mm délimité par les plaques résistives. Ces plaques sont en bakélite de 2 mm d'épaisseur et sont recouvertes d'un dépôt de graphites constituant les électrodes. L'espacement entre les plaques est garanti par des espaceurs régulièrement répartis sur toute la surface. La lecture est assurée par des bandes métalliques conductrices, appelées strips, disposées suivant les directions X et Y. La rigidité de l'ensemble est garantie par une mousse de haute densité.

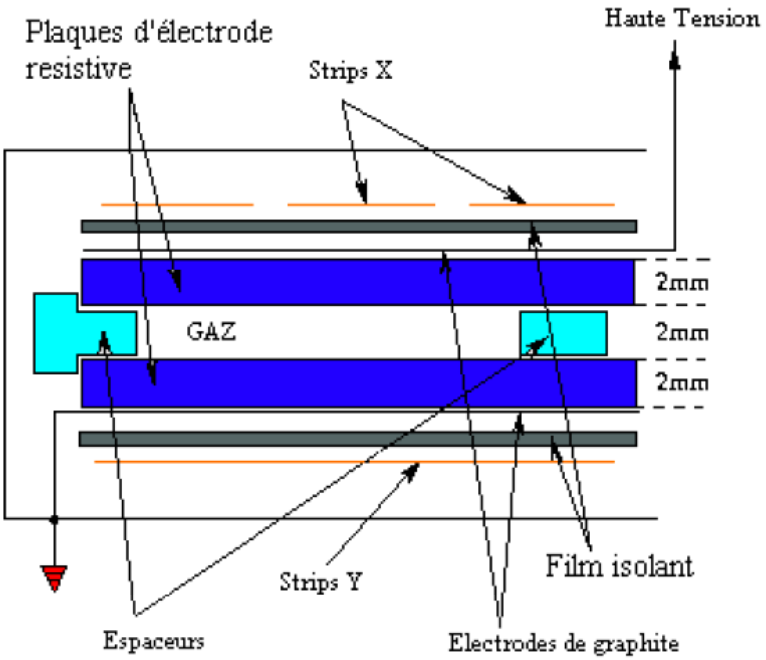


Figure 29 : structure d'une RPC simple gap.

3. Grandeurs caractéristiques

Avant de passer à la R&D sur les RPC, il est utile d'identifier les grandeurs caractéristiques importantes pour le fonctionnement du trigger dimuons et que devront satisfaire nos RPC. Bien entendu, ces grandeurs n'évoluent pas toujours indépendamment les unes des autres et vont dépendre des caractéristiques du mélange gazeux, de la résistivité des électrodes …

L'efficacité : le trigger dimuons doit présenter une efficacité de détection des particules chargées la plus proche possible de 100 %, l'efficacité aux neutrons et gammas devant être faible. Elle est déterminée par rapport à un ensemble de scintillateurs plastiques qui sont extrêmement sensibles aux particules chargées. La haute tension est un des paramètres prépondérants de l'efficacité. Sur la Figure 30 est représentée l'évolution de l'efficacité en fonction de la haute tension. La tension de fonctionnement est fixée entre 400 et 600 V au-dessus du genou correspondant à la zone entre la montée au plateau et le plateau lui-même. Comme précisé plus haut, ce n'est pas un paramètre indépendant et il faudra par conséquent mesurer l'évolution de l'efficacité pour différents types de gaz, différentes résistivités de la bakélite, différents modes de fonctionnement et aussi en fonction du flux de particules. L'efficacité aux neutrons et gamma a fait l'objet de différentes études [6,7]. Les résultats montrent que l'efficacité aux gamma est inférieure à 10^{-2} pour les raies du ^{60}Co (1,17 et 1,33 MeV), inférieure à $0{,}5.10^{-2}$ pour le ^{137}Cs (0,66 MeV) et que l'efficacité aux neutrons est de l'ordre de 3.10^{-3} pour des neutrons de 1 MeV et inférieure à 10^{-4} pour les neutrons thermiques.

La tenue au flux : La tenue au flux est indissociable de l'efficacité. En effet, c'est le flux maximum que va pouvoir supporter le détecteur avec une efficacité proche de 100 %. On retrouve donc les mêmes paramètres qui vont jouer sur l'efficacité et la tenue au flux : mélange gazeux, mode de fonctionnement, résistivité de la bakélite … La tenue au flux est en fait directement liée à la charge créée dans le volume de gaz et à la capacité des électrodes à évacuer rapidement cette charge. On peut s'attendre donc, par exemple, à avoir une tenue au flux plus importante en mode proportionnel qu'en mode streamer, la charge déposée étant beaucoup plus faible dans le premier cas. Tout paramètre jouant sur la charge créée dans le détecteur aura donc une influence sur la tenue au flux. Comme il a été dit plus haut, pour ALICE, le détecteur doit pouvoir tenir un flux d'une centaine de Hz/cm^2.

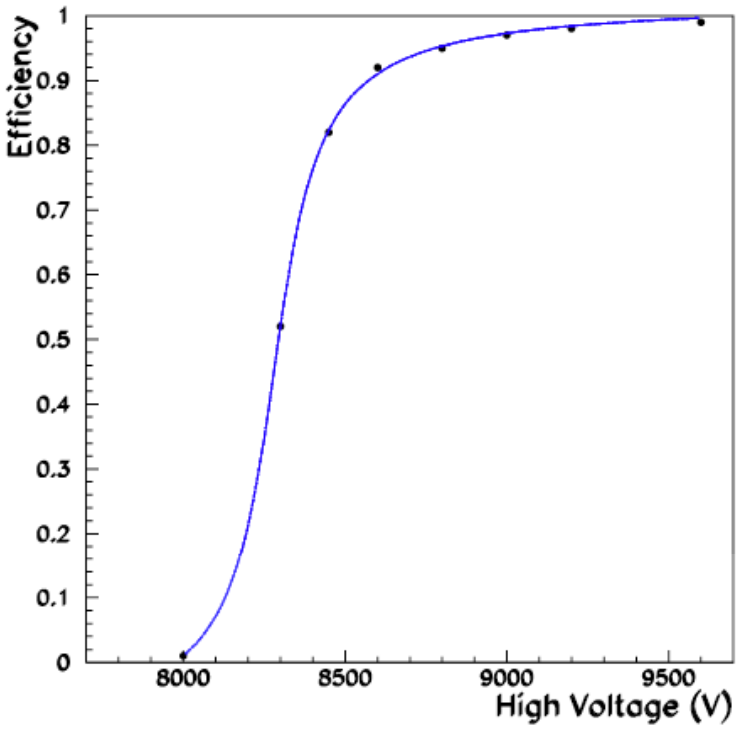


Figure 30 : évolution typique de l'efficacité d'une RPC obtenue lors des tests en faisceau au CERN.

La résolution spatiale : Les strips placés sur la surface du détecteur localisent le passage de la particule grâce au signal induit par la charge créée dans le volume gazeux. La taille du cluster correspondra au nombre de strips touchés lors du passage de la particule et dépendra là aussi de la charge produite dans le détecteur. Dans le cas du trigger, on cherchera à ramener cette taille à une valeur la plus proche possible de l'unité pour des strips de 1 cm. Le mélange gazeux joue aussi un rôle. Les gaz rares produisent des rayonnements ultraviolets susceptibles de produire une ionisation secondaire. On a donc intérêt à ajouter des gaz "quenchers" comme l'isobutane afin de réduire la taille du cluster. L'ajout de gaz électronégatifs comme le SF6 limite également la dégradation de la résolution spatiale.

La résolution en temps : La résolution en temps est, bien entendu, un paramètre essentiel pour le trigger dimuons qui va participer, avec d'autres détecteurs, au trigger général d'ALICE. Le trigger général d'ALICE constitue la référence de temps pour tous les autres détecteurs du système. Le mode de fonctionnement, streamer ou proportionnel, aura une influence directe sur la résolution en temps du trigger dimuons. Dans ALICE, afin de pouvoir assurer le rejet du bruit de fond retardé dans les collisions A-A et avoir une réponse à chaque croisement du faisceau toute les 25 ns en mode p-p, la résolution en temps doit typiquement être meilleure que 3 ns.

C. R&D sur les RPC pour le trigger dimuons d'ALICE

De nombreux tests effectués en cosmique et en faisceau sur une RPC de petite taille (50 × 50 cm^2) ont permis de déterminer les meilleurs paramètres pour l'utilisation des RPC dans le trigger du bras dimuons d'ALICE. Ces mesures des différents paramètres critiques ont été faites avec différentes configurations de RPC et de mélange gazeux [8,9].

1. Optimisation du mélange gazeux

L'objectif est de garder la charge déposée sur les électrodes, la plus petite possible pour le mode de fonctionnement en mode streamer afin d'améliorer la tenue au flux. De plus nous avons cherché à minimiser la taille des clusters et la résolution en temps en évitant les streamers secondaires. Ces tests ont été effectués avec une RPC dont les électrodes étaient en bakélite de résistivité égale à 3.10^{11} Ω.cm. Les strips utilisés avaient une largeur de 3 cm et le seuil du discriminateur était réglé à 35 mV. Le Tableau 4 résume les résultats pour quelques mélanges gazeux testés composés d'argon(Ar), d'isobutane (i-C_4H_{10}), de forane ($C_2H_2F_4$) et d'hexafluorure de soufre (SF_6). L'étude a commencé par le test du mélange gazeux N°1 proposé dans la référence [10]

	Mélange gazeux	HT (V)	Efficacité au plateau (%)	Efficacité des voisins (%)	Charge (pC)	Résolution en temps	Amplitude moyenne du signal (mV) pour 50 Ω
1	Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$ = 70/20/10	6700	92	46	330 ± 160	< 2 ns	393 ± 173
2	Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$ = 10/7/83	10000	94	15	106 ± 43	< 2 ns	183 ± 53
3	Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6 = 49/7/40/4	9500	94	11	48 ± 25	< 2 ns	113 ± 44
4	Ar/i-C_4H_{10} = 80/20 + 4 % SF_6	7300	94	13	70 ± 40	< 2 ns	144 ± 51

Tableau 4 : caractéristique de différents mélanges gazeux pour une RPC fonctionnant en mode streamer.

Parmi tous les mélanges gazeux, c'est le mélange 3 qui présente les meilleures propriétés et qui a été choisi pour les tests en faisceau. L'efficacité n'est pas discriminante puisque tous ces mélanges ont pratiquement la même efficacité; même remarque pour la résolution en temps. Par contre, l'efficacité des voisins, reliée à la taille des clusters, donne clairement l'avantage au mélange 3.

2. Lien entre la résistivité et l'efficacité en fonction du flux

L'étude de l'efficacité en fonction de la résistivité à été menée avec des pions de 120 GeV/c au CERN [8,9,11]. Trois RPC avec des résistivités de $3{,}5.10^9$ Ω.cm, $6{,}0.10^{10}$ Ω.cm et $3{,}0.10^{11}$ Ω.cm ont été testées séparément. Ces tests avaient pour but de mesurer l'efficacité locale du détecteur c'est-à-dire sur une surface de 2 × 2 cm^2 prise au centre. Les RPC étaient équipées de strips de 1 cm ou 2 cm de large. La Figure 31 représente le dispositif expérimental utilisé.

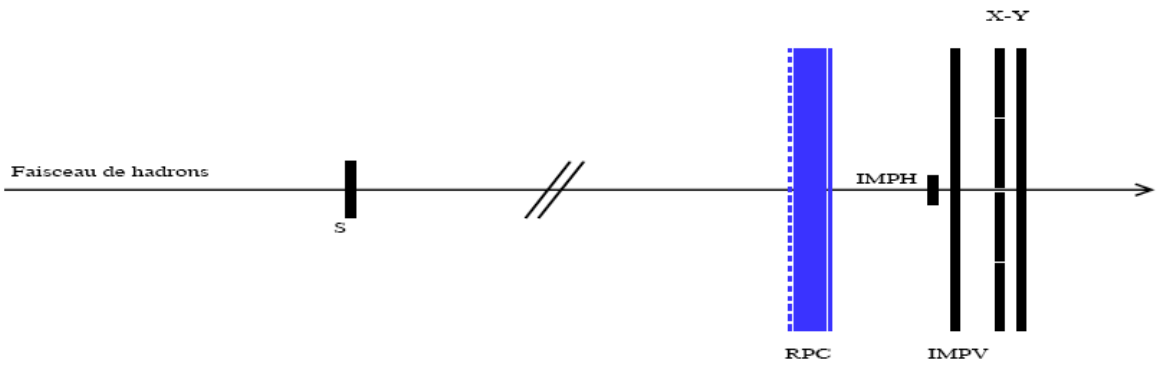


Figure 31 : schéma du dispositif expérimental utilisé dans les tests d'efficacité. Les deux scintillateurs IMPH et IMPV localisent la zone d'impact du faisceau sur la RPC.

Les résultats obtenus sont résumés sur la Figure 32 ci-dessous. L'efficacité est donnée par sa valeur moyenne sur la durée totale du burst, soit 2,5 s. Pour chaque chambre, la tension appliquée était choisie à 200 V au dessus du genou. On voit très clairement, sur la Figure 32 à gauche, que la chambre de plus basse résistivité présente une efficacité meilleure que 95 % jusqu'à des flux de 500 Hz à 9000 V et 1 kHz à 9400 V. Ce résultat est conforme à l'interprétation que nous avons faite plus haut. Plus la résistivité est faible et plus les charges produites sur les électrodes sont évacuées rapidement évitant que le détecteur reste aveugle au passage d'une nouvelle particule. Pour comparaison, sur la Figure 32 à droite, sont représentés les résultats obtenus en mode avalanche avec la RPC de plus basse résistivité et un mélange gazeux adapté à ce mode : $C_2H_2F_4$ /i-C_4H_{10}/SF_6 dans le rapport 95/3/2. On obtient dans ce cas une efficacité meilleure que 95 % à 10 kHz/cm^2 pour une haute tension appliquée de 10 300 V.

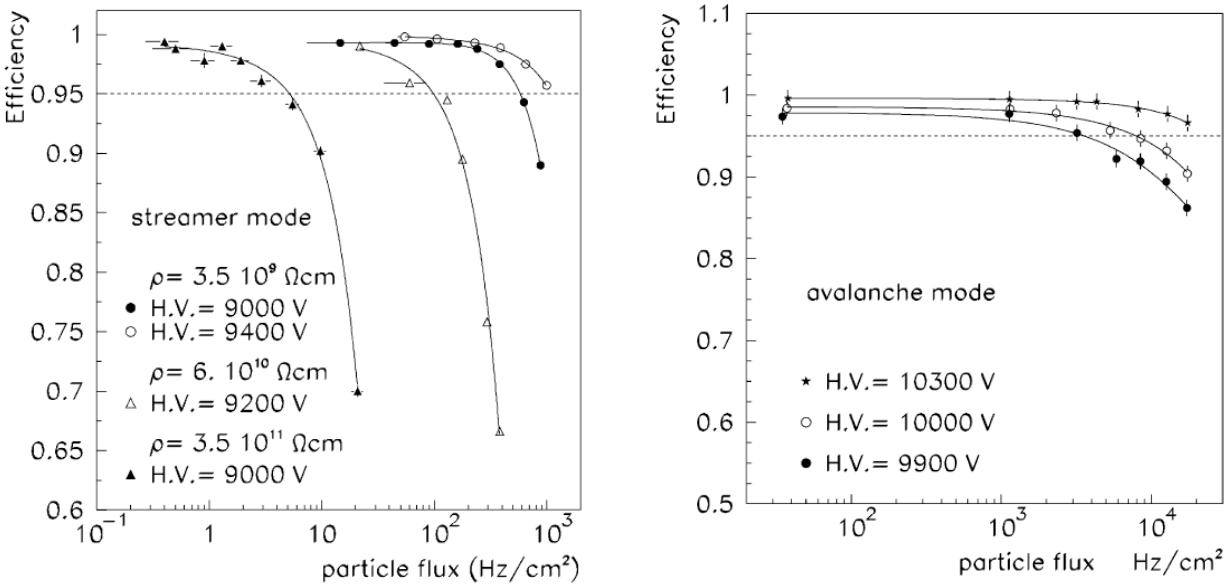


Figure 32 : efficacité en fonction du flux local et de la haute tension appliquée. Figure de gauche : mode streamer pour 3 résistivités. Figure de droite : mode avalanche avec la RPC de plus basse résistivité pour comparaison.

Les efficacités présentées ci-dessus sont en fait une moyenne sur tout le burst. Or il avait été rapporté dans la littérature que pour des RPC de plus haute résistivité que celles que nous utilisions, une chute de l'efficacité pouvait survenir pendant le burst. Ceci est dû au fait que lorsque l'électrode devient chargée, on a une réduction du champ électrique appliqué dans l'intervalle de gaz. Nous avons donc mesuré l'efficacité pour notre RPC de basse résistivité en découpant le burst en 4 intervalles de ~ 0,6 s pour voir si on avait aussi un tel effet. Sur la Figure 33 est représenté le résultat obtenu. On retrouve bien la diminution de l'efficacité en fonction du flux incident, mais cette efficacité reste constante durant tout le burst. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'avec une RPC de plus basse résistivité, les charges étant évacuées plus vite, la RPC atteint sa valeur d'efficacité pour un flux donné dès le premier quart du burst et n'évolue plus durant le burst.

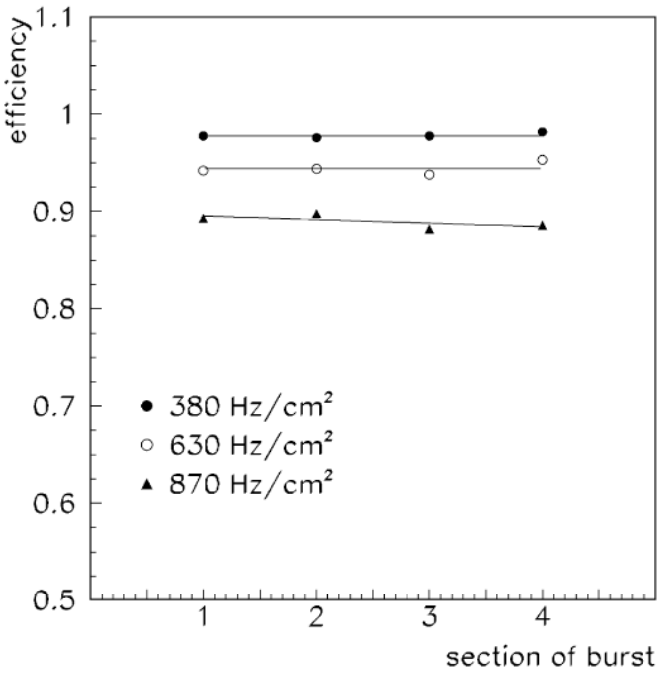


Figure 33 : efficacité en fonction du temps dans le burst et en fonction du flux incident.

Comme nous l'avons souligné, les mesures ci-dessus sont des mesures locales et ne sont pas forcément représentatives d'une irradiation uniforme de tout le détecteur. C'est pour cela que des tests ont été menés au CERN auprès de la source de rayonnement γ appelée GIF (Gamma Irradiation Facility). Le dispositif expérimental utilisé est représenté sur la Figure 34. Afin de mesurer l'efficacité au rayonnement cosmique, le trigger était donné par un télescope de 4 scintillateurs. La RPC était positionnée dans la zone afin de recevoir une irradiation uniforme de γ induisant un taux de hits de 300 Hz/cm^2 calculé avec la valeur moyenne du "ou" de tous les strips. Le résultat obtenu est présenté sur la Figure 35 où est reporté le résultat des mesures faites sur une vingtaine de runs couvrant une période de 3 jours. L'efficacité obtenue était située entre 90 et 95 % avec une très bonne stabilité dans le temps. Notons que cette valeur est une limite inférieure sachant qu'un nombre estimé à 5 % de trigger était en fait dû à des coïncidences fortuites dues au flux important de gammas dans la zone de GIF.

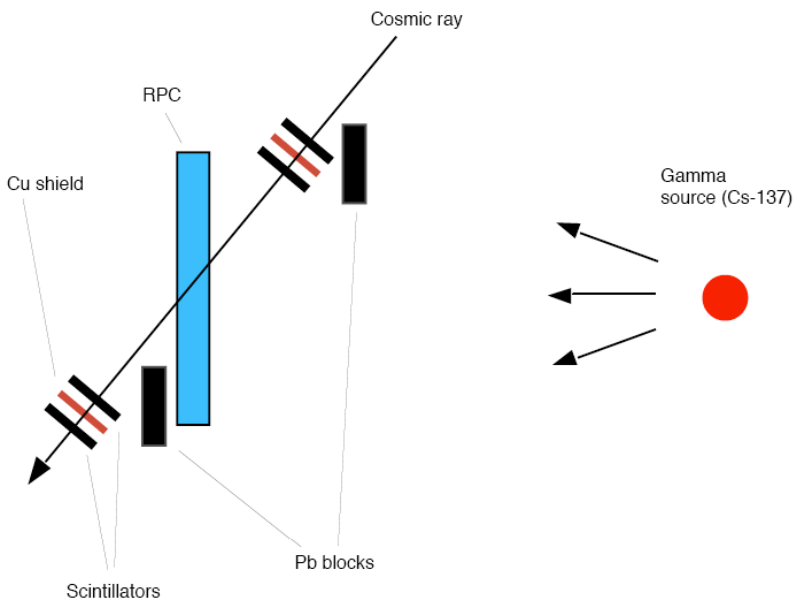


Figure 34 : dispositif expérimental utilisé pour les tests à GIF.

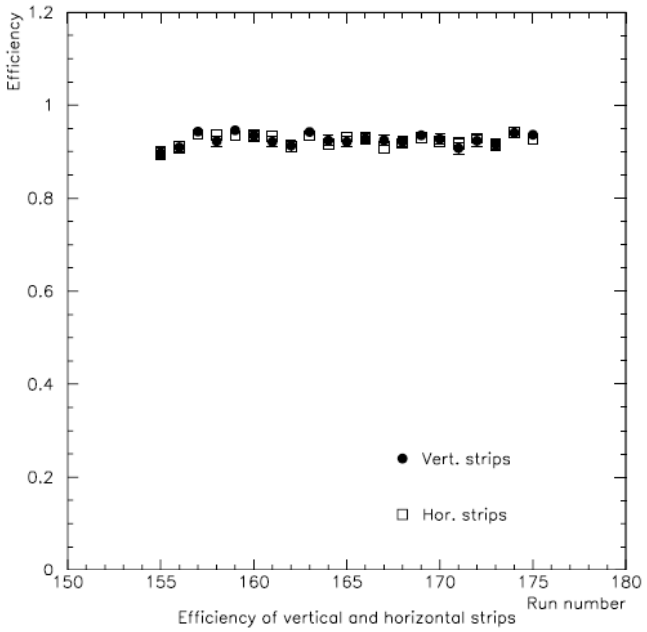


Figure 35 : efficacité mesurée en mode streamer à GIF sous un flux uniforme de 330 Hz/cm^2 (HT = 9400 V).

3. Résolution en temps et électronique ADULT

Nous avons déjà souligné l'importance d'une bonne résolution en temps dans le cas du système de trigger. Cette résolution est fonction du mode de fonctionnement de la RPC. Le mode proportionnel présente une très bonne résolution en temps : typiquement 0,9 ns pour un flux de 1kHz/cm^2. En mode streamer, nous pouvons voir sur la Figure 36 l'évolution du

spectre en temps en fonction du flux incident. On voit très nettement qu'à 9,4 kV, le spectre est pratiquement gaussien et que l'augmentation du flux se traduit par une proportion de plus en plus importante de signaux décalés dans le temps. Ceci est résumé sur la Figure 37 où l'on peut voir que le RMS passe de 1 ns pour un flux autour de 50 Hz à plus de 4 ns à 1 kHz. Notons toutefois que la fraction d'événements dans une fenêtre de 20 ns reste supérieure à 98 % à 1 kHz. Ceci est important puisqu'il est prévu de rejeter les événements de bruit de fond ("soft background" : neutrons, électrons) qui arrivent au delà d'une fenêtre de 20 ns générée par l'horloge LHC.

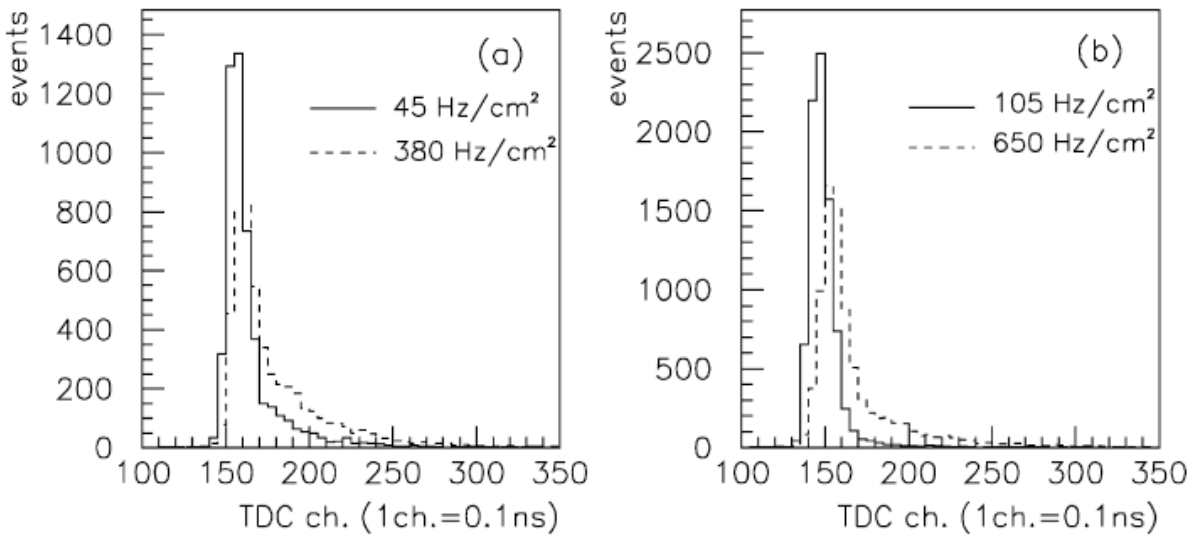


Figure 36 : distribution en temps du signal en mode streamer à 9 kV (a) et 9,4 kV (b) pour différents flux.

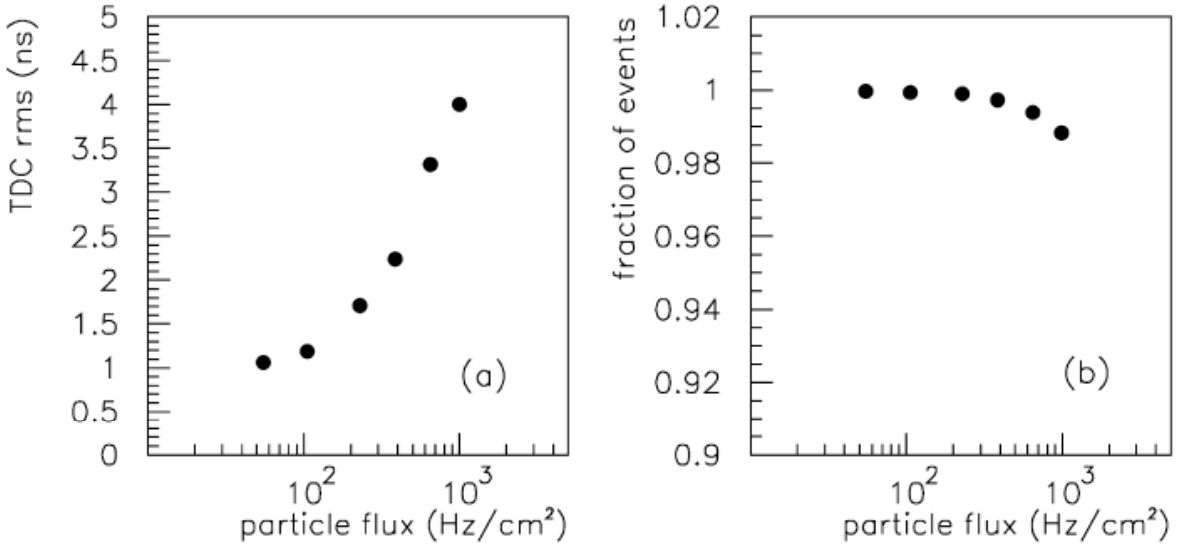


Figure 37 : performance en temps, en fonction du flux incident, du signal en mode streamer à 9,4 kV. Figure (a) : rms de la distribution en temps. Figure (b) : pourcentage d'événements dans une fenêtre de 20 nS.

Pour comprendre pourquoi le signal streamer présente une moins bonne résolution en temps que le signal avalanche, il est instructif d'observer les signaux délivrés par une RPC fonctionnant en mode streamer à une tension fixée tels que l'on peut les voir sur la Figure 38. Sur cette figure sont représentés 4 signaux typiques. Si on regarde cette figure de haut en bas et de gauche à droite, on peut voir que le signal streamer (de plus grande amplitude) est de plus en plus retardé mais qu'un signal de plus faible amplitude, que nous appellerons le précurseur, reste fixe en temps.

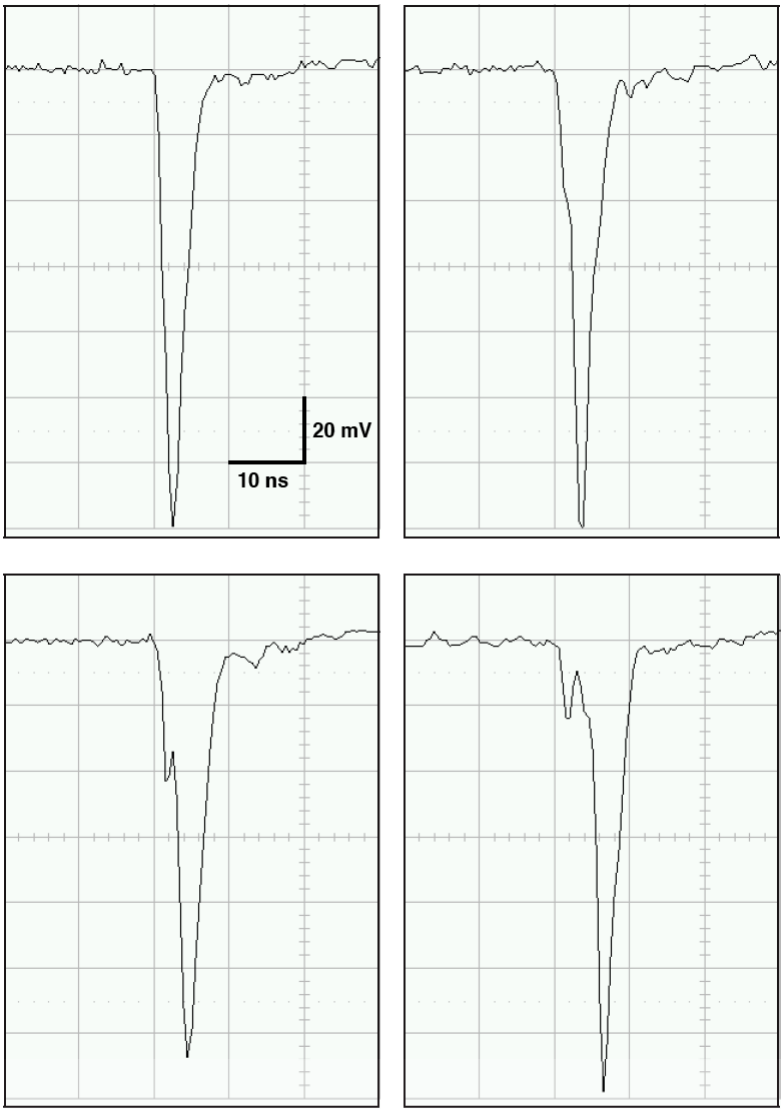


Figure 38 : différentes formes de signaux délivrés par une RPC en mode streamer pour une haute tension de 9,2 kV. En haut à gauche : streamer en coïncidence en temps avec l'avalanche. En bas à droite, streamer retardé par rapport à son précurseur.

En fait, le développement d'un streamer dans un détecteur à plaques parallèles a été étudié par différents auteurs [2]. La formation du signal peut être décomposée en plusieurs phases :

- Une phase proportionnelle correspondant à la formation du précurseur avalanche d'amplitude entre 20 et 50 mV
- Une phase de transition pendant laquelle des photo-électrons provoquent une très forte ionisation du gaz

- La phase de propagation pendant laquelle le streamer se développe

Le décalage en temps entre le précurseur avalanche et le streamer dépend essentiellement du gain. À 500 V au-dessus du genou, le streamer se développe rapidement et nous obtenons un streamer en coïncidence en temps avec le précurseur. Pour une valeur plus faible de tension, le gain est moins fort et la formation du streamer est plus longue, nous avons un streamer retardé par rapport au précurseur. On comprend donc que tout phénomène qui produira une diminution locale du gain, comme un flux de particules important, se traduira par un décalage en temps du streamer et donc une moins bonne résolution en temps comme nous l'avons vu sur la Figure 37.

Afin d'améliorer la résolution en temps en mode streamer, il est apparu qu'il serait donc beaucoup plus intéressant de déclencher sur le pic précurseur plutôt que sur le pic streamer. Pour cela, une électronique de décision basée sur deux discriminateurs à simple seuil a été développée, c'est le système ADULT pour A DUaL Threshold [12,13]. Dans ce système, le premier seuil de détection est assez bas, typiquement de 10 mV afin de déclencher sur le précurseur et de servir de référence en temps. Le second est réglé avec un seuil autour de 80 mV afin de valider que l'on a bien eu un streamer. Ces deux signaux sont envoyés ensuite à une coïncidence. Comme c'est le deuxième signal arrivant à la coïncidence qui va donner la référence en temps, il faut que ce soit le signal précurseur qui arrive en deuxième. Pour cela, le signal précurseur est retardé de 10 ns et donnera donc la référence en temps tant que le signal streamer ne se déclenchera pas plus tard que 10 ns. Ce retard ne doit pas être non plus trop important afin de ne pas produire de coïncidences d'événements non corrélés. Enfin le système intègre un dispositif "one-shot" qui empêche tout re-déclenchement de l'électronique, dû, par exemple, à des rebonds des signaux, pendant 100 ns. La Figure 39 parle d'elle-même quant aux performances du système ADULT. Avec un système à simple seuil déclenchant sur le streamer, on note la présence d'un double pic. Avec le système ADULT, dans les mêmes conditions, on obtient un pic étroit, de résolution inférieure à 1 ns avec seulement 2 à 3% des événements en dehors.

Le système ADULT a été intégré dans l'électronique frontale réalisée en microélectronique[2]. La Figure 40 représente le schéma synoptique de cette électronique. On notera que sur l'étage de sortie se trouve un retard programmable permettant la mise en temps des signaux provenant des 21 000 strips du système de trigger.

[2] Dans l'électronique définitive, le retard du signal précurseur a été porté à 15 ns.

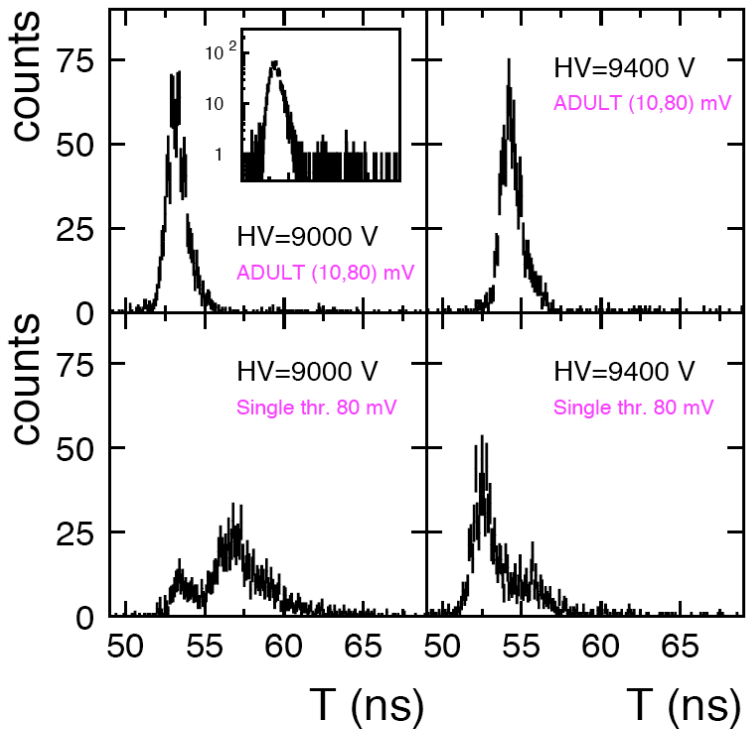


Figure 39 : spectre en temps avec le système ADULT avec un couple de seuils de (10, 80) mV (figures du haut) et avec un discriminateur à seuil simple réglé à 80 mV (figures du bas).

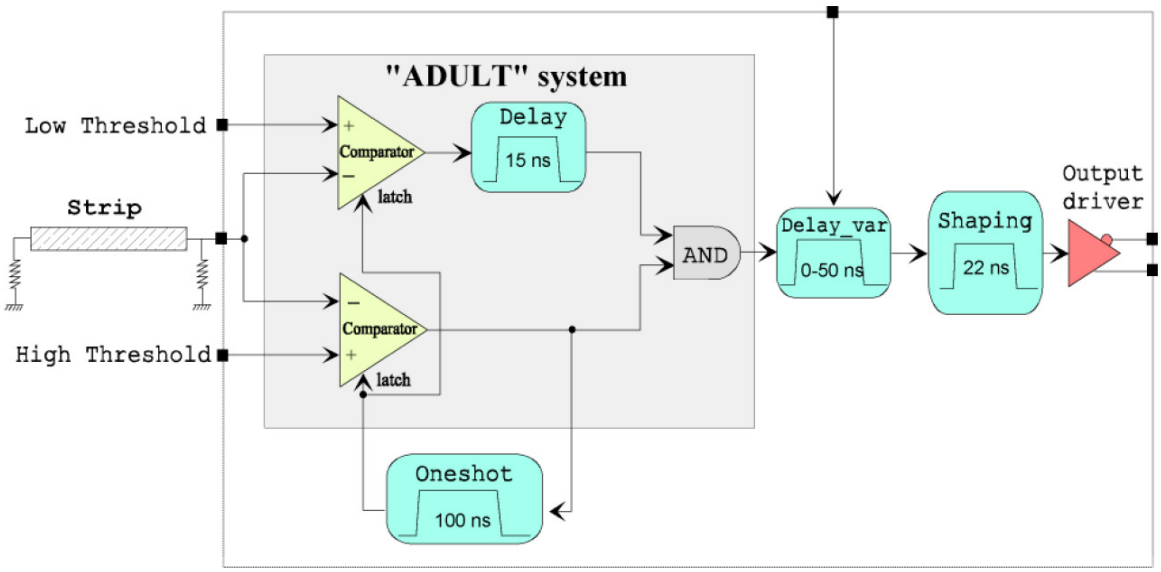


Figure 40 : synoptique d'une voie d'électronique de lecture du circuit de microélectronique intégrant le système ADULT.

4. Taille des clusters

Afin de minimiser le taux d'occupation des strips de lecture et de préserver la sélectivité du trigger, la taille des clusters doit être proche de un. Sur la Figure 41 est représentée la distribution de la taille des clusters obtenue lors de tests en faisceau sur une RPC de basse résistivité ($3{,}5.10^9$ Ω cm) et à 9 kV. Dans le cas de strips de 2 cm de large, la valeur moyenne est de 1,12 alors que dans le cas de strips de 1 cm de large, la valeur moyenne obtenue est de 1,46. Dans les 2 cas, la fraction d'événements avec plus de 3 strips adjacents touchés est inférieure à 10^{-3}.

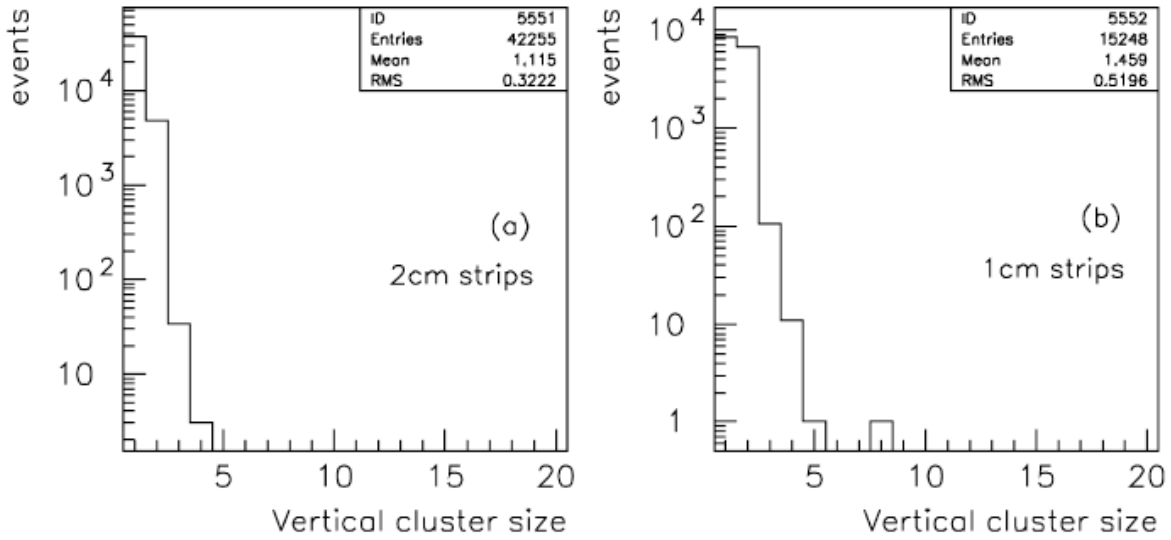


Figure 41 : distribution de la taille des clusters en mode streamer à 9 kV pour des strips de 2 cm (a) et 1 cm (b).

Sur la Figure 42 est représentée l'évolution de la valeur moyenne de la taille des clusters en fonction de la haute tension appliquée. On constate une augmentation de la taille des clusters due au fait que la charge déposée sur les strips augmente avec la charge produite par le streamer lorsqu'on augmente la haute tension. Il est donc préférable de limiter la valeur de la haute tension afin de garder la valeur de la taille des clusters proche de l'unité. Notons au passage que les résultats obtenus avec une RPC de basse résistivité sont proches de ceux obtenus avec une RPC de plus grande résistivité ($3{,}5.10^{11}$ Ω cm). Ceci suggère que dans le mode streamer la taille des clusters ne dépend que très faiblement de la résistivité [9].

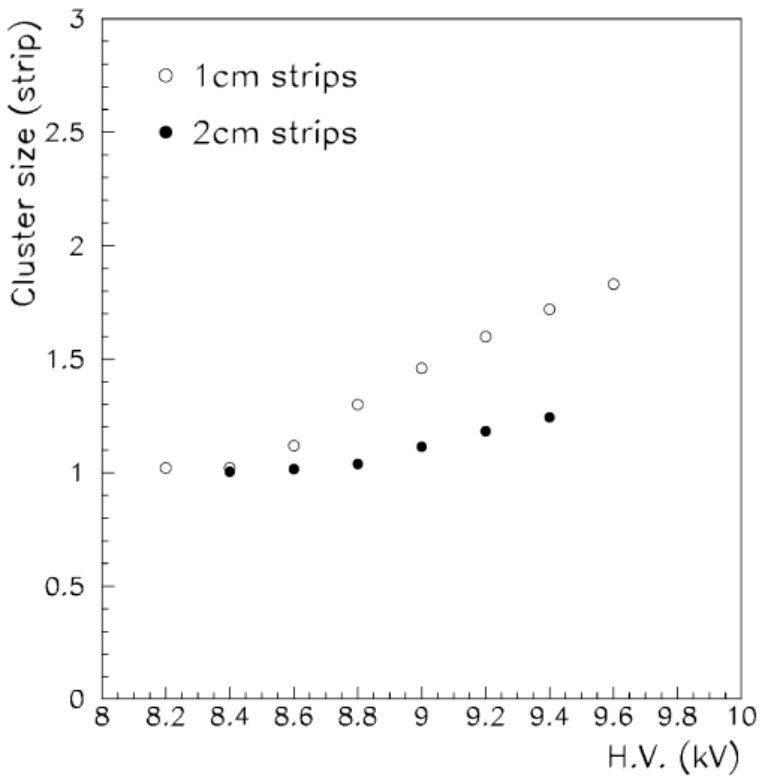


Figure 42 : valeur moyenne de la taille des clusters pour des strips de 1 cm (cercles blancs) et de 2 cm (cercles noirs) en fonction de la haute tension appliquée.

5. Résolution spatiale

La résolution spatiale des RPC a été testée en mode streamer sur une RPC de taille 50 x 50 cm^2 au PS avec un faisceau de pions de 3 GeV/c (juin 1999) et de 7 GeV (juillet 2000) [14,151515]. Le dispositif expérimental est représenté sur la Figure 43. Trois chambres de trajectographies ont été utilisées pour localiser le point d'impact des particules sur la RPC. Ces chambres étaient des Cathode Strip Chambers équipées de 32 strips verticales et 24 strips horizontales de 4 mm de large et espacés de 5 mm. La RPC était utilisée en mode streamer avec le mélange de gaz Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6 dans les proportions 49/7/40/4. La haute tension était de 400 V au-dessus du genou de la courbe d'efficacité et le flux incident était de l'ordre de 100 Hz/cm^2 sur une zone de 2x2 cm^2. Les données ont été prises avec des strips de 1 et 2 cm de large avec l'électronique simple seuil réglée à 80 mV. Un tracking très simple consistait à calculer les deux points d'impact sur la RPC, obtenus par un ajustement linéaire des points d'impacts des chambres de tracking 1 et 2 (x_{12}^{TRK}) et des chambres de tracking 1 et 3 (x_{13}^{TRK}). Le point d'impact sur la RPC était évalué comme étant :

$$x^{TRK} = \frac{x_{12}^{TRK} + x_{13}^{TRK}}{2}$$

et nous avons pris comme estimateur de la résolution du tracking $\delta^{TRK} = x_{12}^{TRK} - x_{13}^{TRK}$. Afin de sélectionner des traces n'ayant pas été trop affectées par le passage dans le détecteur, nous avons appliqué une coupure $|\delta^{TRK}| \leq 2$ mm correspondant à 2,5 sigmas sur la distribution de δ^{TRK}.

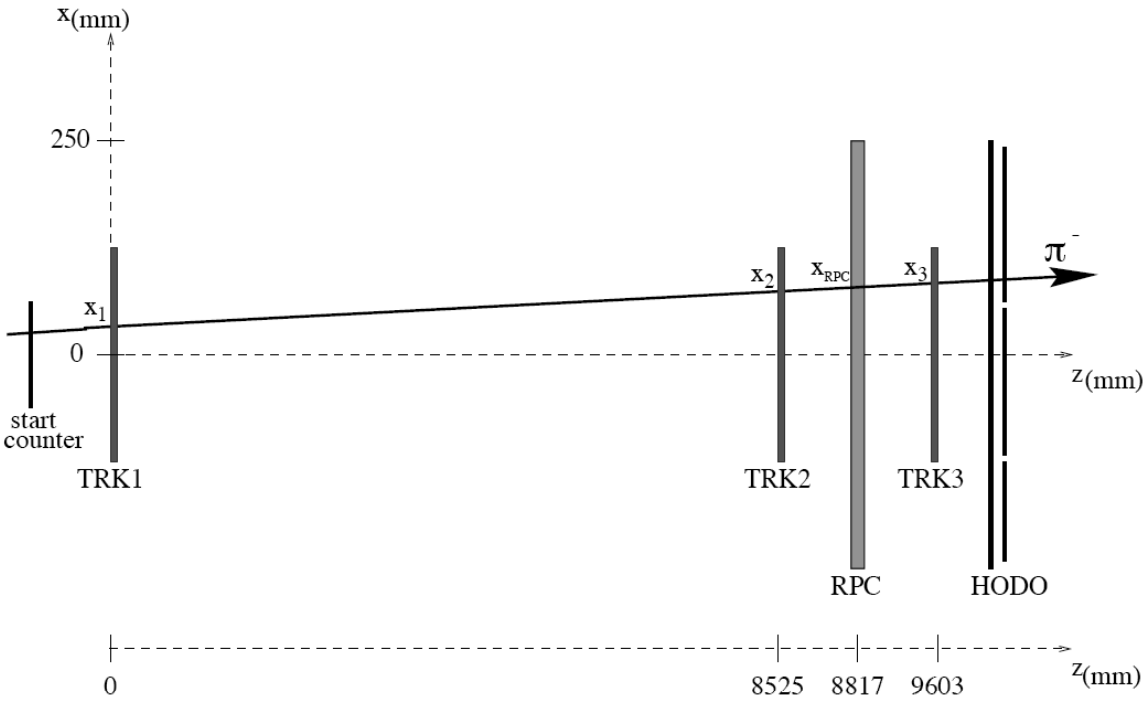


Figure 43 : dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la résolution spatiale des RPC. Les plans TRKi représentent les 3 chambres de trajectographie.

Sur la Figure 44 est représenté le point d'impact lorsque l'on demande d'avoir un strip touché (figure du haut) ou deux strips touchés (figure du bas). Il apparaît clairement que les événements avec un strip touché correspondent au cas où la particule est passée proche du centre du strip. Dans le cas où l'on a deux strips touchés, la particule est passée entre les strips. La Figure 45 représente la résolution spatiale de la RPC estimée à partir du résidu $\Delta x^{RPC} = x^{TRK} - x^{RPC}$. La valeur de x^{RPC} correspond à la valeur du centroïde du cluster formé par les strips touchées. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous où la résolution spatiale dans le cas d'un strip touché est proche de la valeur attendue dans le cas d'une distribution uniforme : $\sigma = \frac{w}{\sqrt{12}}$ avec w la largeur du strip. On remarque que la résolution est meilleure lorsque 2 strips sont touchés. Ceci est dû au fait que la probabilité de toucher 2 strips est élevée si la particule passe près d'un des bords (Figure 44) conduisant à une localisation plus précise de la particule par la RPC.

Nombre de strips touchés	Largeur du strip (cm)	$\sigma_{\Delta x_{RPC}}$ (mm)
1	1	2,4
2	1	2,1
1	2	5,9
2	2	3,6

Tableau 5 : résolution spatiale $\sigma_{\Delta x_{RPC}}$ d'une RPC en fonction du nombre de strips touchés et de leurs largeurs.

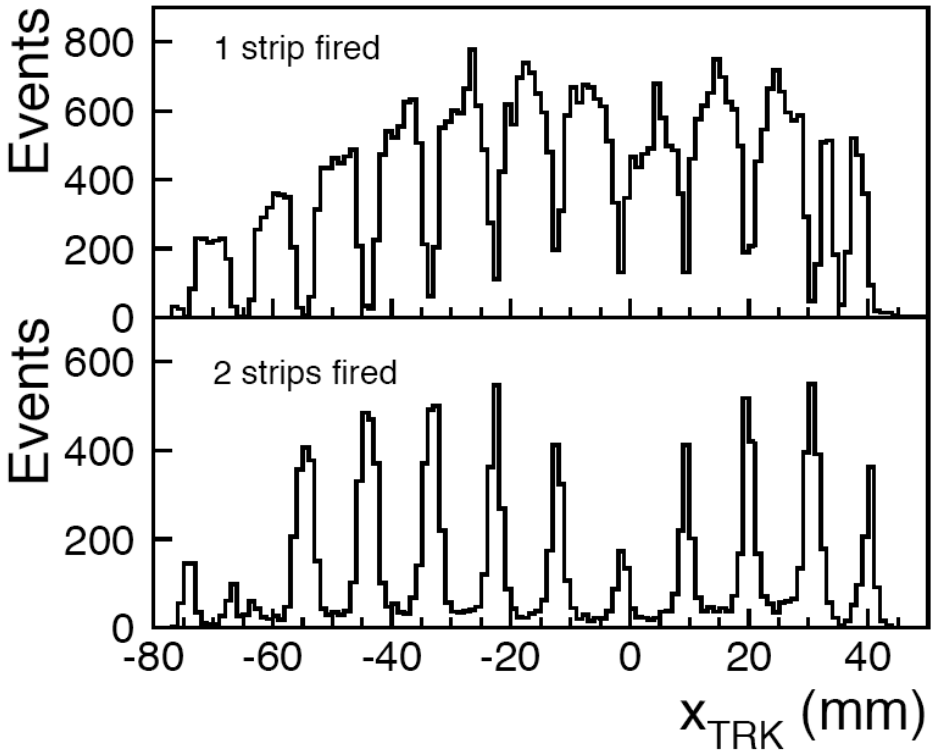


Figure 44 : distribution du point d'impact pour des événements avec un (figure du haut) ou deux (figure du bas) strips touchés.

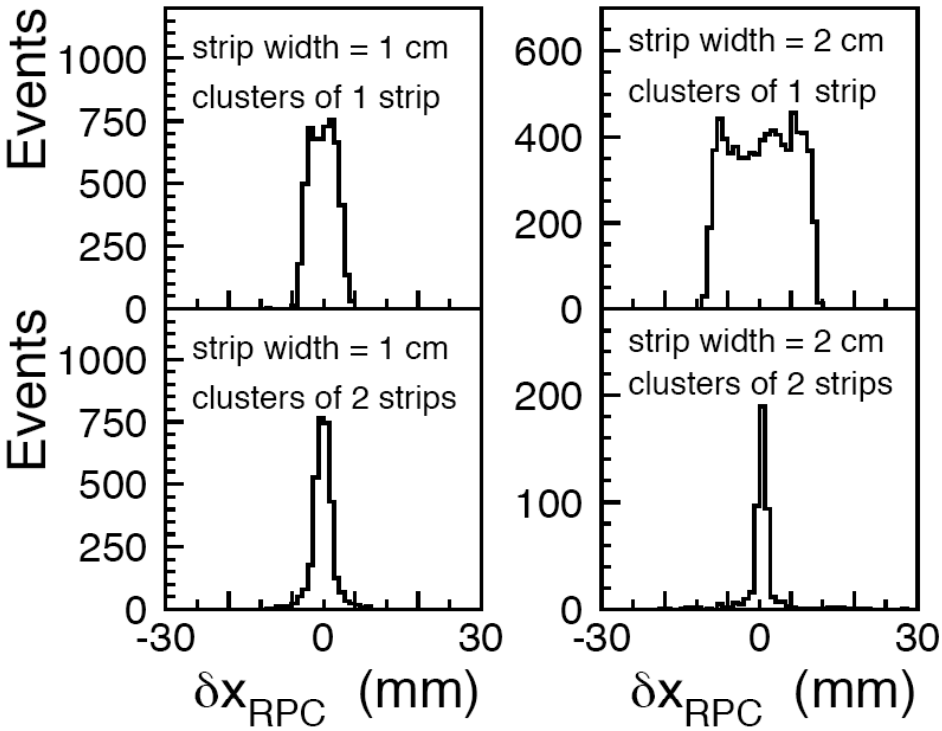


Figure 45 : distribution de la variable $\Delta x^{RPC} = x^{TRK} - x^{RPC}$ pour des événements avec un strip touché (haut) et deux strips touchés (bas). À gauche pour les strips de 1 cm de large. À droite pour les strips de 2 cm de large.

6. Réponse d'une RPC à des particules sortant latéralement d'un absorbeur

Ce test avait pour but de vérifier le fonctionnement des RPC dans des conditions proches de celles qui seront rencontrées dans l'expérience ALICE [16]. En effet des hadrons énergétiques (~100 GeV) sont émis lors des collisions et, en interagissant avec le blindage du tube faisceau, produisent des particules secondaires. Celles-ci contribuent de façon importante au "soft background". Lors de ces tests, de petites RPC étaient placées perpendiculairement à un absorbeur épais en plomb, à 60 cm de la face avant (Figure 46). Le développement latéral de la gerbe étant maximal à 45 cm, on intercepte ainsi une bonne partie des particules crées et sortant par cette face. L'absorbeur, placé suivant la direction du faisceau, faisait une longueur de 1 m pour une section de 60 × 60 cm^2. Les mesures ont été faites à différentes énergies de faisceau (π de 60 et 120 GeV) et pour différentes épaisseurs latérales : 20, 30, et 40 cm de plomb. Deux types de RPC ont été utilisées avec des résistivités de ~8.10^{11} et $3,5.10^{9}$ Ω.cm en mode proportionnel (95% forane, 3% isobutane, 2% SF_6) et streamer (mélange 3). Le trigger était assuré par un télescope de scintillateurs avec deux anti-halos en veto et un télescope de scintillateur placé derrière l'absorbeur pour supprimer, durant l'analyse offline, la contamination du faisceau par des muons.

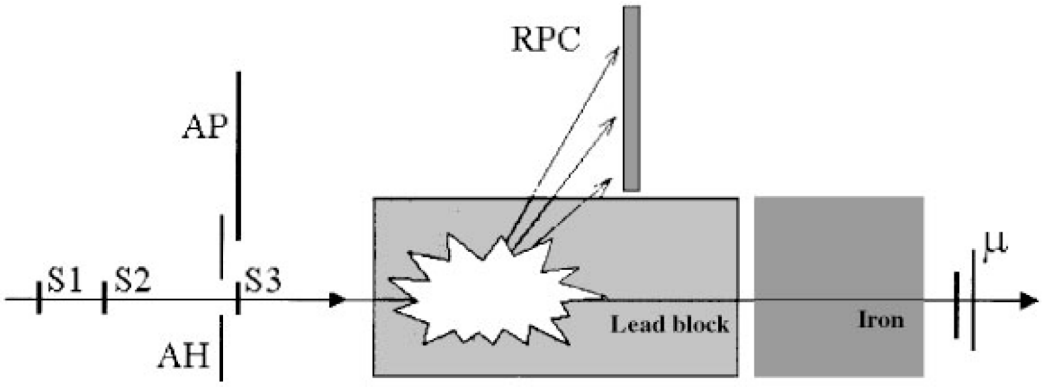


Figure 46 : schéma du dispositif des tests "absorbeur".

Les mesures ont permis d'étudier dans ces conditions la taille des clusters, la distribution en temps du signal ainsi que la densité de hits. La taille des clusters, qui doit être suffisamment petite pour réduire le taux d'occupation et préserver la sélectivité du trigger a été mesurée à 1,4 et 1,6 pour, respectivement, des strips de 2 et 1 cm de large (Figure 47). Ces valeurs, plus grandes que celles obtenues dans les tests où la RPC était placée directement dans le faisceau et perpendiculairement à celui-ci, s'expliquent simplement par un angle d'incidence plus important. Les résultats plus mauvais en mode proportionnel peuvent s'expliquer par une fluctuation plus importante de la charge. Il faut aussi prendre en compte les canaux bruyants qui peuvent, à cause de la grande amplification en mode avalanche, détériorer la taille des clusters.
Ces résultats ont été utilisés en entrée des simulations sur le taux de trigger [1]. Ils ont permis de mettre en évidence la nécessité d'inclure un algorithme de declustering dans l'électronique du trigger afin de maintenir la sélectivité de la coupure en moment transverse du trigger.

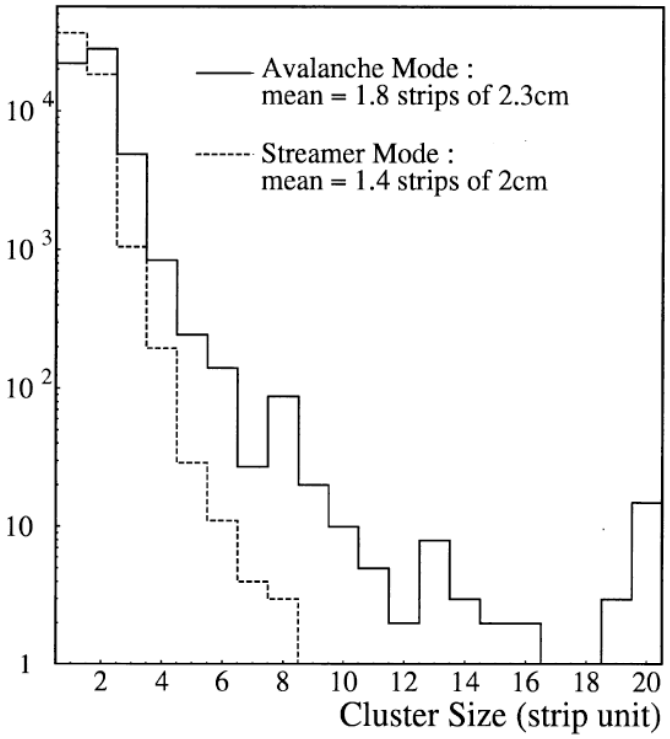


Figure 47 : distribution de la taille des clusters en mode avalanche et streamer pour une épaisseur latérale de plomb de 40 cm.

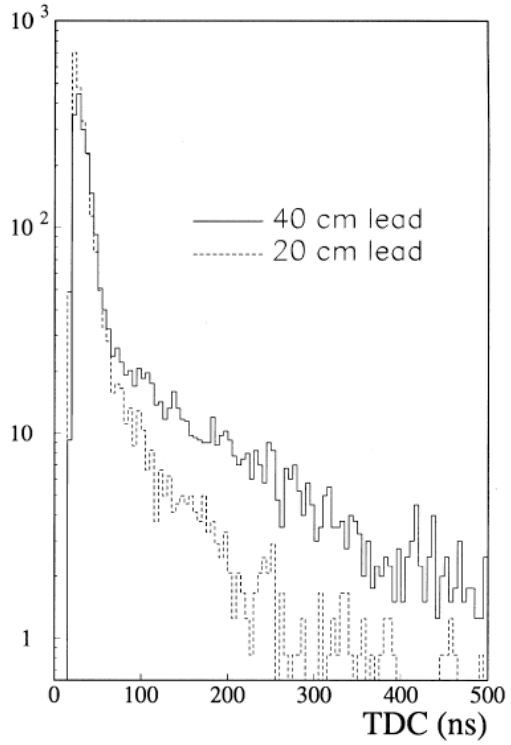


Figure 48 : distribution en temps des hits en mode streamer pour deux épaisseurs de plomb. Le pic prompt est situé à une valeur arbitraire de 50 ns.

La distribution en temps des hits sur la RPC est représentée sur la Figure 48 pour deux épaisseurs latérales de plomb et en mode streamer. Il apparaît clairement que l'étalement en temps augmente avec l'épaisseur de plomb. Ceci peut s'interpréter par une contribution plus importante des neutrons de basse énergie pour une épaisseur de plomb plus importante. Ce résultat est conforme à ceux obtenus par simulation qui montrent un étalement plus important dû au fait que d'autres sources de bruit de fond retardé viennent s'ajouter. Pour le trigger, une fenêtre en temps de 20 ns est utilisée afin de supprimer ce bruit de fond.

Les résultats sur la distribution latérale des hits sont présentés sur la Figure 49 et ont été obtenus avec une RPC fonctionnant en mode streamer. Les distributions sont normalisées par cm^2 et par pion incident. Comme on peut s'y attendre, la densité de hits décroît avec l'épaisseur latérale de plomb et lorsque l'énergie du faisceau décroît. Conformément à ce qui a été déjà dit dans le chapitre sur les absorbeurs, les simulations décrivent bien la forme de ces distributions mais restent un facteur 1,5 en dessous des valeurs expérimentales [16].

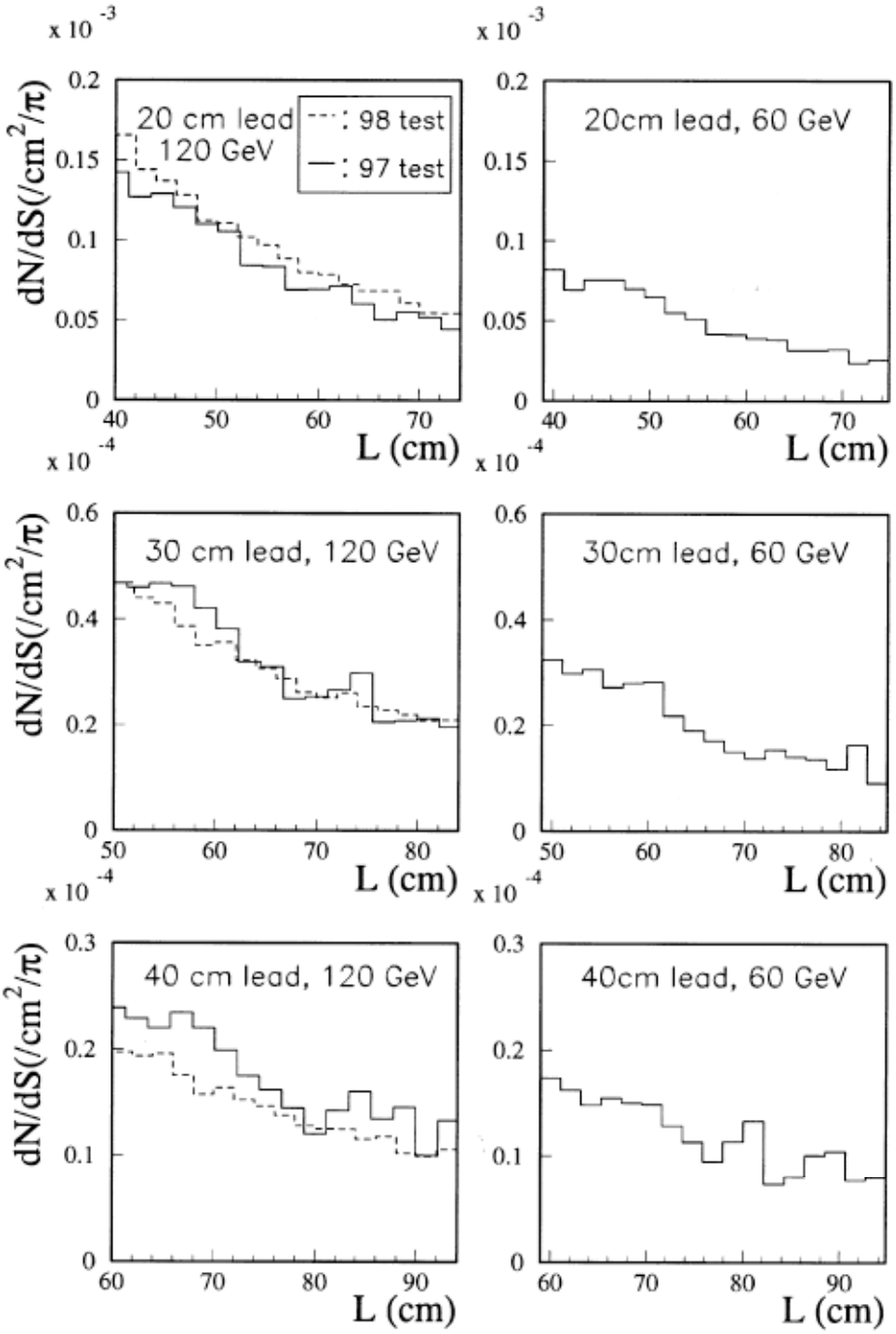


Figure 49 : distribution latérale des hits pour deux énergies de faisceau et trois épaisseurs latérales de plomb. L représente la distance latérale au faisceau et chaque bin représente un strip du détecteur.

D. Étude du vieillissement des RPC.

Lors des tests faits à GIF, les RPC ont montré une dégradation de leurs performances en fonction de la quantité des charges induites par les streamers dans le détecteur :

- augmentation du courant avec ou sans irradiation
- augmentation des taux de comptage en l'absence d'irradiation

- baisse d'efficacité après une longue période d'irradiation

De nombreux tests ont donc été menés sur le vieillissement des RPC à GIF afin de simuler leur comportement pendant les années de fonctionnement d'ALICE. Pour comparaison, sur les dix premières années de fonctionnement en ions lourds, la charge induite par les streamers dans les RPC est de 50 mC/cm^2 (100 MHits/cm^2 × 500 pC de charge moyenne d'un streamer) [17]. Durant ces tests, différentes RPC avec de une à trois couches d'huile de lin, balayées sous différents débits avec un mélange de gaz présentant une proportion de SF6 variant de 1% à 4% et qui pouvait être humidifié ou non (1% de vapeur d'eau afin de mieux contrôler la résistivité de la bakélite) ont été étudiées. Des analyses chimiques ont été faites sur les faces internes des RPC et sur le gaz sortant des détecteurs en présence ou non de rayonnement. Elles ont montré qu'il y avait création de polluants (HF, composés fluorés et sulfurés …) proportionnellement aux nombres de hits qui dégradent les performances des RPC. Les résultats de ces tests permettent de dire que les RPC avec deux couches d'huile de lin et avec un mélange de gaz avec 1% de SF6 (Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6 = 50,5/7,2/41,3/1) présentent une amélioration notable du vieillissement compatible avec le fonctionnement en ions lourds dans ALICE Figure 50 [5,18]. Toutefois ceci n'est pas suffisant. En effet, les dix premières années de fonctionnement en ions lourds ne représentent que 6 mois de prise de données (10^6 secondes/an), le temps restant étant consacré au faisceau p-p (10^7 secondes/an). La grande intensité du faisceau p-p induit, par interaction du faisceau avec le gaz résiduel, un bruit de fond important sur les chambres du trigger (paragraphe IV.H). Une année de fonctionnement p-p correspondrait en termes de vieillissement aux 10 ans de faisceau d'ions lourds. Tout un travail de R&D, auquel je n'ai pas participé et qui dépasse donc le cadre de cette HDR, a été mené pour permettre aux RPC de fonctionner également en faisceau p-p [17]. En quelques lignes, l'idée est de diminuer la charge intégrée dans les RPC en ne fonctionnant plus en mode streamer, mais en mode dit "grande avalanche" qui se trouve à la frontière entre le mode streamer et avalanche. Le mélange de gaz a été changé pour i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6 dans les proportions 10/89,7/0,3. Avec ce mélange gazeux, les polluants diminuent de manière drastique. Le système ADULT ne fonctionne plus qu'avec un seul seuil. Les résultats obtenus ont montré une amélioration significative : 5,5 ans de fonctionnement en p-p sans dégradation des performances [19].

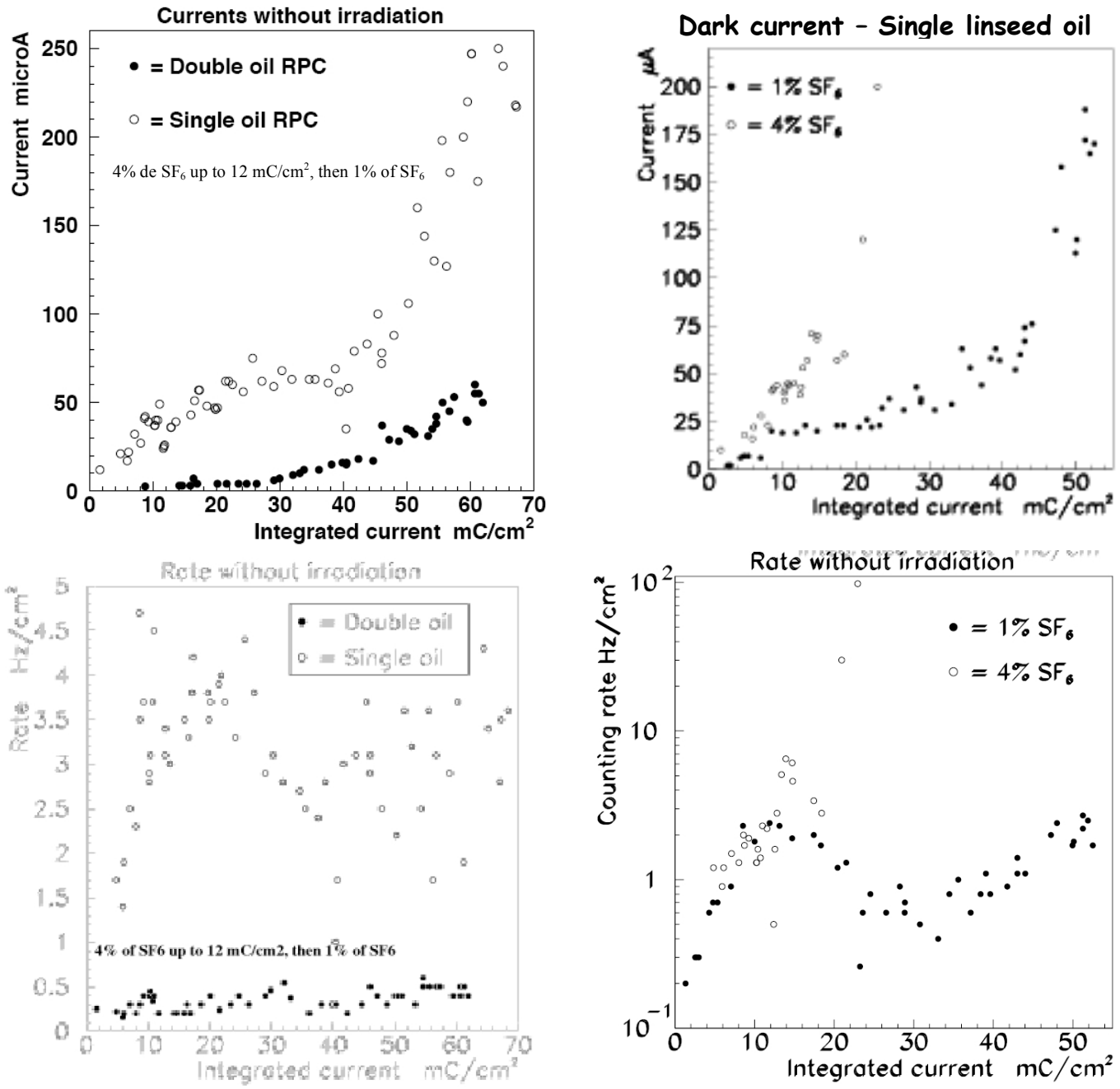


Figure 50 : figures du haut : courant en l'absence d'irradiation, figures du bas : taux de comptage sans irradiation. Figures de gauche : comparaison de deux RPC avec une et deux couches d'huile de lin. Figures de droites comparaison de deux RPC avec une couche d'huile de lin mais avec un mélange de gaz à 4% et 1% de SF6.

E. Conclusions

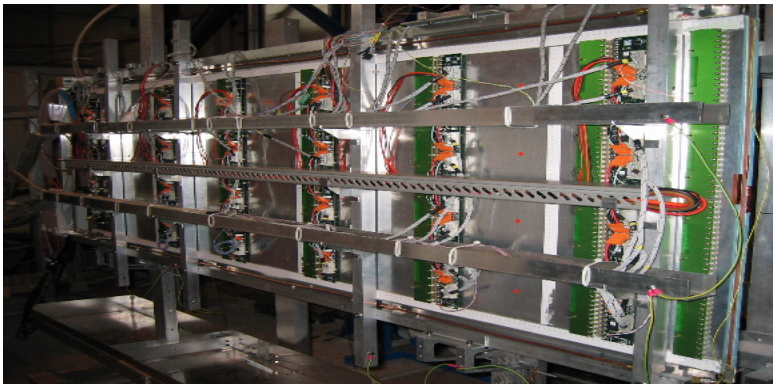
L'ensemble de ces tests avait pour but de mesurer et d'améliorer les performances des RPC en mode streamer en tant que détecteurs utilisés pour le trigger du bras dimuons. Pour cela nous

avons mis en évidence que le choix de RPC de basse résistivité (~ 3.10^9 Ω cm) avec un mélange gazeux Ar, i-C_4H_{10}, $C_2H_2F_4$ et SF_6, et utilisant une électronique de lecture ADULT déclenchant sur le précurseur avalanche, présente toutes les caractéristiques attendues pour le trigger dimuons d'ALICE. Les performances sont résumées dans le Tableau 6.

Fréquence admissible pour une irradiation uniforme	~ 300 Hz/cm^2
Résolution en temps (r.m.s. avec ADULT)	≤ 2 ns
Taille des clusters pour les strips de 2 cm	1,12
Taille des clusters pour les strips de 1 cm	1,46
Résolution spatiale avec les strips de 1 cm	≤ 2,5 mm

Tableau 6 : résumé des performances d'une RPC de 50×50 cm^2 de basse résistivité en mode streamer.

Toutefois, afin de résoudre les problèmes de vieillissement des RPC en faisceau p-p, un mode "grande avalanche" sera utilisé. La Figure 51 montre une grande RPC équipée de son électronique ainsi que le trigger installé sur le spectromètre.



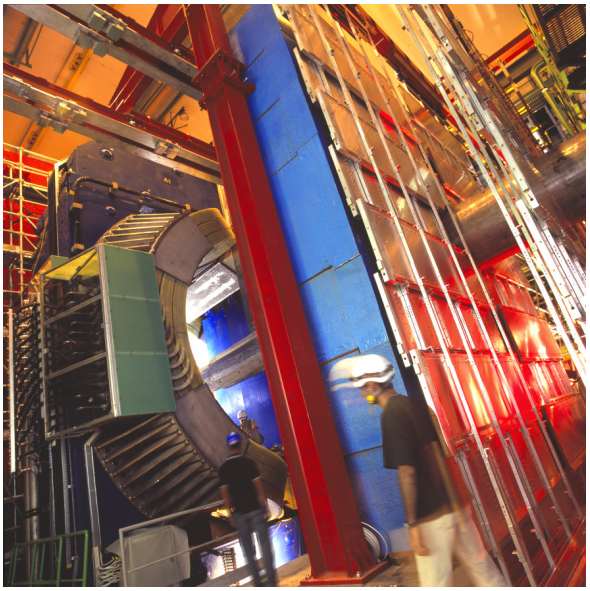


Figure 51 : à gauche : vue d'une RPC équipée de son électronique frontale. A droite : vue des chambres de trigger installées derrière le filtre à muons.

Bibliographie

[1] Etude du système de déclenchement du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE au CERN-LHC - O. Roig, Thèse de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Fd, DU 1172 – EDSF 254 – 1999
[2] Optimisation du détecteur du système de déclenchement du spectromètre dimuons et étude des résonances de haute masse dans l'expérience ALICE au CERN-LHC - L. Lamoine, Thèse de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Fd, DU 1320 – EDSF 329 – 2001
[3] R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. And Meth. A 187 (1981) 377-380
[4] R. Cardarelli et al., Nucl. Instr. And Meth. A 263 (1988) 20-25
[5] Design, tests and optimisation of the Muon Trigger Detectors for the ALICE experiment – G. Travaglia, Thèse de l'Université de Messina – 2004
[6] Test of a resistive plate chamber under irradiation of photons and neutrons – M. Angelone et al – Nucl. Instr. And Meth. A 355 (1995) 399-405
[7] Study of the efficiency and time resolution of a RPC irradiated with photons and neutrons – L. Acitelli et al - Nucl. Instr. And Meth. A 355 (1995) 42-47
[8] Etude expérimentale de la tenue aux flux des chambres à plaques résistives dans le cadre du trigger dimuon d'ALICE - R. Babut, stage de DEA de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Fd. – 1998
[9] A low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm – R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 451 (2000) 462-473 – 2000
[10] An environnemental safe gas mixture for resistive plate chambers operated at low pressure – M. Abbrescia et al. - Nucl. Instr. And Meth. A 417 (1998)
[11] RPC tests for the ALICE dimuon trigger – A. Baldit et al – ALICE/98-16
[12] The ALICE dimuon trigger : overview and electronics prototypes. - R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 456 (2000) n° 1-2, 126-31.
[13] A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode. - R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 457 (2001) n° 1-2, 117-125.
[14] Spatial resolution of RPC in streamer mode - R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 490 (2002) 51-57 – 2002
[15] Cluster size study for RPC of the ALICE Dimuon trigger – V. Barret, B. Espagnon and P. Rosnet – ALICE-INT-2001-04 - 2001
[16] Response of a resistive plate chamber to particles leaking laterally from a thick absorber - R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 455 (2000) 390-396 – 2000
[17] Etude et optimisation du système de déclenchement du spectromètre dimuons d'ALICE pour les opérations p-p - Thèse Frederic Yermia – PCCF T 0501
[18] Ageing tests on the low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm – R.Arnaldi et al., Nucl. Instr. And Meth. A 508 (2003) 106-109.
[19] Trigger detectors – A. Piccotti – communication privée : Dimuon workshop – Badesi 2006

VI. Le système de trajectographie

Après décision du trigger général d'ALICE, il appartient au système de trajectographie de permettre la reconstruction de la trajectoire des muons dans le spectromètre. Pour cela, 5 stations de trajectographie ont pour rôle de localiser précisément les points de passage des muons. Après une description générale, où seront dégagés les points essentiels au niveau des performances attendues, nous détaillerons la station 1 de trajectographie, construite à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay, et l'électronique associée à l'ensemble des stations.

A. Présentation générale

Il est clair que les performances des détecteurs, avec leur électronique associée, dépendent directement des performances attendues au niveau de la physique. Toutefois il faut aussi être pragmatique et adapter le design à ce qui est réalisable techniquement. N'oublions pas finalement que les performances dépendent aussi du software, de celui implanté dans l'électronique à celui d'analyse offline.

1. Nombre de hits et taux de trigger

Le nombre de hits maximum par collision est un paramètre important puisqu'il va intervenir dans la détermination de la granularité du détecteur. Il est atteint dans les collisions centrales Pb-Pb. Des simulations ont été faites afin de prévoir le nombre total de hits attendus dans ces collisions ainsi que leur distribution en fonction du rayon pour chaque station [1]. Le détail de ces simulations a été décrit au paragraphe IV.I où l'on pourra se référer au Tableau 3. Sur la Figure 52 est représenté le nombre de hits par cm^2 en fonction de la distance au faisceau pour chacune des stations de trajectographie et la première de trigger. Il apparaît sur cette figure que la station 1, la plus proche de l'absorbeur frontal, est celle qui présente la densité de hits la plus élevée. De plus, comme on pouvait s'y attendre, la densité décroît plus ou moins rapidement en fonction du rayon du détecteur. Précisons au passage que les détecteurs doivent présenter une faible sensibilité aux gamma et neutrons (respectivement 10 et 100 fois plus nombreux que les particules chargées).

Le taux de collisions, qui est relié à la luminosité, est aussi un paramètre important. En effet c'est de ce paramètre dont va dépendre le nombre d'événements physique que l'on va pouvoir enregistrer. On va donc chercher à avoir la plus haute luminosité possible pour pouvoir acquérir le maximum d'événements rares. C'est de lui aussi que va dépendre le nombre d'événements qui seront empilés dans les détecteurs pendant la lecture des événements ainsi que le taux admissible de particules par unité de surface. Il faut donc trouver un compromis entre ces deux contraintes. De ce point de vue-là, le spectromètre dimuons est moins limité au niveau de la luminosité que, par exemple, la TPC [2] qui a un temps de lecture très important (de l'ordre de 100 μs). En collision Pb-Pb on est à la luminosité maximale que peut délivrer le LHC (Tableau 7) [3]. Un calcul simple de probabilité montre que l'on a seulement 0,4 % de chance d'empiler 2 événements Pb-Pb centraux sur une fenêtre en temps de 5 μs durant laquelle l'électronique frontale des chambres de trajectographie peut récupérer une portion du signal de la chambre (voir § VI C.1) (3,8 % en minimum bias - Figure 53). En p-p on a une probabilité de 21,6 % d'empiler 3 événements. En Ar-Ar on a une

probabilité de 13 % d'empiler deux événements centraux. Toutefois dans les collisions centrales Ar-Ar, le nombre de particules chargées produites est de l'ordre de 7 fois plus faible que dans le cas d'une collision centrale Pb-Pb et en collision p-p on a un facteur 3000 (sans prendre en compte le bruit de fond dû au LHC). Un des paramètres limitatifs de la luminosité est en fait que les chambres de trigger ne peuvent accepter une illumination supérieure à 100 Hz/cm^2.

	Pb-Pb	Ar-Ar	p-p
L (cm^{-2}s^{-1})	10^{27}	10^{29}	10^{31}
$\sqrt{S_{NN}}$ (TeV)	5,5	6,3	14
σ_{tot} (b) inélastique	8	3	0,07
Collisions min. bias (Hz)	8000	3.10^5	7.10^5
Collisions centrales (Hz)	800	3.10^4	7.10^5

Tableau 7 : luminosités et taux de collisions pour différents faisceaux.

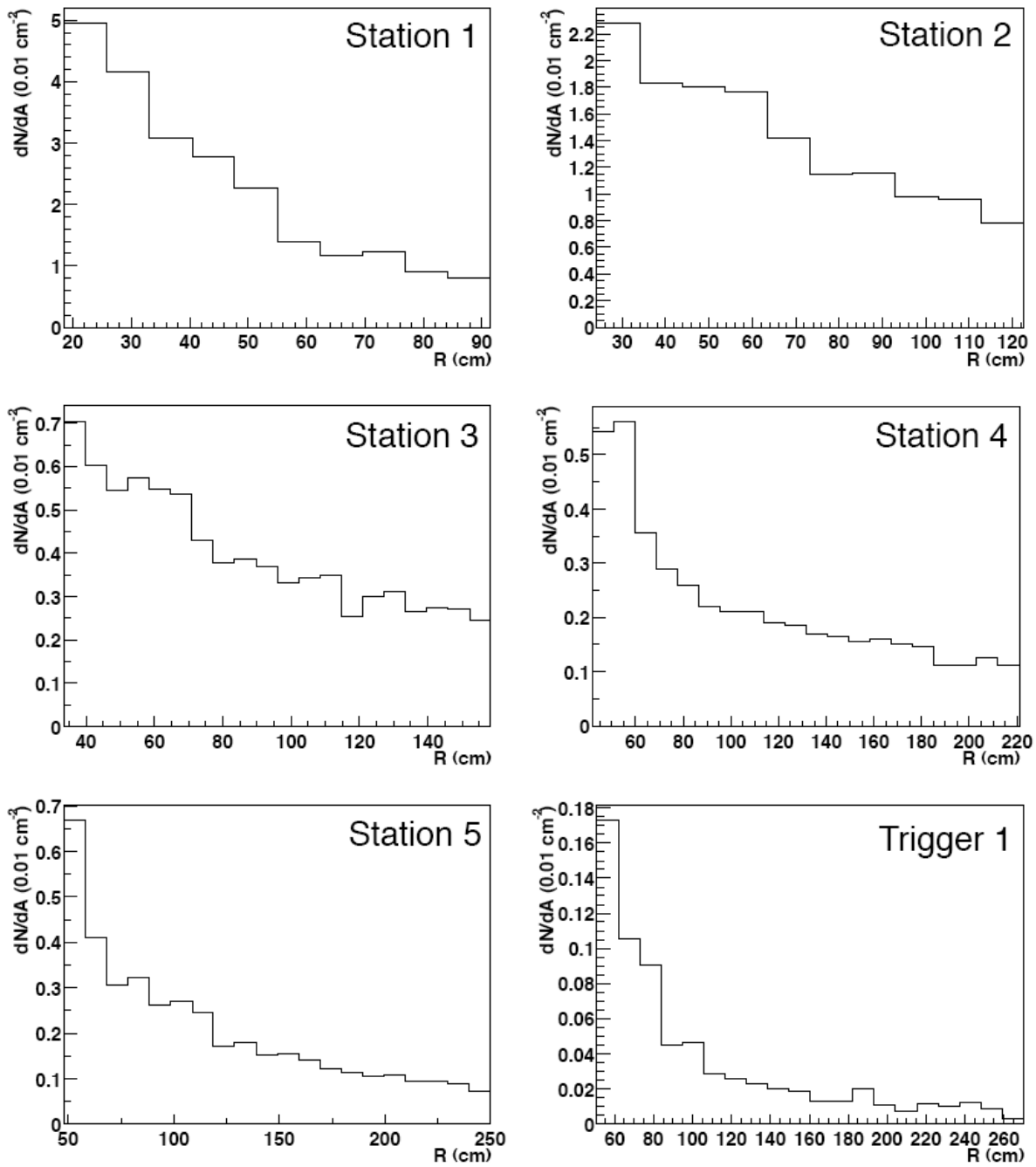


Figure 52 : nombre de hits par cm^2 et par collision centrale Pb-Pb en fonction de la distance à l'axe du faisceau pour les 5 stations de trajectographie et celle de trigger [1].

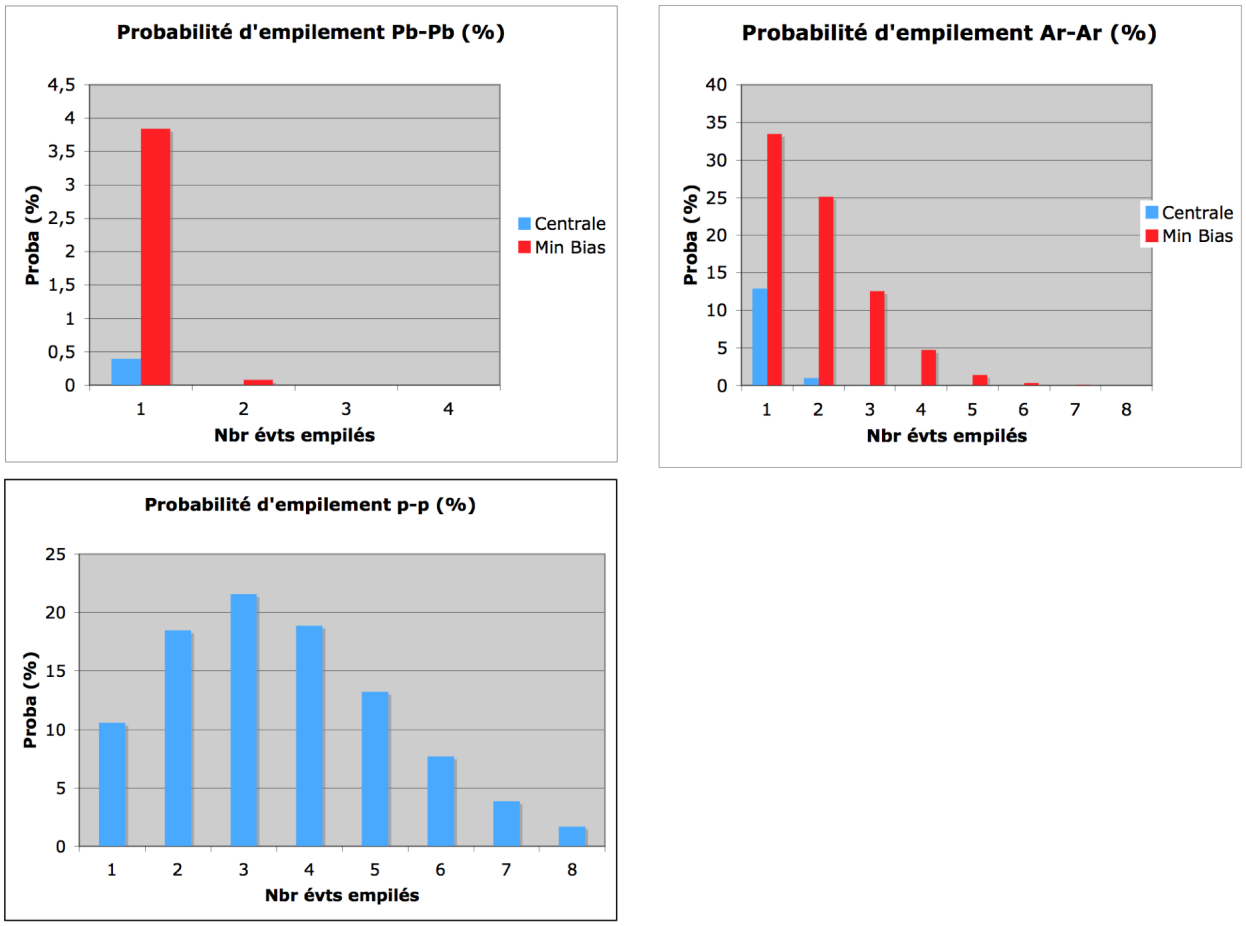


Figure 53 : distribution de la probabilité d'empilement en collisions Pb-Pb, Ar-Ar et p-p pour les luminosités données dans le Tableau 7.

2. Résolution en masse

Une des signatures du plasma de quarks et de gluons ayant motivé le développement du bras dimuons d'ALICE est la suppression des résonances des familles du J/Ψ et du ϒ. La suppression affecte en premier les états excités des résonances car ils sont moins liés que l'état fondamental. Il est donc important de pouvoir séparer chacune des résonances et en particulier le ϒ du ϒ' et du ϒ''. Pour cela la résolution en masse doit être meilleure que 100 MeV. De nombreux paramètres vont affecter la résolution en masse. Nous nous intéresserons ici à ceux jouant sur le design des détecteurs.

La résolution en masse va dépendre des paramètres qui vont affecter la précision sur la mesure de l'impulsion. Elle dépend donc de la résolution spatiale des détecteurs comme on peut le voir sur la Figure 54 tirée de la référence [4]. Des simulations plus récentes et plus poussées montrent en fait que pour une résolution spatiale de 100 µm, la résolution en masse au niveau du upsilon est plutôt de 90 MeV. Soulignons que cette résolution spatiale de 100 µm doit prendre en compte tous les phénomènes l'affectant : résolution intrinsèque du détecteur, influence de la direction du champ magnétique par rapport aux chambres, effets dus à l'électronique de Front-End, précision sur la position des détecteurs …

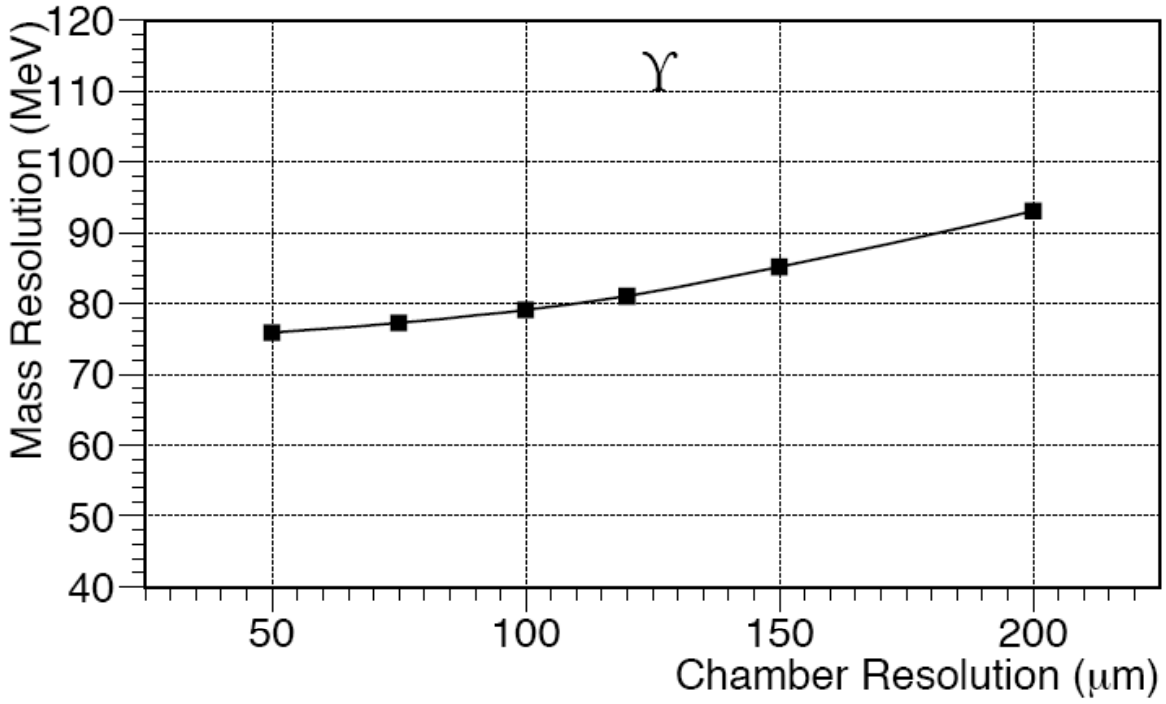


Figure 54 : dépendance de la résolution en masse du upsilon en fonction de la résolution des chambres du système de trajectographie.

Un autre paramètre affectant la résolution en masse est l'épaisseur des chambres en pourcentage de longueur de radiations (X_0). En effet, la diffusion multiple qui affectera directement le parcours du muon et par la même la mesure de son impulsion, est proportionnelle à $\sqrt{\frac{x}{X_0}}$. Sur la Figure 55 est représentée la dépendance de la résolution en masse en fonction de l'épaisseur de la chambre exprimée en longueur de radiations [4]. Une épaisseur des chambres à 5% de X_0 donne une résolution en masse de 90 MeV au niveau du upsilon.

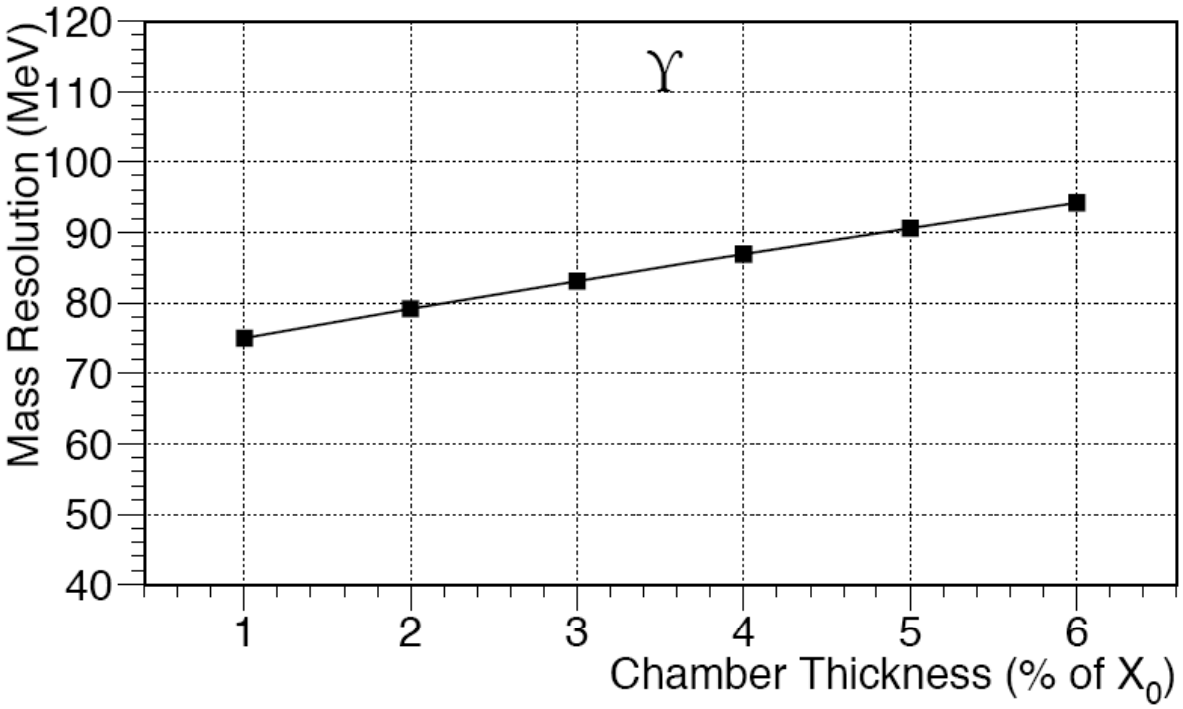


Figure 55 : dépendance de la résolution en masse du upsilon en fonction de l'épaisseur de chaque chambre exprimée en pourcentage de longueur de radiation.

3. Efficacité

L'efficacité des chambres doit être la plus élevée possible. En effet l'efficacité de reconstruction, qui dépend bien entendu de différents algorithmes qui vont permettre de reconstruire la trajectoire, présente une dépendance importante avec l'efficacité des chambres [4]. Pour une efficacité des chambres de 95%, l'efficacité de reconstruction est de 97%, elle tombe à 50% lorsque l'efficacité des chambres passe à 82%.

B. Les détecteurs

1. Généralités

Le système de trajectographie du bras dimuons est constitué d'un ensemble de cinq stations comportant chacune deux chambres. Le choix des détecteurs s'est porté sur les chambres proportionnelles multifils à cathodes segmentées fonctionnant avec un mélange de gaz argon-CO_2 dans les proportions 80/20. Dans ces détecteurs, le plan de fils est le plan anodique. La lecture des charges se fait sur les deux plans de cathode. Ce type de détecteur présente l'avantage de supprimer les problèmes de traces fantômes que l'on peut trouver dans les chambres à fils classiques. Il permet aussi surtout de pouvoir adapter la segmentation du plan de cathode en fonction de la densité de hits attendue, qui varie en fonction du rayon de la chambre. La distribution de la charge déposée sur les pads peut être modélisée par une fonction de Mathieson [5] donnée par l'expression suivante représentant la densité linéique de charges normalisée par la charge totale :

$$\frac{\rho(\lambda)}{q_{tot}} = K_1 \frac{1-\tanh^2(K_2\lambda)}{1+K_3\tanh^2(K_2\lambda)} \text{ avec } \lambda = \frac{x}{h}$$

où x désigne la position sur le plan de cathode, soit parallèle, soit normale au fil d'anode et h la distance anode-cathode. Cette expression ne dépend que du seul paramètre K_3 qui est déterminé à partir des paramètres de la chambre (distance anode-cathode, pas et rayon des fils d'anode) puisque $K_2 = \frac{\pi}{2}(1-\frac{\sqrt{K_3}}{2})$ et $K_1 = \frac{K_2\sqrt{K_3}}{4\arctan\sqrt{K_3}}$. Cette modélisation du dépôt de la charge est utilisée par l'algorithme de reconstruction des trajectoires des muons dans ALIROOT.

Chaque chambre des stations 1 et 2 est faite d'un assemblage de quatre quadrants construits à l'identique (Figure 56). Les stations 3, 4 et 5, étant plus grandes, sont réalisées avec un assemblage de panneaux (slates Figure 57).

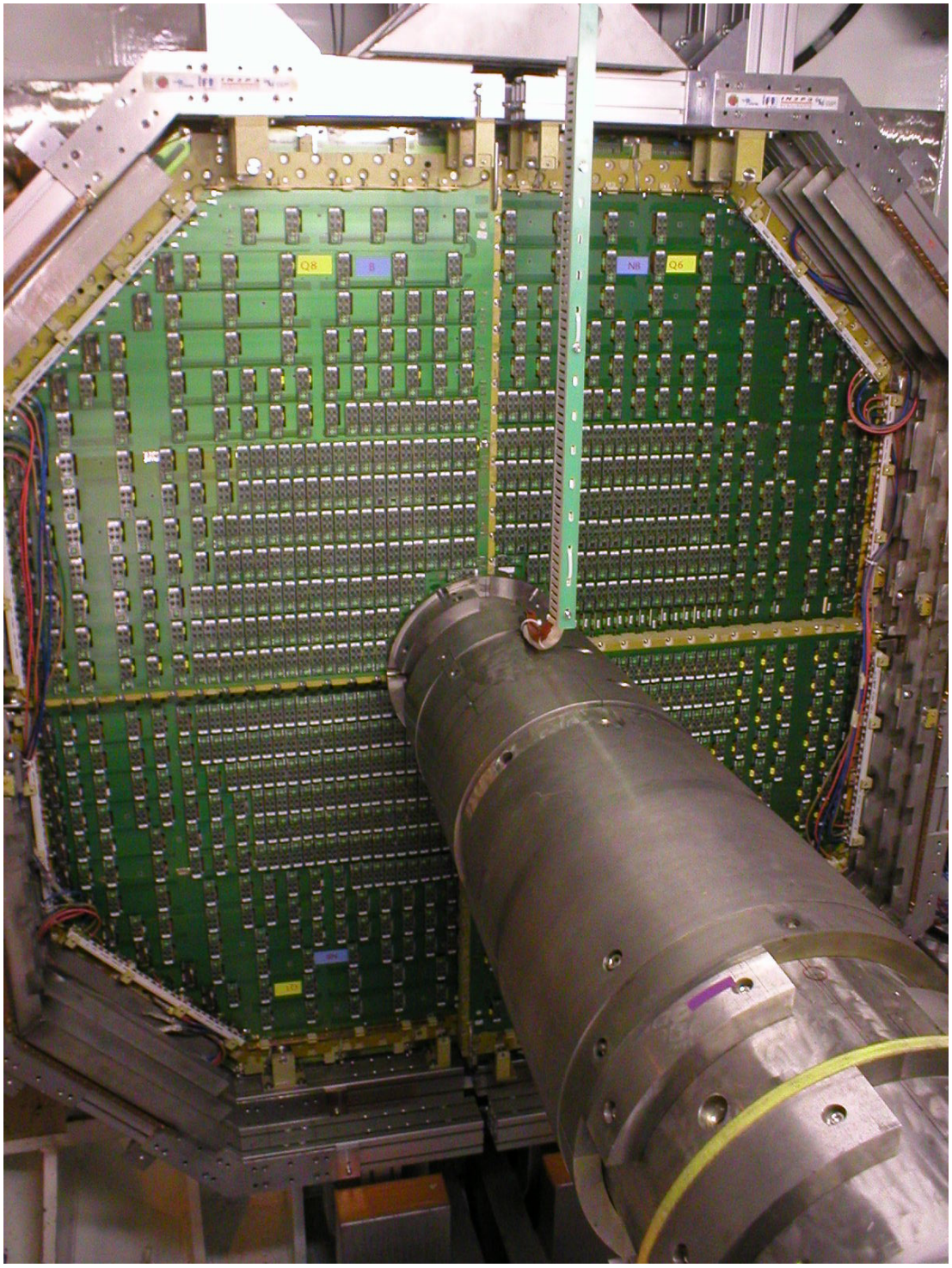


Figure 56 : vue d'ensemble de la première chambre de la station 1 constituée de l'assemblage de quatre quadrants identiques. Au premier plan de la photo se trouve l'absorbeur à petit angle.

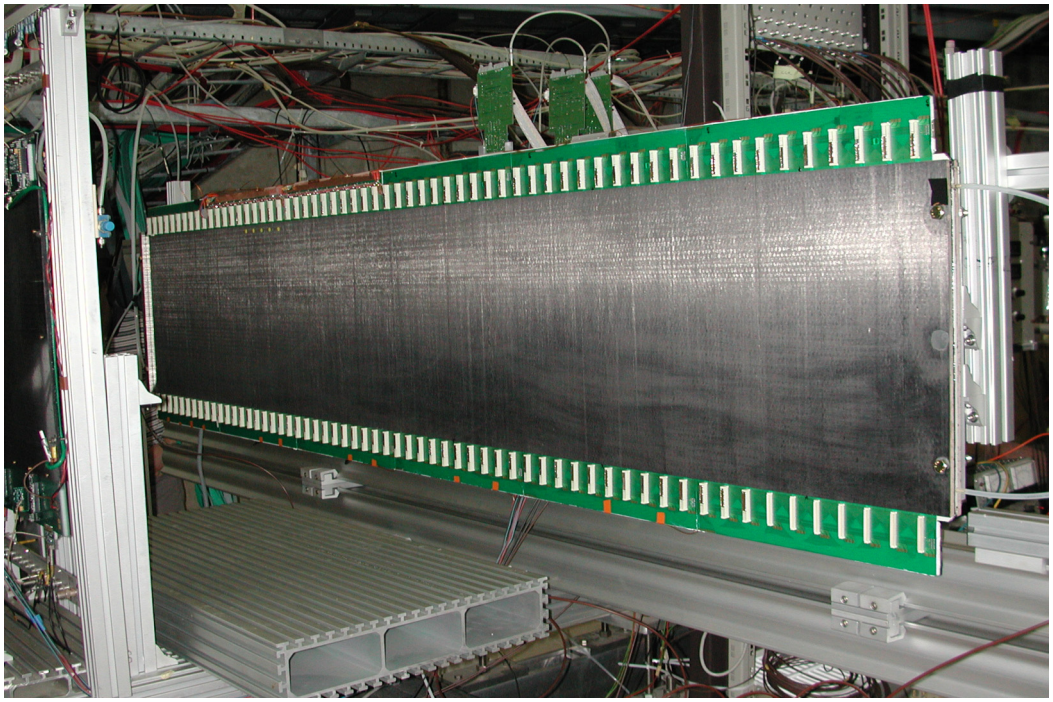


Figure 57 : vue d'un panneau des stations 3, 4 et 5.

Le spectromètre dimuons possède un aimant dipolaire dont le plan de déviation ("Bending Plane") est, dans notre cas, vertical suivant la direction du faisceau. Chaque chambre, dont l'orientation des fils d'anode est suivant le plan de déviation, possède une cathode dénommée "Bending Plane" et une "Non Bending Plane" présentant, de par la disposition et la segmentation de ses pads, la meilleure résolution spatiale respectivement dans le plan de déviation de l'aimant et perpendiculairement à ce plan. Précisons au passage que, dans le cas des stations 1 et 2 qui se trouvent à l'interface de l'aimant solénoïdal de L3 (champ magnétique dans la direction du faisceau) et de l'aimant dipolaire du spectromètre dimuons (champ magnétique perpendiculaire à la direction du faisceau), la carte du champ magnétique est relativement complexe et perturbée. La surface des cathodes a été divisée en 3 zones de taille de pads différentes (Tableau 8 et Figure 58), les plus petits étant les plus proches du tube faisceau, afin de maintenir un taux d'occupation autour de 5% sur toute la surface (Figure 59). La surface des pads est multipliée par deux lorsque l'on passe de la zone 1 à la zone 2 et de la zone 2 à la zone 3. Le taux d'occupation est défini localement par le nombre de pads touchés divisé par le nombre de hits ayant frappés la zone. Compte tenu de la densité de particules arrivant sur la station 1, c'est elle qui est équipée des plus petits pads. Un quadrant de la station 1 est équipé de 28 666 pads soit 229 328 pads pour toute la station, chiffre que l'on peut comparer aux 21 000 strips des deux stations de trigger du bras dimuons. Notons au passage que l'ensemble des chambres de trajectographie représente 1,1 million de pads, et donc autant de voies électroniques à lire !

Taille des pads en mm	Zone 1	Zone 2	Zone 3	Nombre total de pads
Bending Plane (mm) H x L	4,2 x 6,3	4,2 x 12,6	4,2 x 25,2	14391
Non Bending Plane (mm) H x L	4,2 x 6,3	8,4 x 6,3	16,8 x 6,3	14275
Espacement entre les fils (mm)	2,1			
Espace anode cathode (mm)	2,1			

Tableau 8 : taille des pads en mm de la station 1 et caractéristiques générales. Voir aussi Figure 58

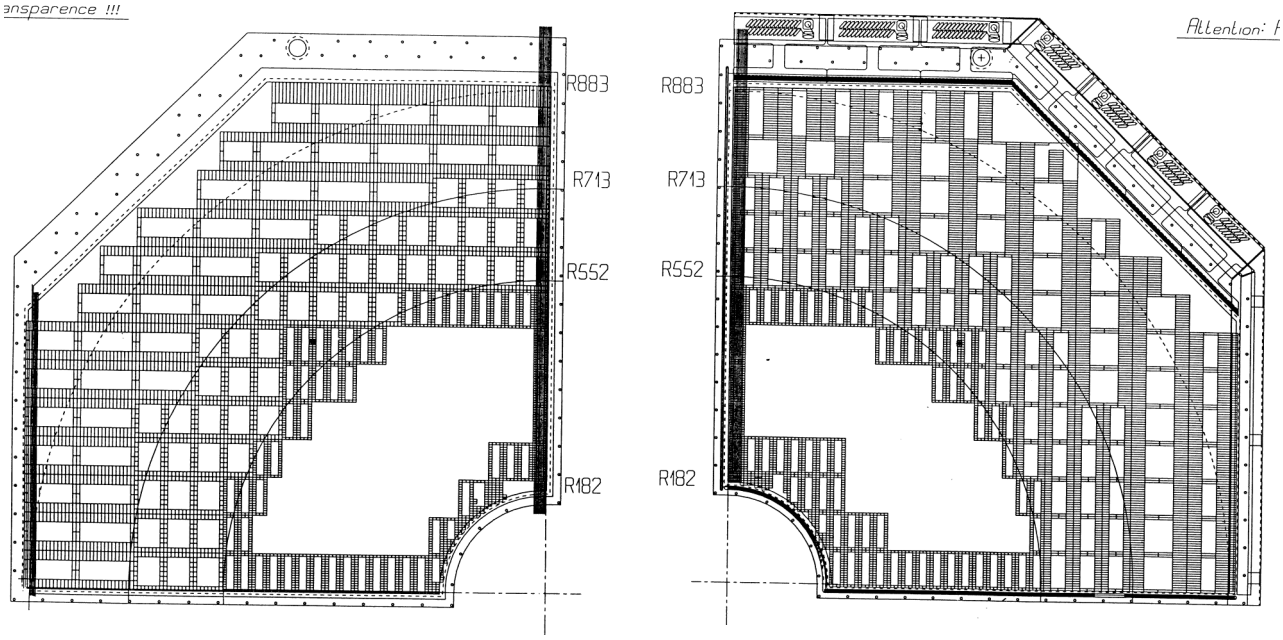


Figure 58 : schémas de la segmentation des cathodes de la station 1 pour le Non Bending Plane à gauche et le Bending Plane à droite. Le plan de déviation de l'aimant dipolaire, ainsi que la direction des fils d'anode, est sur l'axe vertical des figures. Les rayons sont donnés en mm.

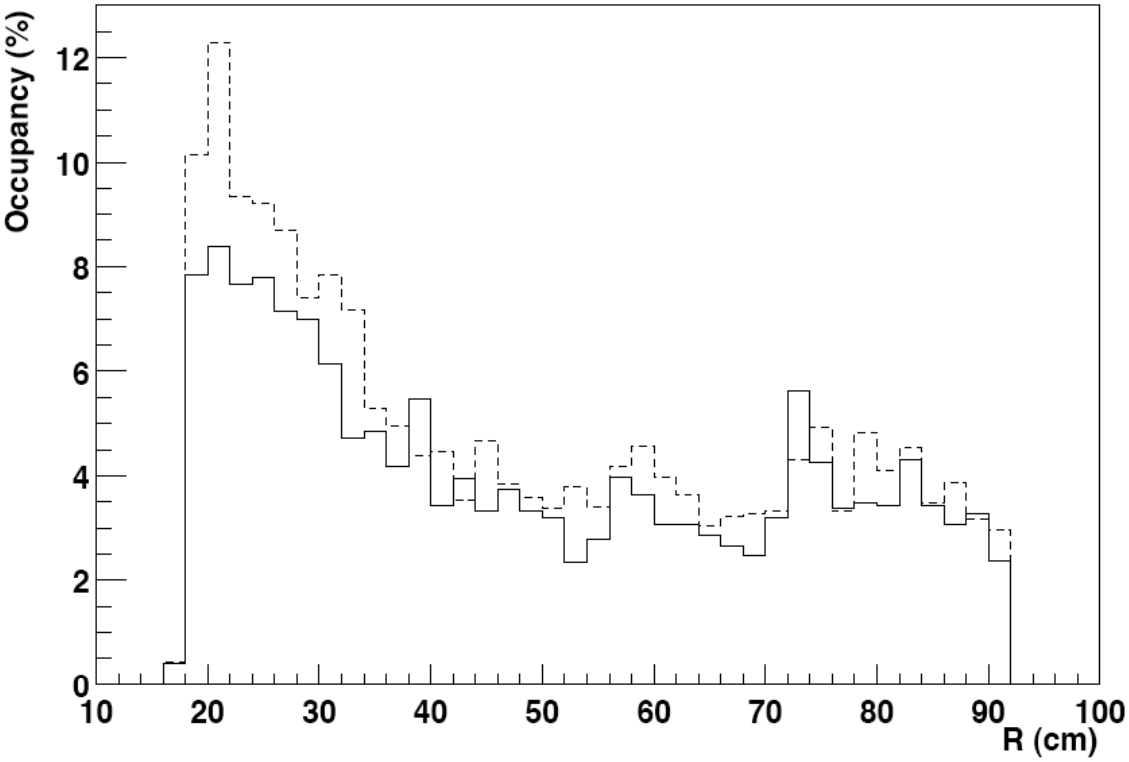


Figure 59 : taux d'occupation en % en fonction du rayon pour la station 1 et pour une collision centrale Pb-Pb. La ligne pleine correspond à la 1er chambre. La ligne en pointillés correspond à la 2ème chambre.

Figure 60 : assemblage d'un des deux plans cathodiques lors de la construction du premier quadrant de la station 1.

2. Description d'un quadrant de la station 1

Les quadrants de la station 1 ont été conçus afin d'être totalement interchangeables. Ils sont réalisés par un assemblage en sandwich de différents matériaux. Un quadrant est composé d'un plan de fils d'anode espacés de 2,1 mm. Ce plan est placé à mi-distance des deux plans cathodiques (Bending et Non bending). La distance anode-cathode est de 2,1 mm (Tableau 8). La rigidité des plans cathodiques est assurée par collage sur une mousse de haute densité (Rohacell de 51 kg/m^3) de 24,2 mm d'épaisseur. Un plan en fibres de verre/époxy (0,8 mm) collé sur la face externe de la chambre renforce l'ensemble (Figure 61 et Figure 62). L'écartement entre les plans de cathode est maintenu au milieu du quadrant par un spacer. Des lumières sont aménagées dans la mousse afin de permettre le passage de nappes Kapton. Celles-ci permettent la connexion électrique entre les pads du plan cathodique et l'électronique de lecture [6]. L'alimentation électrique de l'électronique de lecture, ainsi que la communication avec le readout, sont assurées par de grands PCB fixés sur chacune des faces des quadrants. Comme nous l'avons déjà signalé dans le paragraphe précédent, les plans de cathode sont divisés en 3 zones de tailles de pads (Tableau 8). Dans la zone 1, zone la plus proche du faisceau, les pads ont la même taille sur les deux plans de cathode, mais sont décalés d'un demi pad horizontalement et verticalement, afin d'améliorer la résolution lorsque l'on reconstruit la trajectoire des muons en utilisant les deux plans cathodiques.

Afin de supprimer les zones mortes, les quadrants sont disposés de manière à ce que les zones actives se recouvrent (Figure 63). Le cadre de la chambre qui était initialement en aluminium est à présent en fibres de verre/époxy.

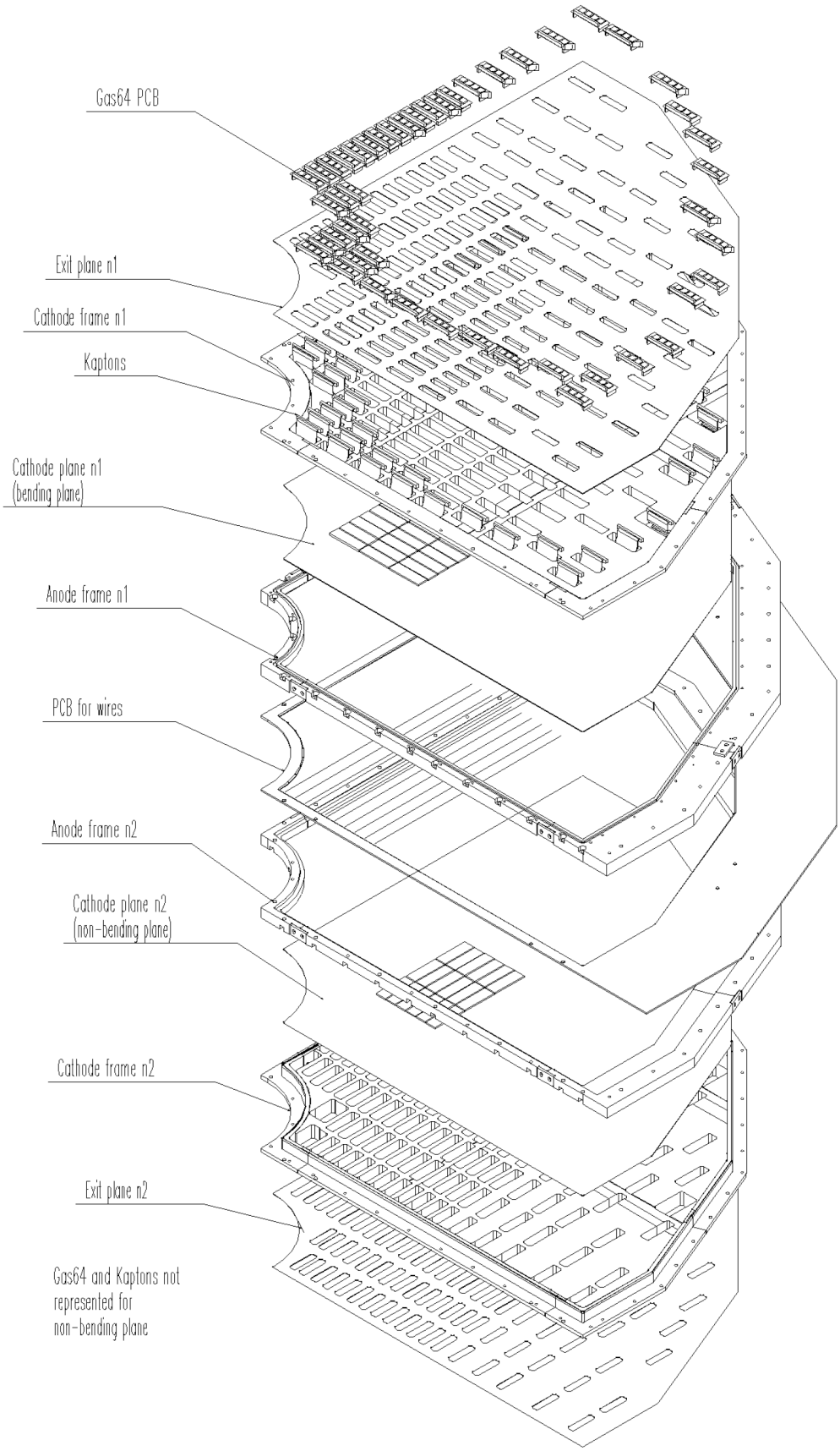


Figure 61 : vue éclatée d'un quadrant de la station 1.

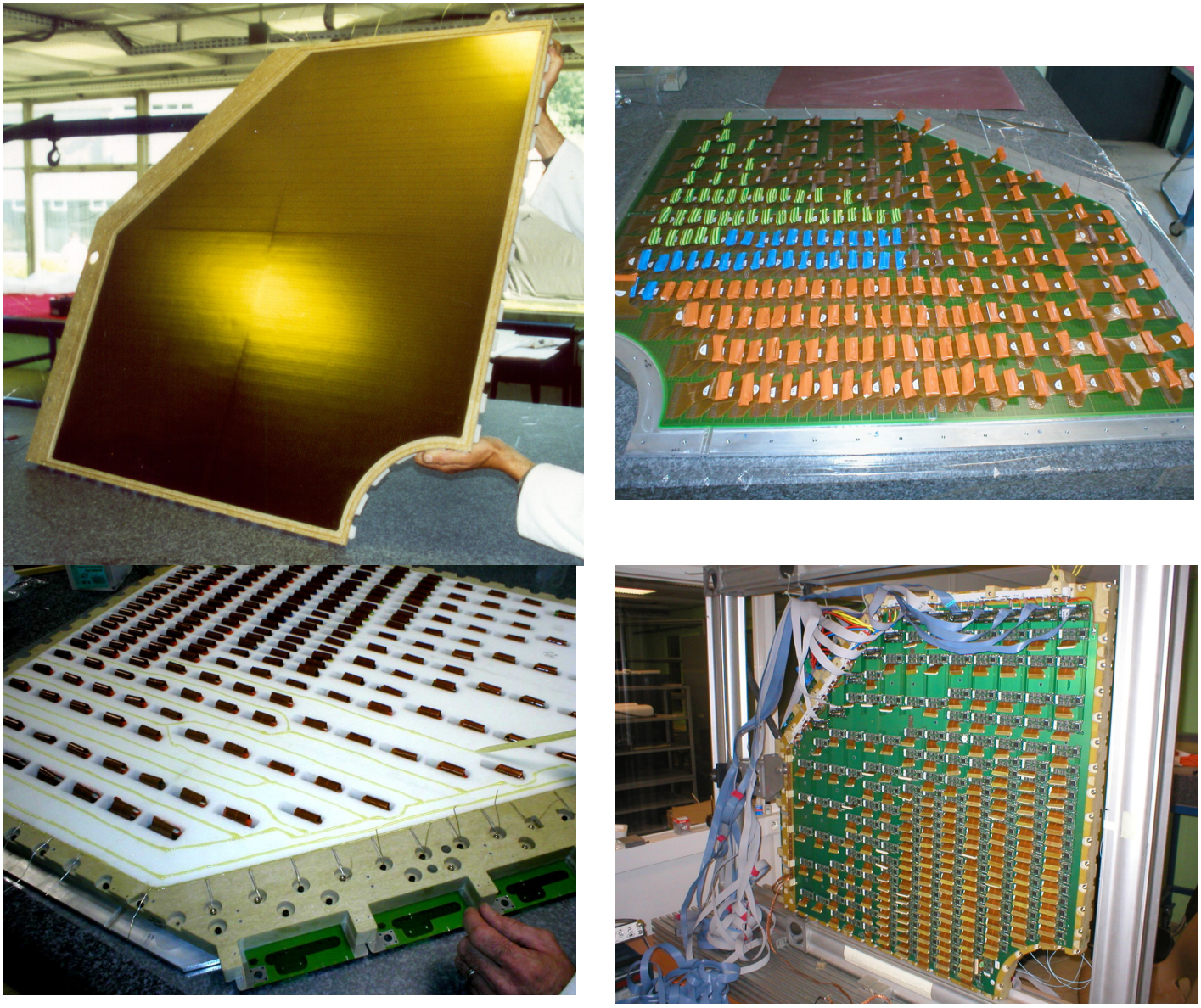


Figure 62 : différentes vues de la construction des quadrants de la station 1. En haut à gauche : vue interne d'un plan cathodique. En haut à droite : plan cathodique équipé de ses nappes en Kapton. En bas à gauche : vue du plan rigidificateur en mousse Rohacell. En bas à droite : quadrant terminé.

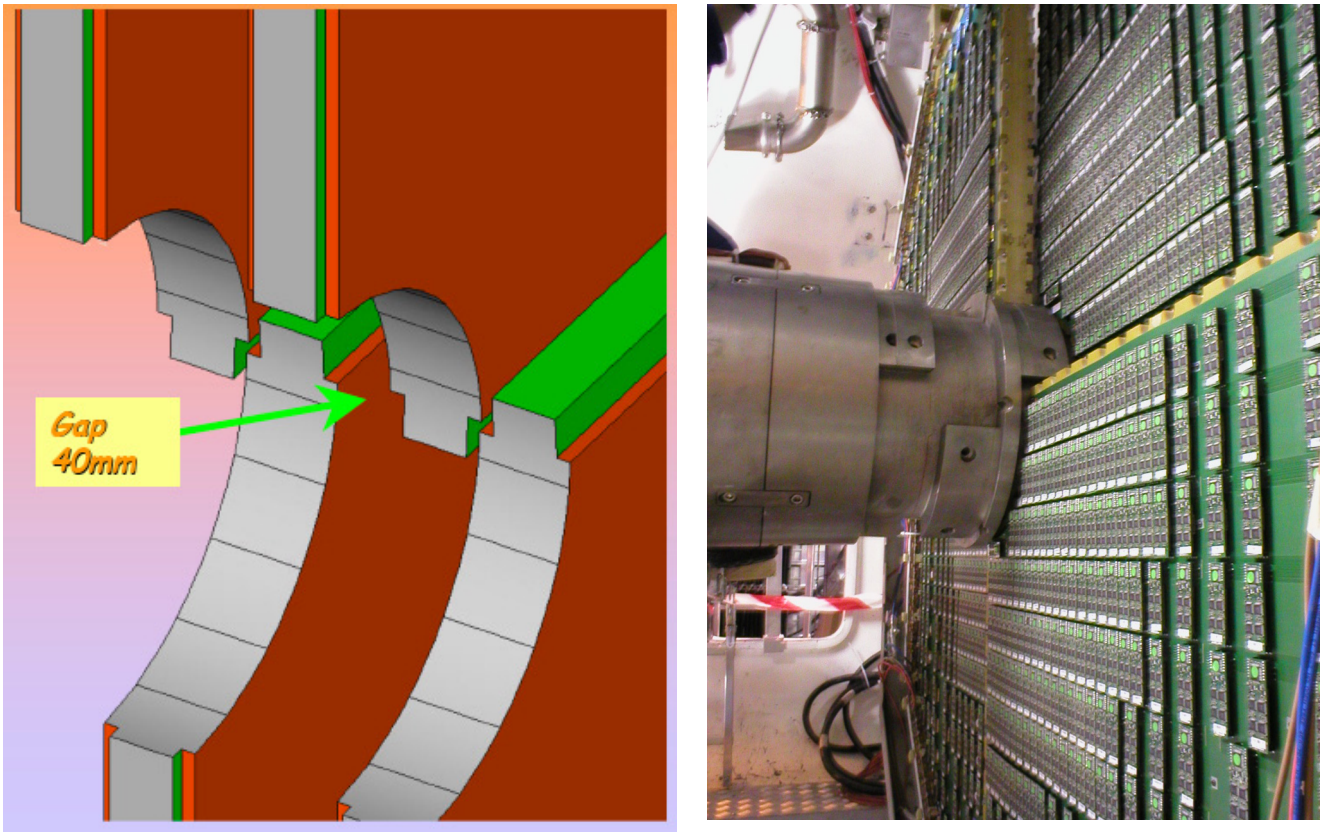


Figure 63 : figure de gauche : représentation de la disposition des quadrants pour les chambres 1 et 2 de la station 1. Photo de droite : vue de la chambre 1. On distingue nettement le recouvrement des quadrants et leur insertion dans le blindage du tube faisceau.

3. Performances de la station 1

La résolution spatiale dépend de nombreux paramètres comme nous l'avons vu plus haut. Dans la direction perpendiculaire aux fils et pour le plan Non Bending, la résolution spatiale dépend de l'espacement entre les fils d'anode. Elle correspond à l'écart type dans le cas d'une distribution uniforme soit 2,1 mm / $\sqrt{12} \approx 600$ µm. Pour le plan Bending, qui offre la meilleure résolution, les mesures sur faisceau au CERN, lors de la dernière campagne de tests de 2004, ont montré que la résolution spatiale obtenue avec l'électronique de Front End dans sa version quasiment finale (MANU équipés de MANAS) était de 50 µm [7], valeur conforme à celle obtenue lors des tests de 2002 [9] et à rapprocher des 100 µm attendus pour pouvoir séparer les résonances de la famille du Υ.

La longueur de radiation des quadrants de la station 1 a été évaluée en prenant en compte la structure détaillée des quadrants et de l'électronique de Front-End [8]. Les calculs montrent que suivant la densité d'électronique, la longueur de radiation varie entre 4 et 6 % de X_0, valeurs conformes aux valeurs souhaitées.

Notons enfin que l'efficacité totale de la chambre, mesurée en faisceau lors des tests de 2004, en considérant le nombre d'événements reconstruits dans 300 µm (3σ avec $\sigma = 100$ µm) est égale à 94 % [7].

C. *L'électronique du système de trajectographie*

L'architecture globale de l'électronique du système de trajectographie du bras dimuons est représentée sur la Figure 64. Les cartes d'électronique frontale, appelées MANU (MAnas NUmérique) sont embarquées directement sur le détecteur. Elles envoient leurs informations aux CROCUS (Concentrator Read-Out Cluster Unit System) qui concentrent les données et les mettent en forme avant de les envoyer à la DAQ. Les informations de trigger sont distribuées aux CROCUS et aux MANU par le système de distribution de trigger appelé TCI (Trigger Crocus Interface). Les CROCUS et le TCI interagissent ensemble et avec les différents systèmes de contrôle de l'expérience : l'Experiment Control System qui est en somme le "chef d'orchestre" de l'ensemble de l'expérience et le Slow Control. On se reportera pour une description détaillée de l'électronique à la Production Readiness Review de l'électronique du système de trajectographie du bras dimuons [10].

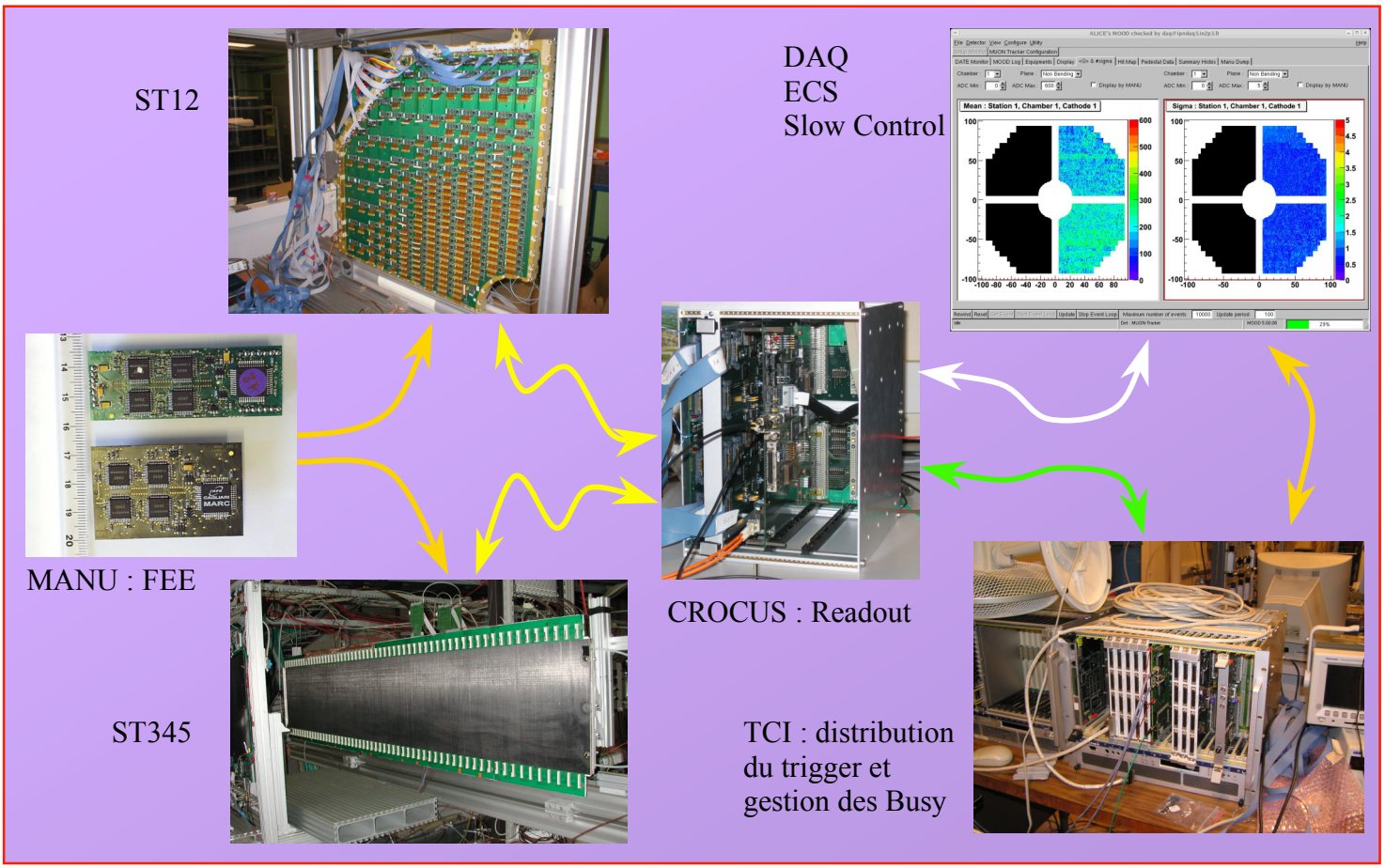


Figure 64 : architecture de l'électronique du système de trajectographie du bras dimuons.

1. L'électronique frontale : les MANU

Les MANU sont des cartes filles qui réalisent le traitement analogique et numérique des signaux provenant de 64 pads des chambres. Le traitement analogique est réalisé par 4 ASIC nommés MANAS (Multiplexed ANAlog Signal) lisant 16 voies chacun. Chacune des 16 voies du MANAS a pour principaux composants :

- un amplificateur de charges avec un gain de l'ordre de 3,7 mV/fC.

- un étage de mise en forme semi-gaussienne qui transforme le signal d'entrée en un signal semi-gaussien avec un maximum (peaking time) à 1,2 µs. De plus le retour du signal à zéro se fait au bout de 5 µs. Ceci permet de limiter les problèmes d'empilement d'événements.
- d'un étage de "track&hold", qui stocke, au "peaking time", le signal provenant de l'étage de mise en forme et garde la valeur jusqu'à ce qu'elle soit lue. L'ordre de stockage est commandé par le signal de trigger L0 qui doit donc arriver 1,2 µs après le passage de la particule dans le détecteur.

Chaque voie est ensuite multiplexée vers la sortie. Un signal de calibration peut être envoyé simultanément sur les 16 capacités de calibration associées aux 16 voies.
Le signal est ensuite envoyé sur deux ADC 12 bits qui numérisent en parallèle les données provenant de 2 MANAS. Une référence de tension de +2,5 V est utilisée, fournissant ainsi une résolution de 0,61 mV/canal ADC.
Enfin chaque MANU possède un ASIC numérique : le MARC (Muon Arm Readout Chip). Il contrôle le fonctionnement des 4 MANAS et des deux ADC. Il possède une mémoire dans laquelle on peut charger les valeurs des piédestaux de chaque canal. Par comparaison des données envoyées par les ADC aux valeurs stockées dans la mémoire, il assure une "suppression de zéro" ce qui est fondamental lorsqu'on doit lire 1,1 million de voies électroniques. Seules les données présentant une valeur au-dessus du seuil sont transmises. Aux valeurs lues sont ajoutés un mot codant le canal lu (6 bits), un mot codant l'adresse de la carte MANU (11 bits) et trois bits supplémentaires dont un de parité afin d'arriver à un mot de 32 bits qui est transmis au DSP dans le CROCUS. Le MARC peut être configuré et contrôlé par le DSP du CROCUS (Figure 65). Notons qu'un grand soin a été pris pour maintenir le bruit de cette électronique à un niveau le plus bas possible, notamment en séparant temporellement le traitement analogique et le traitement numérique.

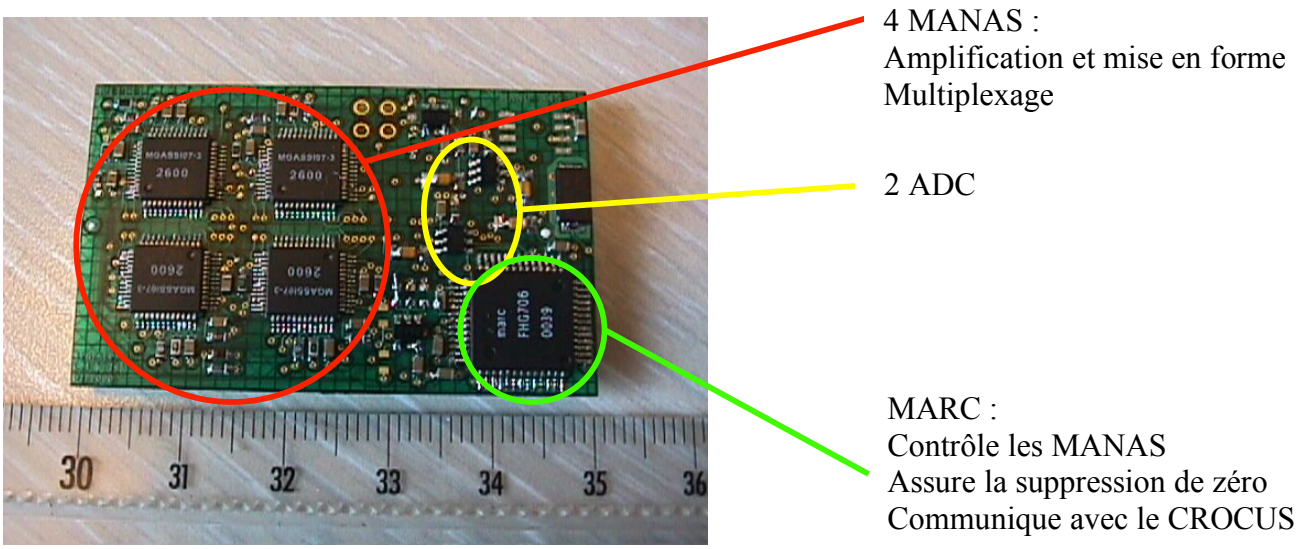


Figure 65 : photo d'un MANU des stations 345 avec description des composants.

Sur la Figure 66 est représenté le niveau des piédestaux et des bruits mesurés sur une demi-chambre de la station 1 lors de la phase de test des détecteurs pendant leur installation. Les données ont été prises avec un CROCUS (voir paragraphe suivant) en suivant toute la chaîne électronique telle qu'elle est installée dans ALICE. On remarquera la très grande qualité de cette électronique au niveau du bruit puisque celui-ci tourne autour de 1,1 canal ADC (Figure

67) soit l'équivalent de 1100 électrons de bruit ce qui est compatible avec la valeur souhaitée de 900 électrons de bruit. Rappelons que le bruit de l'électronique est un des paramètres à maîtriser puisqu'il affecte la résolution spatiale.

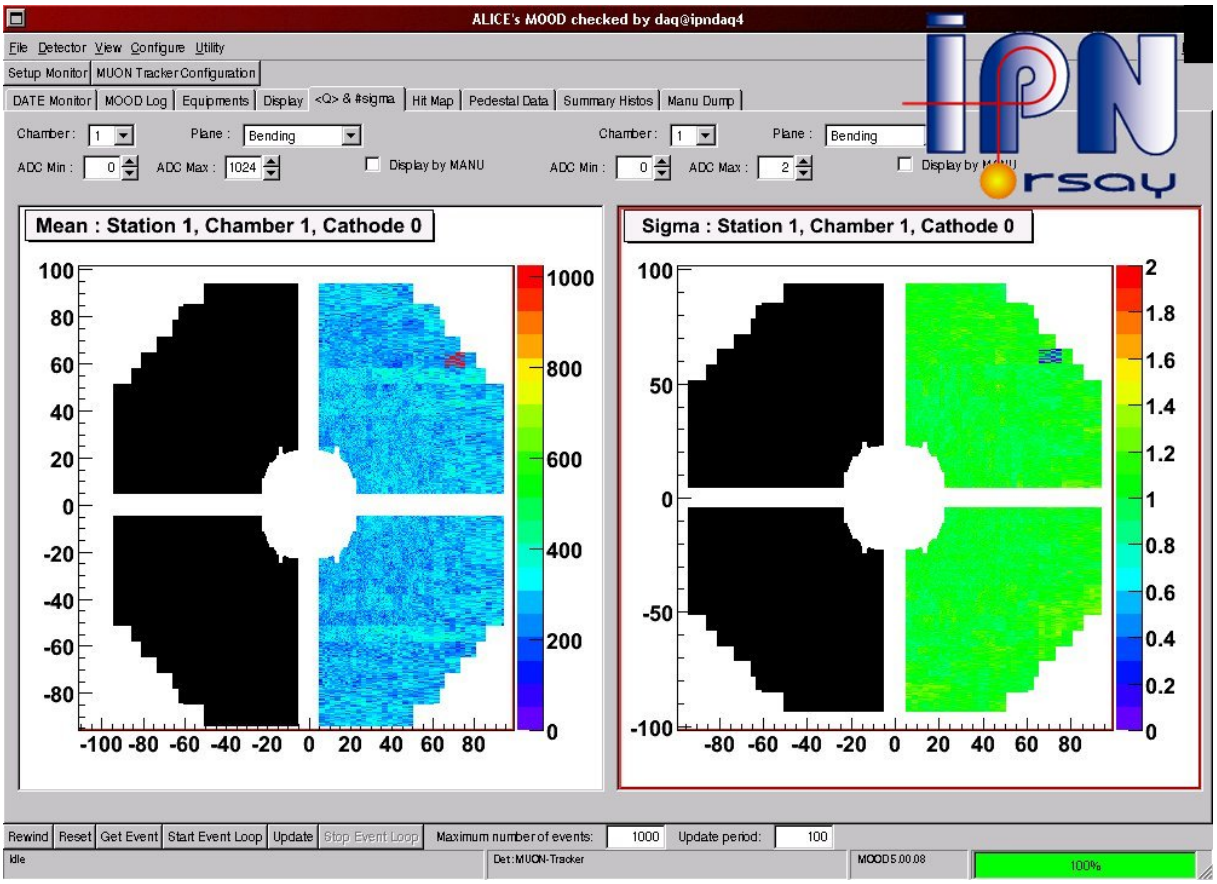


Figure 66 : valeur des piédestaux (figure de gauche) et des bruits (figure de droite) lus sur un plan cathodique d'une demi-chambre de la station 1.

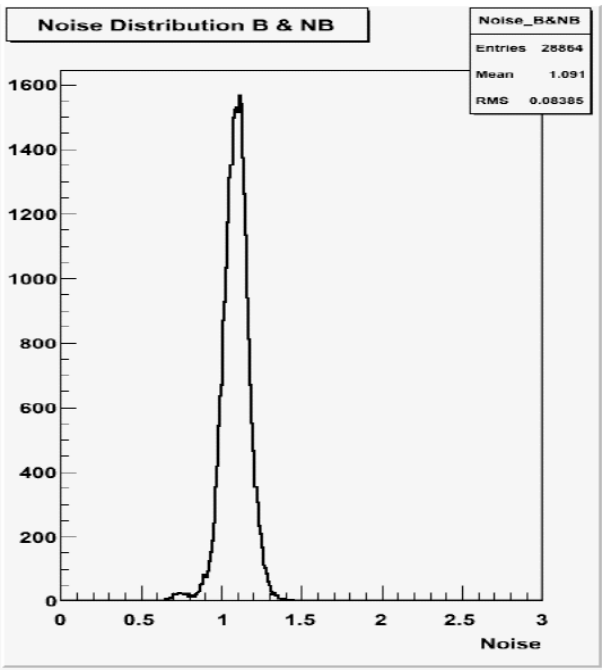


Figure 67 : distribution du bruit, exprimé en canaux ADC, pour le quadrant N°2 avec une fréquence de trigger de 500 Hz.

La séquence de lecture des MANU jusqu'aux DSP du CROCUS est la suivante :
t = 0 : les particules traversent le détecteur
t = 1,2 µs : réception du signal L0 de trigger pour le Track&Hold sur le MANU
t = 1,5 µs : début du transfert des données du MANAS aux 2 ADC au rythme d'un canal par µs
t = 7,2 µs réception du signal L1 accept (L1a) de trigger dans le CROCUS avec l'identification de l'événement. Le codage de l'événement n'est pas encore terminé au niveau du MANU. Le L1 reject (L1r) arrive au bout de 9,2 µs.
t = 40 µs : fin du codage, de la suppression de zéro et de la mise en forme des mots (ajout des adresses). Début du transfert des données des MANU au DSP du CROCUS
t = 88 µs : Arrivé du signal L2 de trigger dans le CROCUS.
t = 116 µs : Fin de lecture de 3 MANU (équivalent à ~ 10 % de taux d'occupation du bus le plus chargé de la station 1) soit 192 mots de 32 bits à raison de 4 bits lus toutes les 25 ns (40 MHz) et 200 ns d'attente entre chaque mot.

2. Le système de read-out : les CROCUS

Après la phase de lecture et de numérisation des charges par les MANU, les données sont envoyées aux CROCUS par l'intermédiaire d'un bus de communication, le bus PATCH (Protocol for Alice Tracking Chamber). Le bus PATCH est composé d'un bus local implanté sur les circuits imprimés des chambres et utilisant une logique LVTTL (Low Voltage Transistor Transistor Logic), permettant une communication directe avec le MARC, et d'une liaison détecteur-CROCUS assurée par des câbles en nappe utilisant une logique LVDS (Low Voltage Differential Signaling) permettant une communication sur de plus grandes distances. La conversion LVTTL/LVDS est effectuée par des cartes dites translateur (Figure

68) qui jouent aussi le rôle "d'aiguillage" pour communiquer avec les différents bus locaux dans le cas des stations 345. Des cartes "bridge" permettent de segmenter les longs bus (station 2 et stations 345) afin de garantir la qualité des signaux transmis.

Le châssis CROCUS assure les fonctionnalités suivantes :

- récupération et mise en forme des données provenant des détecteurs
- transmission des données vers la DAQ
- pilotage des MANU via le bus PATCH
- réception, décodage et distribution des signaux de trigger
- calibration des MANU
- détection des pannes ou problèmes sur la chaîne d'acquisition de données

Le CROCUS est composé d'un cluster de DSP (Digital Signal Processor) et de FPGA (Field Programmable Gate Array) afin de permettre le traitement rapide des informations provenant des MANU. Ce système permet également de mémoriser plusieurs événements en utilisant la mémoire des DSP et d'avoir une grande modularité. Un châssis CROCUS permet de lire une demi-chambre. Il faut donc 4 châssis pour lire une station. Il est composé de 5 cartes frontales (FRT) pouvant recevoir les câbles provenant de 50 bus PATCH (10 par carte) et d'une carte concentratrice (CRT) (Figure 69 et Figure 70). Chaque carte FRT possède deux DSP contrôlant chacun 5 bus PATCH. Après réception, les données des cartes FRT sont envoyées par un bus passant par le fond du panier dans deux DSP sur la carte CRT. Les données sont enfin lues par un troisième DSP, sur la carte CRT, qui les envoie à une vitesse de 320 MB/s, via une fibre optique, à la DAQ. Tout un software, développé spécifiquement pour le CROCUS, contrôle l'ensemble de ces communications.

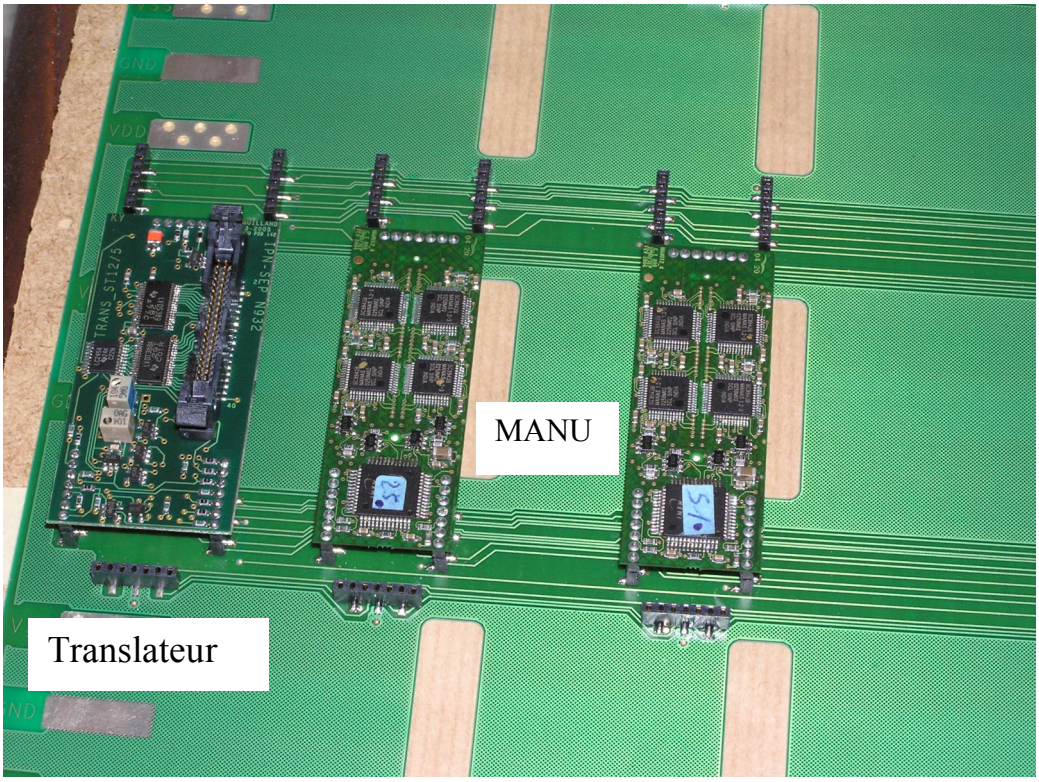


Figure 68 : un translateur et deux MANU sur un bus PATCH de la station 1

Il assure aussi la gestion des trames de trigger permettant une parfaite identification de toutes ces informations lues en parallèle par l'ensemble des 20 CROCUS du système de trajectographie. Chaque CROCUS génère un signal de busy envoyé au système de distribution de trigger (voir paragraphe suivant) qui fait un OU de l'ensemble des signaux de busy envoyés par les 20 CROCUS et autorise ou non l'envoi d'un nouveau trigger.
La bande passante de la DAQ pour le bras dimuons autorise, suivant les scénarios de prise de données, un taux de trigger au niveau L2 de 1000 à 1600 Hz [3]. Les performances au niveau du CROCUS doivent donc suivre ces spécifications au niveau L2 et donc être capables de tenir un taux de trigger encore plus élevé au niveau L0. Les tests effectués en laboratoire, avec un générateur externe qui fournissait un signal de trigger unique, ont montré que le CROCUS était capable de tenir sans problème une fréquence d'acquisition de 900 Hz lorsqu'on lit un quadrant entier (28000 voies d'électronique) alors que le software embarqué n'était pas encore optimisé. En activant la suppression de zéros, on monte sans problème à des taux d'acquisition de 2500 Hz. D'autres tests de stabilité de fonctionnement ont été effectués en prenant un photomultiplicateur pour fournir des triggers aléatoires. Le système a montré qu'il pouvait fonctionner sans problème pendant des durées supérieures à 24h lors des tests de nos quadrants sur notre banc de test en cosmique.
Sur la Figure 71 on peut voir un des châssis CROCUS installés dans le bras dimuons et connecté à une demi-chambre de la station 1.

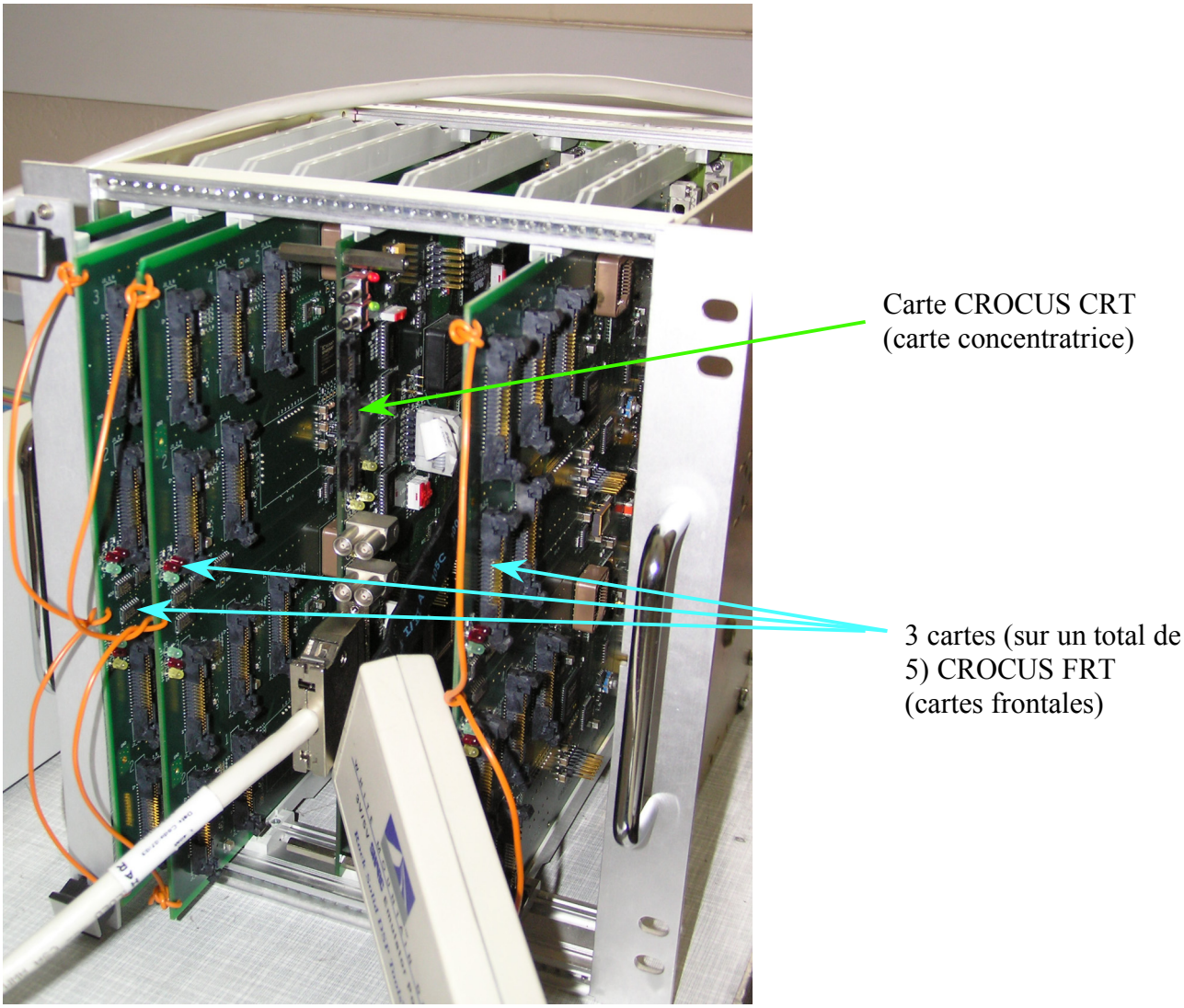


Figure 69 châssis CROCUS

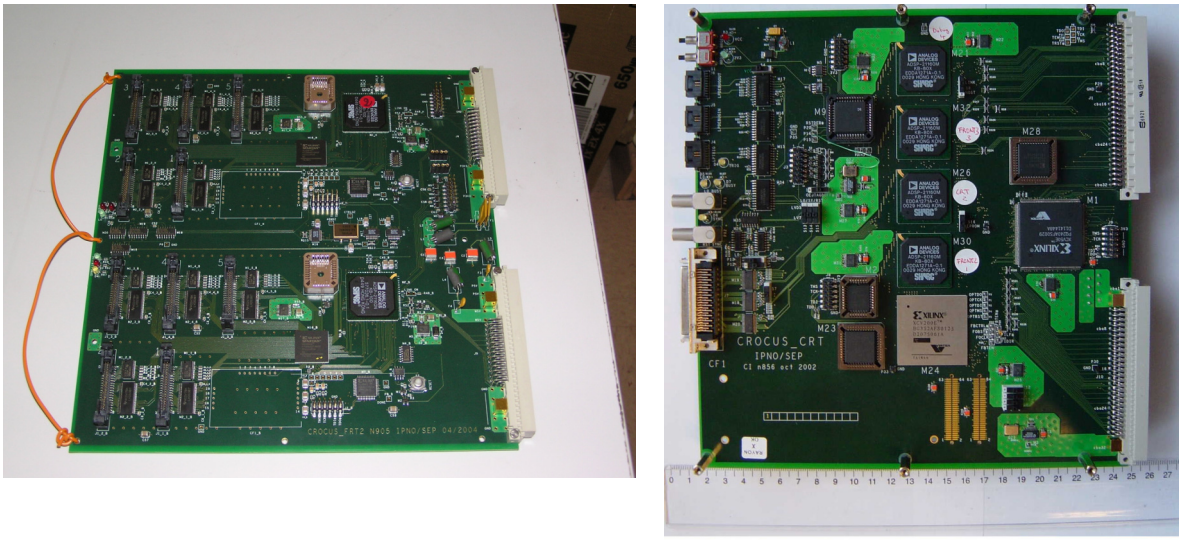


Figure 70 : photo de gauche : carte CROCUS FRT (frontale). Photo de droite : carte CROCUS CRT (concentratrice).

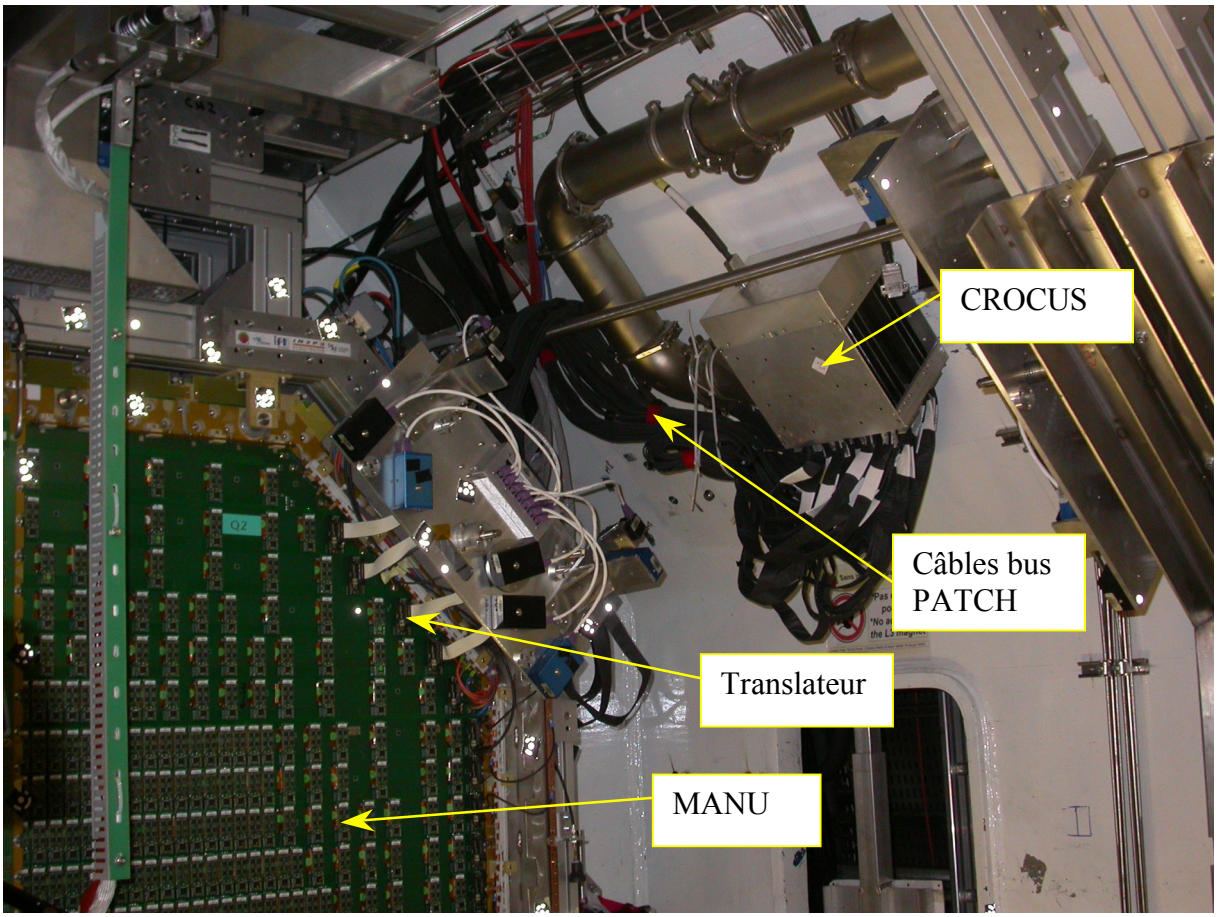


Figure 71 : un quadrant de la station 1 et un des 4 CROCUS installés dans ALICE.

3. Le système de distribution de trigger : TCI

Le système de distribution de trigger appelé TCI pour Trigger Crocus Interface est un ensemble de cartes au standard VME. Sa fonction principale est la gestion des triggers pour l'ensemble des CROCUS. Le trigger général d'ALICE envoie les signaux de L0, L1a = L1 accept et L2a (accept) ou L2r (reject), respectivement 900 ns, 6,2 µs et 87,7 µs après l'interaction [10]. Le TCI reçoit sur sa carte FFT (Frontal Fan-out Trigger) les signaux provenant du trigger général d'ALICE et les décode. Ces signaux sont ensuite distribués sur les 5 cartes FTD (Frontal Trigger Dispatching) pour être envoyés aux CROCUS (Figure 72). Le signal de trigger L0 est envoyé directement aux MANU afin qu'il arrive 1,2 µs (peaking time) après l'interaction. Le TCI génère également un signal L1r (reject) s'il n'a pas reçu le L1 accept du trigger général d'ALICE au bout de 8 µs après le L0. Comme il a été dit au paragraphe précédent, le TCI gère le busy de tous les CROCUS. Il est également capable d'excuser un CROCUS en cas de problème et de pouvoir faire du diagnostic à l'intérieur de CROCUS par l'intermédiaire du DSP debug implanté sur la carte CRT du CROCUS.

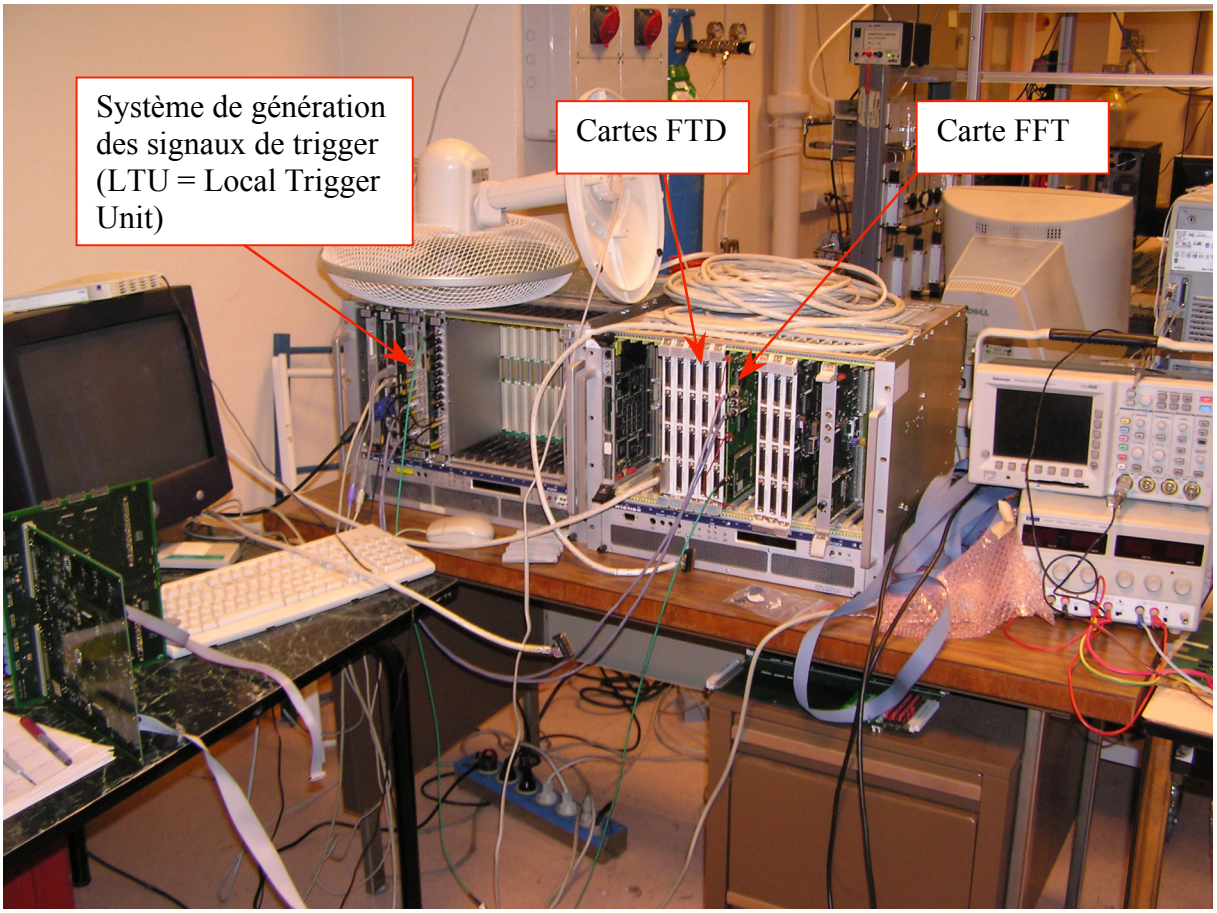


Figure 72 : châssis de distribution du trigger (TCI).

Bibliographie

[1] Addendum to the Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer - CERN/LHCC 2000-046 – 2000
[2] ALICE Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC – CERN/LHCC/95-71
[3] Physics Performance Report Vol 1 – J. Phys. G. Vol 30 N° 11 (2004)
[4] Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer - CERN/LHCC 99-22 – 1999
[5] Monte Carlo studies on cathod strip/pad chambers for the dimuon arm - N. Willis, R. Wursinger, Y. Le Bornec – IPNO-DRE, 08, 1996
[6] A full-scale prototype for the tracking chambers of the ALICE muon spectrometer - Part I - Mechanics; Anode and Cathode plane design; Assembly and construction – J. Peyré, B. Genolini, J. Pouthas - ALICE-DIM 98-28
[7] Test of the tracking readout electronics of the Dimuon Forward Spetrometer. ALICE-INT-2006-016 – A. Charpy et al
[8] Matériaux, X_0 et sections géométriques du quadrant zéro du spectromètre dimuon d'ALICE. B. Espagnon, M. Mac Cormick et al – IPNO DR-02-010
[9] Results of the in-beam tests performed with the quadrant 0 of station 1 for the ALICE dimuon arm - ALICE-INT-2003-035 et IPNO-DR-2003-07
[10] The electronics of the ALICE dimuon tracking chambers – ALICE Production Readiness Review – ALICE-INT-2004 026
[11] Trigger Technical Design Report – CERN-LHCC-2003-062

VII. Conclusions et perspectives

Trente ans après les premières prévisions de l'existence d'un nouvel état de la matière, le plasma de quarks et de gluons, les expériences aux SPS et à RHIC ont permis de tester la validité d'un certain nombre d'observables et de préciser l'approche expérimentale à adopter. Sur l'ensemble de ces observables, l'étude des résonances de la famille du J/Ψ et du ϒ est une des signatures les plus intéressantes du milieu nucléaire. Les résultats obtenus au SPS dans NA38 et NA50 ont motivé en grande partie l'intérêt d'ajouter un spectromètre dimuons à l'expérience ALICE. Il ne fait pas de doute, aux vues des résultats de l'expérience PHENIX qui certes, ont validé la suppression du J/Ψ observée dans NA50, mais ont aussi montré que celle-ci était moins importante qu'attendue, que la physique dans ALICE aux énergie du LHC peut (souhaitons le !) nous réserver aussi son lot de surprises. Comme je le disais dans mon introduction, la route n'est pas toute tracée, et il faudra certainement attendre encore quelques années après le démarrage du LHC avant de pouvoir présenter les premières études de physique sérieuses obtenues avec le spectromètre dimuons d'ALICE. Le principal facteur limitatif sera certainement la luminosité intégrée que nous aura délivrée la machine. Pour le futur, plus qu'une augmentation de l'énergie de la machine, qui n'apportera qu'une faible augmentation de la densité d'énergie, la priorité serait d'augmenter la luminosité intégrée afin de pourvoir étudier plusieurs systèmes avec une statistique suffisante pour pouvoir contraindre les modèles théoriques. Il me paraît aussi indispensable d'avoir au moins un point de référence aux énergies du RHIC afin d'étalonner notre dispositif sur des résultats connus.

Le travail présenté dans ce mémoire est un aperçu de mon activité de recherche de ces 12 dernières années. Au cours de cette période, j'ai pu appréhender les différents aspects du travail de physicien expérimentateur : développement de détecteur, tests en faisceaux, analyse de données, simulations, encadrement d'étudiants, management d'un groupe, … Ma participation aux expériences NA38/NA50 et PHENIX, bien que plus modeste que sur ALICE où j'ai eu un fort investissement, m'a permis : de suivre la physique du QGP, de voir les contraintes des expériences sur collisionneur par rapport à celles qui sont sur cible fixe, d'apprécier tout le chemin qu'il faut parcourir des premières prises de données jusqu'aux publications des résultats. Sur ALICE, j'ai participé activement durant toutes ces années à la phase de R&D des stations de trigger et de trajectographie du spectromètre dimuons. Aujourd'hui nous sommes à la veille de tourner une page de l'histoire d'ALICE. En effet, la phase de R&D est pratiquement terminée et la construction du spectromètre dimuons devrait être achevée au milieu du deuxième semestre 2007. Mes perspectives à court et moyen terme sont donc en premier lieu de participer à la phase de commissioning de l'ensemble du spectromètre. Le groupe d'Orsay a déjà, fin juillet, pratiquement terminé le commissioning de la station 1 de trajectographie et nous participerons au "commissioning run" et donc aux premiers shifts fin octobre. L'expérience que j'ai acquise sur l'ensemble du spectromètre devrait être profitable à la collaboration pour cette phase délicate et pour les premières prises de données mi-2008.
Le groupe est actuellement très impliqué sur l'étude du CGC (Color Glass Condensate) au travers des thèses (Alexandre Charpy et Magdalena Malek) et des collaborations fructueuses avec les théoriciens qui travaillent sur ce sujet prometteur. La phase de R&D étant terminée, je compte, bien entendu, me consacrer à ce sujet au travers de la thèse de Magdalena Malek (Co-encadrant) qui est en train d'étudier l'impact du CGC sur la multiplicité dans les collisions p-p, l'avantage de cette étude étant la disponibilité immédiate des faisceaux de protons au LHC. De plus, à moyen terme, je souhaite continuer la prospective que j'avais commencée sur l'étude de la séparation des composantes du continuum physique (Charme et Beauté ouvertes)

observées dans le bras dimuons. En effet j'avais commencé à étudier la possibilité de séparer les composantes du continuum à l'aide d'un réseau de neurones afin de tirer le maximum d'informations du spectromètre dimuons. Bien que l'étude n'ait pas était très concluante, il me paraît important d'explorer de nouvelles méthodes d'analyse. Toujours dans le même esprit de tirer le meilleur parti de notre appareillage, je souhaiterais étudier la possibilité d'utiliser le FMD (Forward Multiplicity Detector), qui est un détecteur à strips de silicium, dont un des éléments couvre une partie ($-2{,}5 < \eta < -3{,}5$) de l'acceptance du spectromètre dimuons, pour étendre les possibilités d'analyses du spectromètre dimuons.

Souhaitons enfin au détecteur ALICE une vie aussi riche que celle qu'a connu le spectromètre à dimuons NA10 qui, après avoir permis l'étude du processus Drell-Yan, est passé ensuite à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativites avec NA38/NA50, en passant entre temps par l'expérience NA51 sur l'étude de la mer des quarks légers, pour terminer par NA60 qui est revenue sur les collisions d'ions lourds afin d'apporter des réponses à certains points laissés en suspens par NA50 ! Cet exemple nous montre bien que l'on a avant tout un formidable instrument scientifique entre nos mains et qu'il n'appartient qu'à nous d'en tirer le maximum.

VIII. Sélection de publications

Dans la section suivante se trouve une sélection de quelques publications marquantes. Pour la publication "The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers", compte tenu de la taille de ce document de référence (235 pages), seule l'introduction est reproduite. Il peut être consulté dans son intégralité sur la page suivante :
http://ipnweb.in2p3.fr/~espagnon/ALICE-INT-2004-026.pdf.

ELSEVIER

23 March 2000

PHYSICS LETTERS B

Physics Letters B 477 (2000) 28–36

Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS

NA50 Collaboration

M.C. Abreu [g,1], B. Alessandro [k], C. Alexa [d], R. Arnaldi [k], M. Atayan [m], C. Baglin [b], A. Baldit [c], M. Bedjidian [l], S. Beolè [k], V. Boldea [d], P. Bordalo [g,2,3], A. Bussière [b], L. Capelli [l], L. Casagrande [g,3], J. Castor [c], T. Chambon [c], B. Chaurand [j], I. Chevrot [c], B. Cheynis [l], E. Chiavassa [k], C. Cicalò [e], M.P. Comets [i], N. Constans [j], S. Constantinescu [d], J. Cruz [g], A. De Falco [e], G. Dellacasa [a], N. De Marco [k], A. Devaux [c], S. Dita [d], O. Drapier [l], L. Ducroux [l], B. Espagnon [c], J. Fargeix [c], P. Force [c], M. Gallio [k], Y.K. Gavrilov [h], C. Gerschel [i], P. Giubellino [k], M.B. Golubeva [h], M. Gonin [j], A.A. Grigorian [m], J.Y. Grossiord [l], F.F. Guber [h], A. Guichard [l], H. Gulkanyan [m], R. Hakobyan [m], R. Haroutunian [l], M. Idzik [k,4], D. Jouan [i], T.L. Karavitcheva [h], L. Kluberg [j], A.B. Kurepin [h], Y. Le Bornec [i], C. Lourenço [f], M. Mac Cormick [i], P. Macciotta [e], A. Marzari-Chiesa [k], M. Masera [k], A. Masoni [e], S. Mehrabyan [m], M. Monteno [k], S. Mourgues [c], A. Musso [k], P. Petiau [j], A. Piccotti [k], J.R. Pizzi [l], F. Prino [k], G. Puddu [e], C. Quintans [g], L. Ramello [a], S. Ramos [g,3], P. Rato-Mendes [g], L. Riccati [k], A. Romana [j], I. Ropotar [f,5], P. Saturnini [c], E. Scomparin [k], S. Serci [e], R. Shahoyan [g,6], S. Silva [g], M. Sitta [a], C. Soave [k], P. Sonderegger [f,2], X. Tarrago [i], N.S. Topilskaya [h], G.L. Usai [e], E. Vercellin [k], L. Villatte [i], N. Willis [i]

[a] *Università del Piemonte Orientale, Alessandria and INFN-Torino, Italy*
[b] *Laboratoire de Physique des Particules (LAPP), IN2P3-CNRS, Annecy-le-Vieux, France*
[c] *Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC), Université Blaise Pascal, IN2P3-CNRS, Aubière, France*
[d] *Institute of Atomic Physics (IFA), Bucharest, Romania*
[e] *Università di Cagliari / INFN, Cagliari, Italy*
[f] *CERN, Geneva, Switzerland*
[g] *Laboratório de Instrumentação e Física de Partículas (LIP), Lisbon, Portugal*
[h] *Institute for Nuclear Research (INR), Moscow, Russia*
[i] *Institut de Physique Nucléaire de Orsay (IPNO), Université Paris-Sud, IN2P3-CNRS, Orsay, France*
[j] *Laboratoire de Physique Nucléaire des Hautes Energies (LPNHE), Ecole Polytechnique, IN2P3-CNRS, Palaiseau, France*
[k] *Università di Torino / INFN, Torino, Italy*

0370-2693/00/$ - see front matter © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0370-2693(00)00237-9

[l] Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL), Université Claude Bernard, IN2P3-CNRS, Villeurbanne, France
[m] Yerevan Physics Institute (YerPhI), Yerevan, Armenia

Received 4 February 2000; accepted 14 February 2000
Editor: L. Montanet

Abstract

The analysis of the data collected by the NA50 experiment in 1998, reported in this paper, extends and clarifies the pattern of the previously observed J/ψ anomalous suppression. This new measurement, besides providing a deeper understanding of the previous observations, reveals a steady significative decrease in the J/ψ production rate up to the most central Pb-Pb collisions. It clearly rules out the presently available conventional (hadronic) models of J/ψ suppression, which unanimously predict a saturation of the J/ψ rate for central Pb-Pb collisions. On the contrary and together with the sharp onset of the anomalous suppression previously reported, the new observation leads to a global production rate pattern which finds its natural explanation in the framework of the formation of a deconfined state of quarks and gluons. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Non-perturbative calculations of Quantum-ChromoDynamics predict that at a critical temperature $T_c \simeq 150–180$ MeV, the ordinary nuclear matter, where quarks and gluons are confined in colourless hadrons, should undergo a phase transition into a state of matter with partonic degrees of freedom, where quarks and gluons behave as free particles. If the partons remain deconfined for long enough, their kinematical distributions reach thermal characteristics, and such a state of matter is named Quark-Gluon Plasma (QGP). Several signals have been proposed as signatures of the formation of a deconfined state of matter in heavy ion collisions. In particular, Matsui and Satz [1] predicted that the formation of a QGP would screen the colour binding potential, preventing the c and $\bar{c}$ quarks to form charmonia states and, therefore, leading to a measurable suppression of the J/ψ yield.

This signature is particularly interesting because the $c\bar{c}$ states, composed of heavy quarks, can only be produced at the earliest times in the collision evolution, in hard processes (gluon fusion) that happen early enough to probe the formation of the QGP. Besides, tightly bound states as the J/ψ meson are not easy to break in the relatively soft interactions they may suffer while crossing the surrounding (hadronic) matter. Finally, the dimuons resulting from the decay of the J/ψ mesons are not affected by the strong interactions that reign during hadronization, flying through and bringing to the detectors an undistorted image of the earlier phases.

At the CERN SPS, the NA38 and NA50 experiments have extensively studied J/ψ production in nucleus-nucleus collisions, to establish a detailed production pattern that can be used to probe the existence of the deconfined phase predicted by QCD. Over many years, the NA38 experiment has collected several data samples with proton, oxygen and sulphur beams, on several targets [2]. The analysis of these data sets resulted in the conclusion that the measured J/ψ yield is suppressed with respect to the yield of Drell-Yan dimuons, an observation understood in terms of nuclear absorption of the $c\bar{c}$ pair before it forms the J/ψ state [3]. This normal suppression, which increases continuously and monotonically from p-p up to the most central S-U collisions [4], sets the baseline with respect to which we can compare the pattern of J/ψ production in Pb-Pb interactions.

A first clear departure from this smooth trend was seen in the Pb-Pb data collected in 1995 [5]. Indeed,

[1] Also at UCEH, Universidade do Algarve, Faro, Portugal.
[2] Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal.
[3] Now at CERN, Geneva, Switzerland.
[4] Now at FPNT, University of Mining and Metallurgy, Cracow, Poland.
[5] Also at University of Wuppertal, Wuppertal, Germany.
[6] On leave of absence from YerPhI, Yerevan, Armenia.

the J/ψ production cross-section in Pb-Pb collisions was found to be a factor 0.77 ± 0.04 below the value expected on the basis of the normal nuclear absorption established from the p-A and S-U data [6]. A detailed study of the centrality dependence of this anomalous suppression could not be done with only the 5 centrality classes imposed by the limited statistics of the 1995 data sample.

The increased luminosity of the 1996 data taking period, which resulted from higher beam intensity and a much thicker target, allowed to triple the number of data points in the ratio between the J/ψ and Drell-Yan yields [6]. Even more data points, 26, were obtained by using the minimum bias events as the reference to study the J/ψ suppression. The achieved granularity has allowed us to confirm that the J/ψ yield in peripheral Pb-Pb collisions follows the normal behaviour established with the lighter projectiles. However, the yield of observed J/ψ mesons is considerably reduced in Pb-Pb collisions with an impact parameter smaller than 8 fm, which release more than 40 GeV of neutral transverse energy, E_{T}, in the acceptance of the NA50 electromagnetic calorimeter. The rather sudden nature of the observed decrease, the first observation of a threshold effect in the field of heavy ion physics, strongly suggests that the source of the observed J/ψ suppression is the formation of a system of deconfined quarks and gluons [6].

The comparison of the results obtained with the 1996 and 1995 data samples has revealed a disagreement in the highest E_{T} bin, which we have attributed to a bias related to the thickness of the targets used [6]. With a target thickness of 30% of an interaction length, it is conceivable that a spectator fragment from a first peripheral collision reinteracts downstream, resulting in measured values of E_{T} and E_{ZDC} typical of a much more central (single) collision. If not properly identified and rejected, these events are incorrectly considered as central interactions while the measured dimuons were actually produced in peripheral collisions. The study of the most central Pb-Pb interactions is quite crucial since the conventional hadronic models and the models assuming QGP formation predict different patterns for the J/ψ production rate. Therefore, we have devoted the 1998 data taking period to fully clarify this situation. This paper presents the final results of an analysis restricted to the central collisions of the new data. Preliminary results were already reported at QM99 [7].

2. Experimental setup

The experimental setup used by the NA50 experiment in the 1998 data taking period was quite similar to the ones used in 1995 and 1996. A detailed description can be found in Refs. [8–10]. The main detector components are a dimuon spectrometer, an electromagnetic calorimeter which measures the neutral transverse energy released in the interaction (E_{T}), a zero degree calorimeter that essentially measures the energy of the projectile nucleons which have not participated in the collision (E_{ZDC}), and a silicon microstrip detector that measures the multiplicity of charged particles. A set of quartz counters located upstream of the target identifies the incident lead ion and flags pile-up events, i.e. events with two incoming Pb ions separated in time by less than 20 ns. Such events are rejected from the final analysis data sample.

The only change in the 1998 setup concerns the target. While in 1995 and 1996 the target was made of 7 sub-targets, with a total thickness of 7 and 12 mm respectively, i.e. 17% and 30% of an interaction length, in 1998 we have used a single target of 3 mm, i.e. 7% λ_{I}. The much smaller thickness significantly reduces the probability to have re-interactions of projectile fragments. As in the previous data taking periods, the target used in 1998 was instrumented with quartz blades located to the left and to the right of the beam axis. The resulting information can be used to identify the interaction sub-target, using the ''target algorithm'', except if the collected signal is too weak, as is often the case in the most peripheral collisions.

During the 1998 data taking period, the average beam intensity was 5.5×10^7 Pb ions per burst, with a spill of 4.5 s nominal duration. As in the previous years, the energy of the Pb beam was 158 GeV per nucleon. A total of about 80 million events were recorded, among which $\sim 90\%$ required two muons and $\sim 10\%$ a non-zero energy deposit in the ZDC (minimum bias triggers). After applying the standard offline event selection criteria, the number of J/ψ

Table 1
Comparison of some characteristics of the three Pb-Pb data taking periods.

Data period	Target thickness	Number of sub-targets	Beam intensity (ions/burst)	Number of J/ψ
1995	17% λ_I	7	3×10^7	50 000
1996	30% λ_I	7	5×10^7	190 000
1998	7% λ_I	1	5.5×10^7	40 000

events used in the data analysis is roughly 40 000. Table 1 collects some characteristics of the three data taking periods: 1995, 1996 and 1998.

3. Data selection and analysis

The event selection procedure used in the analysis of the 1998 data followed basically the same criteria as applied to the previous data samples, and a detailed description can be found in Refs. [8,6]. Muon pairs are selected in the usual phase space window, namely $2.92 < y_{lab} < 3.92$ and $|\cos\theta_{CS}| < 0.5$, where θ_{CS} is the polar decay angle of one muon in the Collins-Soper reference frame. For the minimum bias events an offline cut on the neutral transverse energy is applied in order to reject events where the incident Pb ion crosses the target without interacting.

To properly compare the centrality dependence of the 1998 data with the results obtained in the previous years, the absolute transverse energy scale for the 1998 data has been renormalized to the 1996 transverse energy scale, using as reference the ''knee'' of the two minimum bias E_T distributions. Further details on this procedure can be found in Ref. [6]. Fig. 1 compares these distributions after the renormalization. As expected, the reduction of the target extension along the beam axis improved the resolution of the E_T measurement in 1998. The spectra shown in this figure are not corrected for the efficiency of the target identification algorithm, which is lower than unity for E_T lower than ~ 60 GeV.

The main difference between the raw event samples collected in 1996 and 1998 is the ratio between ''on-target'' and ''off-target'' events. Although the pre-interaction and halo detectors, located upstream of the target, helped very significantly in rejecting off-target interactions, as they did in 1996, the much smaller thickness of the target naturally resulted in a higher contamination of Pb-air interactions in the collected events. The fraction of such spurious events that survived our quality selection cuts can be estimated with the special ''empty target runs'', also recorded during the data taking period, and has been found to be negligible for the events with E_T above 40 GeV. Since the main goal of the 1998 run is the study of the J/ψ suppression pattern in central Pb-Pb collisions, we have limited the analysis presented in this paper to the events with $E_T > 40$ GeV. To further minimize this potential contamination, we only select events for which the interaction vertex has been determined with the target identification algorithm.

The two different types of analyses reported here are the same as used in the 1996 data set, and explained in detail in our previously published paper [6]. The first one, referred to as the ''standard analysis'', uses the Drell-Yan events directly as the reference with respect to which we study the behaviour of the J/ψ production in Pb-Pb collisions. It has the advantage that both event samples result from hard processes but it suffers from the very small production cross section of high mass Drell-Yan dimuons. Indeed, in this type of analysis the detail with which

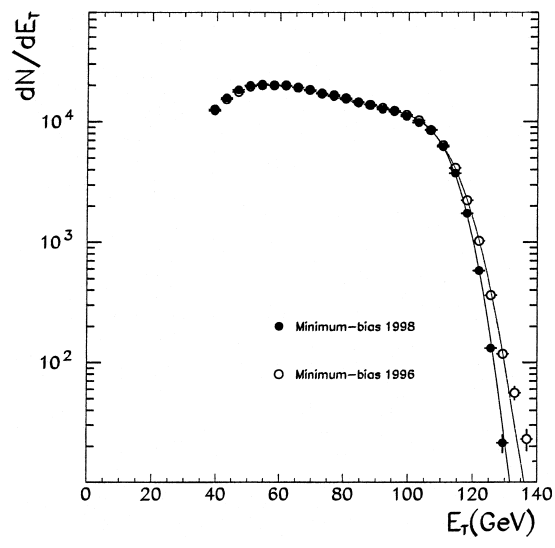


Fig. 1. Comparison of the Pb-Pb neutral transverse energy distributions collected in 1996 and 1998 with the minimum bias trigger.

we can study the J/ψ signal is limited by the small statistics of the reference process. The second analysis scheme uses the much larger sample of minimum bias events as the reference in the studies of the centrality dependence of the J/ψ yield, thereby reducing very significantly the statistical uncertainties.

In the standard analysis, the yields of J/ψ and Drell-Yan events are obtained, for each centrality interval, by fitting the dimuon invariant mass spectrum. The fit is performed for dimuon masses above 2.9 GeV$/c^2$ and includes five contributions: the combinatorial background from π and K decays, the muon pairs from simultaneous semileptonic decays of D and $\overline{D}$ mesons, the Drell-Yan dimuons, and the J/ψ and ψ' resonances.

In the ''minimum bias analysis'', on the other hand, the numbers of J/ψ and minimum bias events, for each centrality interval, are obtained from simple counting procedures. The number of J/ψ events, in particular, is determined as the number of signal events in the dimuon mass range from 2.9 to 3.3 GeV$/c^2$, after subtracting the small contribution from the underlying dimuon continuum. In order to compare the results of the two analyses with each other, and also with the results previously obtained with proton and sulphur projectiles, based only on the direct method, we need to convert the minimum bias reference into the Drell-Yan reference. We do this using the Glauber model to calculate the *ratio* between the Drell-Yan and the minimum bias yields, $\Theta(E_T)$. This method is explained in detail in Ref. [6].

The J/ψ suppression pattern has also been studied as a function of the forward energy, E_{ZDC}, measured in the zero degree calorimeter. Fig. 2 shows the E_{ZDC} distribution, as collected with the minimum bias trigger. The measured correlation between E_T and E_{ZDC} can be seen in Fig. 1 of Ref. [6]. Compared to E_T, the E_{ZDC} variable has a more direct correlation with the geometry of the nucleus-nucleus collision. Indeed, the energy collected in the ZDC is mainly due to the energy carried by the beam spectator nucleons, $E_s = N_s(b) \times 158$ GeV, where N_s is a function of the impact parameter of the collision. In addition, secondary particles emitted in the angular acceptance of the ZDC ($\eta > 6.2$), contribute to the measured E_{ZDC}. This contribution can

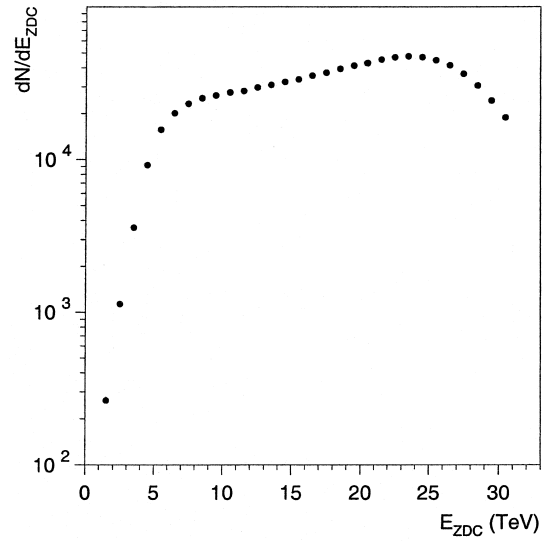


Fig. 2. E_{ZDC} spectrum measured in 1998 with the minimum bias trigger. The data are not corrected for the efficiency of the target algorithm and the contribution from secondary particles has not been subtracted.

be assumed to be proportional to the number of participant nucleons, $\alpha \cdot N_p(b)$.

The E_{ZDC} dependence of the J/ψ yield has been determined using the minimum bias event sample, which provides the best statistical accuracy. Similarly to what has been done for the E_T analysis, this method requires the evaluation of the ratio $\Theta(E_{ZDC})$. It needs therefore a description of the centrality dependence of the signal measured by the ZDC, through the quantities $N_s(b)$, $N_p(b)$ and α, introduced above. For this analysis, $N_s(b)$ and $N_p(b)$ have been evaluated with a geometrical model based on the Glauber formalism, using Woods-Saxon nuclear density profiles, with the parameters tabulated in Ref. [11]. The parameter α has been fixed by means of a fit to the measured minimum bias E_{ZDC} distribution. The fraction of E_{ZDC} due to the secondary particles is less than 10% for $E_{ZDC} \geq 10$ TeV and reaches 40% for $E_{ZDC} \sim 3$ TeV.

For a given impact parameter, b, the values of E_{ZDC} are Gaussian distributed, with a width $\sigma(E_{ZDC})$ which reflects the finite resolution of the detector and was studied with measurements done with low intensity proton and ion beams [9]. The results indicate that $\sigma(E_{ZDC})/E_{ZDC}$ varies from $\sim 10\%$ for

peripheral collisions to $\sim 20\%$ for the most central ones.

4. Results

Although the high mass Drell-Yan data sample collected in 1998 has rather reduced statistics, we have been able to calculate the standard ratio, $\sigma_\psi/\sigma_{\mathrm{DY}}$, in four centrality intervals. Fig. 3 compares the results of the present analysis with the previously published data points [8,6], from the 1995 and 1996 data sets, showing good overall agreement, except for the highest E_{T} bin. This result confirms our suspicion (explicitly stated in Ref. [6]) that the 1996 high E_{T} data were biased by re-interaction effects, due to the target thickness. The close overlap of the high E_{T} points from the 1995 and 1998 data sets, collected with targets of rather different thicknesses (17% λ_{I} and 7% λ_{I}, respectively) indicates that any remaining contamination of re-interaction events must be negligible.

The ''minimum bias analysis'' of the 1998 data set gives the results presented in Fig. 4, where they are compared to the corresponding results from the 1996 data. The absolute normalization of the ratio $\sigma_\psi/\sigma_{\mathrm{DY}^*}$, derived from the minimum bias analysis,

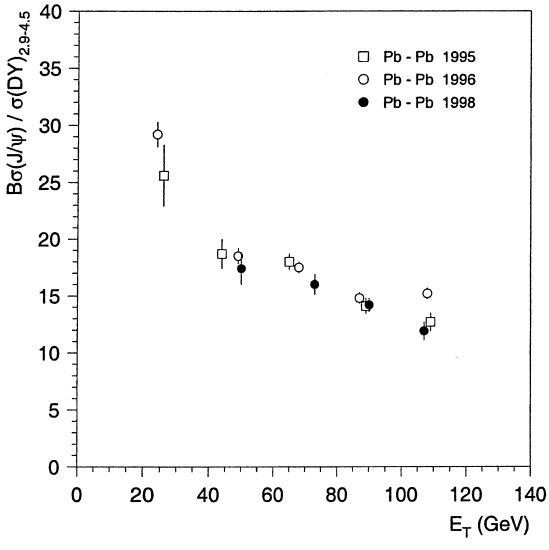


Fig. 3. $\sigma_\psi/\sigma_{\mathrm{DY}}$ ratio as a function of E_{T}, obtained with the standard analysis of the 1995, 1996 and 1998 data samples.

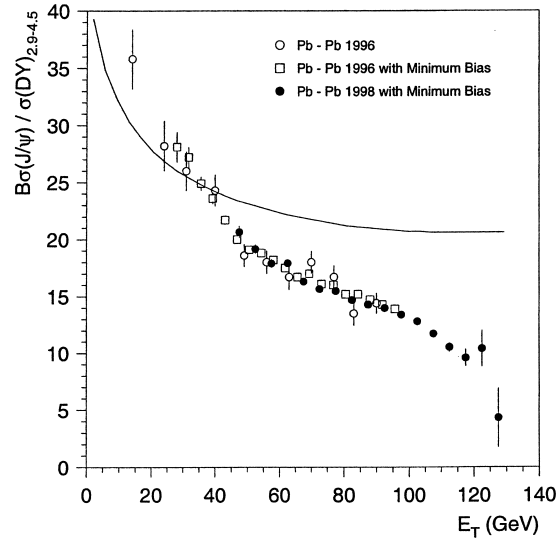


Fig. 4. $\sigma_\psi/\sigma_{\mathrm{DY}}$ ratio as a function of E_{T}, obtained with the standard and minimum bias analyses of the 1996 and 1998 data samples. The curve represents the J/ψ suppression due to ordinary nuclear absorption.

was calculated using the E_{T} range between 40 and 100 GeV, which corresponds to the first three data points of the standard analysis. It is worthwhile noting that, in this figure, the published 1996 data points were limited to the range of E_{T} where the re-interaction events have a negligible influence. In this limited E_{T} range the two data sets show a good agreement.

The curve included in Fig. 4 corresponds to the baseline established by the data collected with lighter projectiles [4]. It accounts for the normal nuclear absorption of the $c\bar{c}$ pair, with an absorption cross section of $\sigma_{\mathrm{abs}} = 6.4$ mb. This figure reveals that the anomalous J/ψ suppression continues increasing for the most central Pb-Pb collisions, rather than saturating with increasing E_{T}. In fact, the data show a second drop in the J/ψ suppression pattern, at E_{T} around 90 GeV.

The ratio $\sigma_\psi/\sigma_{\mathrm{DY}^*}$ is presented in Fig. 5 for $E_{\mathrm{ZDC}} < 22.5$ TeV. The overall normalisation of the data points has been taken from the values obtained with the E_{T} dependent analysis, in the range $60 < E_{\mathrm{T}} < 100$ GeV, corresponding to the E_{ZDC} range $17 > E_{\mathrm{ZDC}} > 8$ TeV. The anomalous J/ψ suppression E_{ZDC} pattern is very similar to the one observed

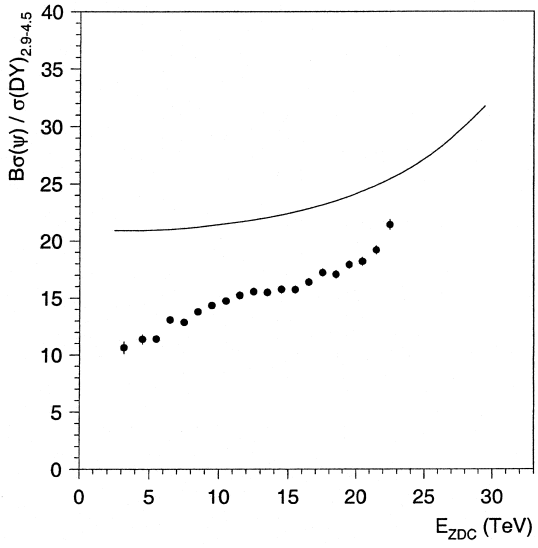


Fig. 5. $\sigma_\psi/\sigma_{\rm DY}$ ratio as a function of $E_{\rm ZDC}$, obtained with the minimum bias analysis of the 1998 data sample. The curve represents the J/ψ suppression due to ordinary nuclear absorption.

as a function of $E_{\rm T}$. In particular, the suppression does not saturate for the most central collisions. Note, however, that the very loose $E_{\rm T}$–$E_{\rm ZDC}$ correlation in this region only allows qualitative comparisons.

5. Discussion

The steady decrease of the J/ψ suppression pattern, seen in the most central Pb-Pb collisions collected in 1998, is in clear disagreement with the presently existing conventional hadronic models [12–15]. Indeed, the main characteristic of these models is that they predict a smooth decrease of the J/ψ production yield, from p-p to Pb-Pb collisions, tending to a saturation of the J/ψ suppression in the most central collisions. The measurements displayed in Fig. 4 rule out such models. This is clearly illustrated in Fig. 6, where our data are compared to the curves calculated by models which assume that the charmonia states are absorbed by interactions with comoving hadrons [12–15].

A first incompatibility with the predictions of conventional models was the sharp onset of the anomalous J/ψ suppression, seen for collisions releasing around 40 GeV of neutral transverse energy in our electromagnetic calorimeter. The steady decrease reported in the present paper constitutes another strong piece of evidence that the J/ψ mesons are not being absorbed by the hot and dense hadronic matter assumed in the conventional models. On the contrary, our results agree with the pattern expected in the framework of the production of a deconfined state of quarks and gluons [16].

In order to describe more quantitatively the observed suppression pattern, we will now evaluate the energy density reached in the reactions we are studying. Besides, the energy density variable is also suited to compare in a single figure the results obtained with the several collision systems probed by the NA38 and NA50 experiments.

We have followed Bjorken's model to compute the energy density reached in the nucleus-nucleus collisions,

$$\epsilon = \frac{{\rm d}E_{\rm T}^{\rm tot}/{\rm d}y\,|_{y^*=0}}{c\tau \times A_{\rm T}},$$

where τ is the lifetime of the system ($\simeq 1$ fm/c) and $A_{\rm T}$ is the overlap transverse area of the two colliding nuclei. The value of ${\rm d}E_{\rm T}^{\rm tot}/{\rm d}y$ has been

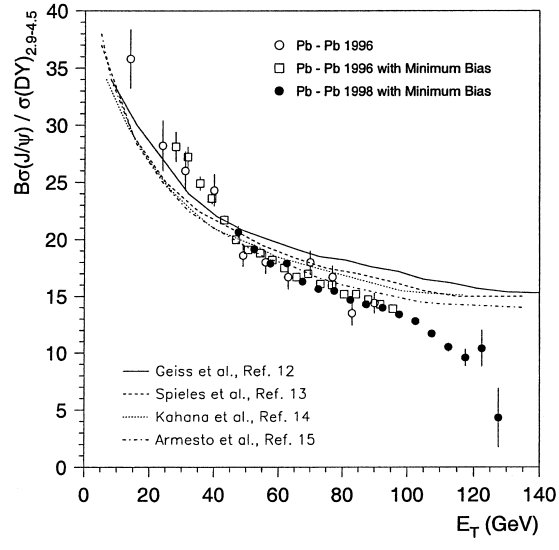


Fig. 6. Comparison between our data and several conventional calculations of J/ψ suppression.

computed multiplying by three the measured neutral E_T values and taking into account the rapidity coverage ($1.1 < y_{lab} < 2.3$) of our measurements, which is significantly displaced with respect to mid-rapidity. This calculation leads to an energy density of 3.5 GeV/fm^3 for our most central Pb-Pb data point, consistent with the value of 3.2 GeV/fm^3 reported by the NA49 collaboration [17] for ''head-on'' Pb-Pb collisions, for which the RQMD cascade model [18] gives 3.3 GeV/fm^3.

The results are presented in Fig. 7, for the Pb-Pb data and for the smaller collision systems studied by the NA38 and NA51 collaborations [2]. We have estimated the energy density reached in the p-A collisions with the RQMD Monte Carlo event generator. The figure shows the ratio between the observed J/ψ suppression pattern and the normal nuclear absorption curve, that properly reproduces the p-A and S-U results. The data points are obtained from the measured J/ψ to Drell-Yan cross section ratios, except for the NA38 p-A data points, which are based on the J/ψ absolute cross-sections. Although the proton, sulphur and lead induced collisions were taken at different energies, they are immediately comparable in this ''measured over expected'' ratio.

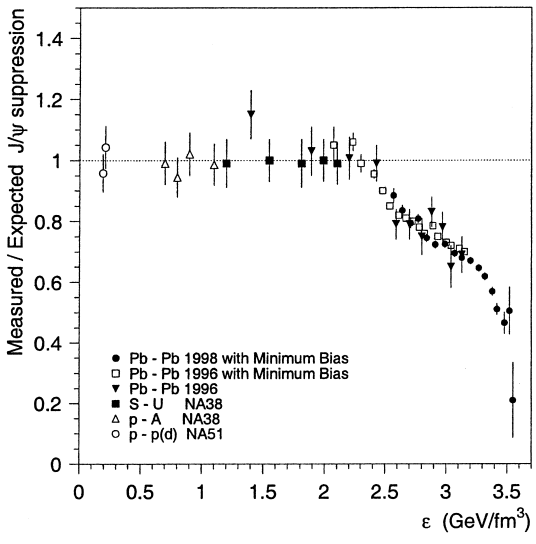


Fig. 7. Measured J/ψ production yields, normalised to the yields expected assuming that the only source of suppression is the ordinary absorption by the nuclear medium. The data is shown as a function of the energy density reached in the several collision systems.

From this figure we deduce that the first drop in the J/ψ production yield happens for Pb-Pb collisions reaching energy densities above 2.3 GeV/fm^3, while an even stronger suppression is seen when a higher value, around 3.1 GeV/fm^3, is exceeded. The first anomalous step can be understood as due to the disappearance of the χ_c mesons, responsible for a fraction of the observed J/ψ yield through its (experimentally unidentified) radiative decay. In proton induced collisions this fraction is around 30–40%. The second drop signals the presence of energy densities high enough to also dissolve the more tightly bound J/ψ charmonium state.

6. Conclusions

We reported in this paper the results of the analysis of the data collected in 1998, aimed at extending and clarifying the study of the J/ψ suppression pattern up to the most central Pb-Pb collisions. Together with the results previously established by the NA38 and NA50 collaborations, a rather clear picture emerges, indicating a step-wise pattern, with no visible saturation in the collisions generating the highest energy densities and temperatures.

The pattern visible in our data can be naturally anticipated and understood in a deconfinement scenario as resulting from the melting of the χ_c states above a certain energy density, followed by the suppression of the directly produced J/ψ mesons, when the collisions are central enough to generate (local) energy densities above a higher threshold.

We have estimated in this paper that the binding of the χ_c states starts becoming screened for energy densities above ~ 2.3 GeV/fm^3, while the breaking of the more tightly bound J/ψ states require collisions capable of generating energy densities above ~ 3 GeV/fm^3.

Our observations exclude the presently available models of J/ψ suppression based on the absorption of the J/ψ mesons by interactions with the surrounding hadronic (confined) matter. On the contrary, the behaviour seen in our data follows the stepwise pattern expected in case the matter produced in the Pb-Pb collisions undergoes a phase

transition into a deconfined state of quarks and gluons. Therefore, we must conclude that the J/ψ suppression pattern observed in our data provides significant evidence for deconfinement of quarks and gluons in the Pb-Pb collisions probed by NA50.

Acknowledgements

We would like to acknowledge the constant and efficient support of the CERN PS, SPS and EA groups, in general, and of Lau Gatignon, in particular, for providing our experiment with a stable, high intensity and well focused Pb beam. This work was partially supported by Fundação para a Ciência e a Tecnologia, by INTAS grant 96-0231 and by the Russian Foundation for Fundamental Research, grant 99-02-16003.

References

[1] T. Matsui, H. Satz, Phys. Lett. B 178 (1986) 416.
[2] NA51 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 438 (1998) 35; NA38 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 444 (1998) 516; Phys. Lett. B 449 (1999) 128.
[3] D. Kharzeev et al., Z. Phys. C 74 (1997) 307.
[4] NA38 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 466 (1999) 408.
[5] NA50 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 410 (1997) 337.
[6] NA50 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 450 (1999) 456.
[7] NA50 Collaboration, C. Cicalò et al., in: Proc. 14th Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter'99, Torino, Italy, May 1999, Nucl. Phys. A 661 (1999) 93c.
[8] NA50 Collaboration, M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B 410 (1997) 327.
[9] R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. A 411 (1998) 1.
[10] F. Bellaiche et al., Nucl. Instr. Meth. A 398 (1997) 180.
[11] C. W de Jager et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 14 (1974) 485.
[12] J. Geiss et al., Phys. Lett. B 447 (1999) 31; J. Geiss et al., in: Proc. Workshop on Quarkonium Production in Relativistic Nuclear Collisions, Seattle, USA, May 1998, nucl-th/9810059.
[13] C. Spieles et al., Phys. Rev. C 60 (1999) 054901.
[14] D.E. Kahana, S.H. Kahana, Prog. Part. Nucl. Phys. 42 (1999) 269; D.E. Kahana, S.H. Kahana, nucl-th/9908063.
[15] N. Armesto, A. Capella, E.G. Ferreiro, Phys. Rev. C 59 (1999) 395.
[16] S. Gupta, H. Satz, Phys. Lett. B 283 (1992) 439 H. Satz in: Proc. 14th Int. Conf. on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter'99, Torino, Italy, May 1999, Nucl. Phys. A 661 (1999) 104c.
[17] NA49 Collaboration, T. Alber et al., Phys. Rev. Lett. 75 (1995) 3814.
[18] H. Sorge et al., Phys. Lett. B 243 (1990) 7; Phys. Lett. B 271 (1991) 37.

15 October 1998

PHYSICS LETTERS B

ELSEVIER

Physics Letters B 438 (1998) 35–40

J/ψ, ψ' and Drell-Yan production in pp and pd interactions at 450 GeV/c

NA51 Collaboration

M.C. Abreu [a,1], B. Alessandro [b], A. Baldit [c], C. Barrière [c], M. Bedjidian [d], P. Bordalo [a,2], J. Castor [c], T. Chambon [c], B. Chaurand [e], E. Chiavassa [b,3], D. Contardo [d], G. Dellacasa [b,4], N. De Marco [b], E. Descroix [d,5], A. Devaux [c], O. Drapier [d], B. Espagnon [c], J. Fargeix [c], F. Fleuret [e], R. Ferreira [a], P. Force [c], J. Gago [a,2], M. Gallio [b,3], C. Gerschel [f], P. Giubellino [b], P. Gorodetzky [g,6], J.Y. Grossiord [d], P. Guaita [b], A. Guichard [d], R. Haroutunian [d], D. Jouan [f], L. Kluberg [e], G. Landaud [c], D. Lazic [g], C. Lourenço [a,7], R. Mandry [d], A. Marzari-Chiesa [b,3], M. Masera [b,3], M. Monteno [b], A. Musso [b], F. Ohlsson-Malek [d,8], A. Piccotti [b], J.R. Pizzi [d], C. Racca [g], L. Ramello [b,4], S. Ramos [a,2], L. Riccati [b], A. Romana [e], P. Saturnini [c], E. Scomparin [b,7], S. Silva [a], P. Sonderegger [h,2], X. Tarrago [f], J. Varela [a,7], F. Vazeille [c], E. Vercellin [b,3]

[a] *LIP, Av. Elias Garcia 14, P-1000 Lisbon, Portugal*
[b] *Università di Torino e INFN, Via Petro Giuria 1, I-10125 Torino, Italia*
[c] *LPC Clermont-Ferrand, IN2P3-CNRS and Université Blaise Pascal, F-63177 Aubière Cedex, France*
[d] *IPN Lyon, IN2P3-CNRS and Université Claude Bernard, F-69622 Villeurbanne Cedex, France*
[e] *LPNHE, Ecole Polytechnique, IN2P3-CNRS, F-91128 Palaiseau Cedex, France*
[f] *IPN, IN2P3-CNRS and Université de Paris-Sud, F-91406 Orsay Cedex, France*
[g] *IRes, IN2P3-CNRS and Université Louis Pasteur, F-67037 Strasbourg Cedex, France*
[h] *CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland*

Received 15 June 1998
Editor: R.H. Siemssen

Abstract

J/ψ and ψ' production cross-sections are measured in pp and pd collisions at 450 GeV/c at the CERN-SPS. The Drell-Yan cross section for muon pairs in the mass range [4.3–8.0] GeV/c^2 is also determined in the same experiment.
© 1998 Published by Elsevier Science B.V. All rights reserved.

0370-2693/98/$ - see front matter © 1998 Published by Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0370-2693(98)01014-4

1. Introduction

Experiment NA51 was performed in 1992 in order to check the apparent violation of the Gottfried sum rule [1] and led to a clear indication of isospin symmetry violation in the light quark sea of the nucleon [2,3]. This result was obtained by studying, in pp and pd collisions at 450 GeV/c incident momentum, the production of Drell-Yan pairs with an invariant mass above 4.3 GeV/c^2. The same high statistics sample of data is used here to measure absolute cross sections of J/ψ and ψ' vector mesons as well as of the high mass Drell-Yan continuum.

2. Apparatus and data

The NA51 experiment has been described in Ref. [2]. It makes use of the primary 450 GeV/c proton beam from the CERN-SPS at an average intensity of 10^9 protons per second. Muon pairs are detected with the NA10 spectrometer [4] especially designed for high intensity incident beams. Muons are tracked by 8 multiwire proportional chambers and bent, for momentum determination, in the magnetic field of an air-core toroidal magnet ($\int Bdl \approx 1.2$ Tm at a radius of 75 cm). They are filtered in a 4 m long carbon and 0.8 m long iron absorber and trigger the experiment by hitting 4 hodoscopes of plastic scintillator slabs. More details can be found in Ref. [4].

The target system is made of three identical vessels, respectively empty (10^{-2} torr) and filled with liquid hydrogen and deuterium. The targets are 120 cm long and 3 cm in diameter which, given the beam dimensions, ensures a 100 % targetting efficiency. The empty target is used to subtract the contribution of reactions in the vessel windows made of 30 μm of stainless steel and of 76 μm of aluminium. The targets are mounted on a remote control system which allows to change periodically the target exposed to the beam.

The numbers of recorded events are shown in Table 1. They include a contribution of pairs originating from the decay of pions and kaons. This background can be estimated from the number of like-sign pairs according to the relation

$$N_{\mathrm{bg}} = 2R_{\mathrm{bg}} \times \sqrt{N^{++} \times N^{--}}$$

where N_{bg} is the number of opposite-sign background muon pairs and N^{++} (N^{--}) are the numbers of $\mu^+\mu^+$ ($\mu^-\mu^-$) muon pairs. It can be shown that the estimate is valid provided that the probability to detect a muon in the apparatus is independent of its charge. We thus apply a fiducial cut which rejects any muon pair where at least one of the muons would have been out of acceptance in a reversal of the sign of the magnetic field. The value of R_{bg} depends on the number of accepted positive and negative muons. It is expected to be equal to 1 if the parent π and K mesons are uncorrelated and if their multiplicity distribution is poissonian. In the case of low multiplicity events like those produced in pp and pd collisions, the R_{bg} factor may be higher than 1 because of correlations due to charge conservation constraints. However, in this experiment, due to the high beam intensity, the background is essentially produced by uncorrelated pairs originating from two different interactions [9]. It is thus justified to take $R_{\mathrm{bg}} = 1$. In order to check this assumption, we have also fit the data with R_{bg} as a free parameter. The best χ^2 is obtained for $R_{\mathrm{bg}} = 1$. The signal is then defined by $N_{signal} = N^{+-} - N_{\mathrm{bg}}$ where N^{+-} is the number of pairs with opposite sign muons. More details about this background subtraction can be found in Ref. [5]. The number of events surviving all the selection cuts are shown in Table 1.

The invariant mass resolution of the muon pairs ($\sigma = 175$ MeV/c^2 for the J/ψ) is dominated by multiple scattering in the absorber. It suffers from

[1] Also at FCUL, Universidade de Lisboa, Lisbon, Portugal.
[2] Also at IST, Universidade Técnica de Lisboa, Lisbon, Portugal.
[3] Dipartimento di Fisica Sperimentale.
[4] Dipartimento di Scienze e tecnologie Avanzate, II Facoltà di Scienze, Alessandria.
[5] Now at Université Jean Monnet, Saint-Etienne, France.
[6] Now at PCC Collège de France, Paris, France.
[7] Now at CERN, Geneva, Switzerland.
[8] Now at ISN, Grenoble, France.

[9] This is confirmed by the quadratic evolution of the background with the beam intensity.

Table 1
Total number of recorded events as well as selected events in the J/ψ and Drell-Yan mass regions for each target

Target	H2	D2	empty
Total number of events	1.0×10^7	1.3×10^7	7×10^5
Events with $2.7 < M_{\mu\mu} < 3.5$ GeV/c^2	434623	450878	2637
Events with $M_{\mu\mu} > 4.3$ GeV/c^2	2763	3007	16

the length of the target which provides a loose constraint on the vertex z coordinate.

3. Data analysis

The analysis is restricted to the kinematical domain where the differential acceptance is higher than 1%, i.e. for $-0.4 < y_{\rm cm} < 0.6$ and $|\cos(\theta_{CS})| < 0.5$ where $y_{\rm cm}$ is the c.m.s rapidity and $\cos(\theta_{CS})$ is the polar decay angle of the muons in the Collins-Soper reference frame. Invariant mass spectra are shown in Figs. 1 and 2 for pp and pd collisions, respectively. For invariant masses above 1.5 GeV/c^2, opposite sign pairs originate from five mechanisms: the background, defined as explained above, J/ψ, ψ', Drell-Yan pairs and muon pairs originating from the semi-leptonic decay of $D$and $\overline{D}$ mesons. For the four signal sources, muon pairs are generated with a Monte-Carlo simulation and propagated through the detector in order to get a sample of simulated events

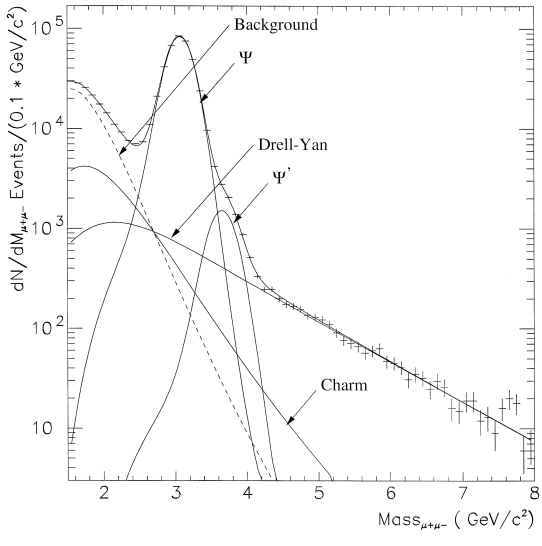


Fig. 1. Invariant mass spectrum of $\mu^+\mu^-$ pairs for pp collisions. Results from the fit are also shown.

which undergo reconstruction rules and selection cuts identical to those of the experimental sample. For the J/ψ and ψ' events, we use a gaussian rapidity distribution with an initial r.m.s. value $\sigma = 0.6$ and a uniform $\cos(\theta_{CS})$ distribution. The transverse momentum is generated with the function $K_1(M_T/T)$ where K_1 is the modified Bessel function and $T = 236$ MeV is the initial value. The parameter values are tuned in successive iterations until they provide a good reproduction of the measured p_T and y distributions. The Drell-Yan mass distribution is calculated at leading order using the MRS A (LQ) parametrization of the parton distribution functions [6], as provided by the PDFLIB package [7], with a p_T-dependence similar to that of J/ψ. Since the acceptance of the spectrometer is basically flat as a function of p_T in the high mass region, the accepted mass distribution is rather insensitive to the p_T-distribution used in the event generation. The MRS A (LQ) parametrization of the parton distribution function accounts for the isospin asymmetry in the light sea quark of the nucleon [2] which affects significantly the pp and pd Drell-Yan cross sections. To the precision of the present experiments, the leading order calculation reproduces well the shape of the Drell-Yan spectrum. Higher order terms appear only as a multiplicative factor K which is independent of the invariant mass [8,9]. The $D\overline{D}$ events are generated with a 0.8 GeV width gaussian primordial k_T distribution. The quark charm mass is assumed to be 1.5 GeV.

The resulting shapes of the dimuon mass distributions, obtained for the three simulated processes, are parametrized by empirical functional forms. The shape of the reconstructed J/ψ resonance is described by a pseudo gaussian function:

$$\frac{dN}{dM} \propto \exp\left(-\frac{(M-\mu)^2}{2(\sigma_0\varphi(M))^2}\right)$$

where $\sigma_0\varphi(M)$ [10] is a mass dependent width determined to reproduce the shape of the resonance.

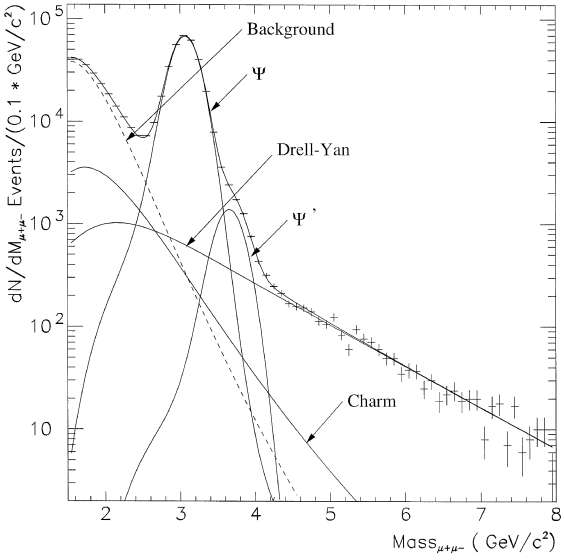


Fig. 2. Invariant mass spectrum of $\mu^+\mu^-$ pairs for pd collisions. Results from the fit are also shown.

A similar shape is used for the ψ'. The corresponding parameters μ' and σ_0' are related to μ and σ_0 according to the following relations: $\mu' = \mu + \Delta M$ where ΔM is the mass difference between J/ψ and ψ' resonances as given by the Particle Data Group [11] and $\sigma_0' = \sigma_0 \sigma_{0\mathrm{sim}}'/\sigma_{0\mathrm{sim}}$ where $\sigma_{0\mathrm{sim}}'$ and $\sigma_{0\mathrm{sim}}$ are the values that fit the simulated histograms. The shape of the Drell-Yan component is well reproduced by the superposition of two exponential functions:

$$\frac{dN}{dM} \propto e^{-P_1 M} + P_2 \times e^{-P_3 M}.$$

Finally the shape of the $D\overline{D}$ component is parametrized as:

$$\frac{dN}{dM} \propto e^{-C_1 M} - C_2 \times e^{-C_3 (M - C_4)^3}.$$

The global fit to the signal mass spectrum makes use of the maximum likelihood method and has six free parameters, which are the above mentionned μ and σ_0 values, the J/ψ and $D\overline{D}$ normalizations N_ψ and $N_{D\overline{D}}$ and the ratios $N_{\psi'}/N_\psi$ and N_ψ/N_{DY} where N_ψ, $N_{\psi'}$ and N_{DY} are the relative numbers of J/ψ, ψ' and Drell-Yan events. The results of the fits are shown in Figs. 1 and 2.

4. Results

In order to determine the absolute cross section of the different processes, we need the luminosity and all the experimental efficiencies. The beam intensity is obtained from three independent multifoil ionization chambers filled with argon. Their linearity was checked at low intensity with scintillating counters and then monitored at high intensity with three telescopes, pointing at 90° to the target, which count the number of produced particles in their small solid angle. These telescopes are made of three scintillators each and are shielded against neutrons by blocks of paraffin. Their low counting rate guarantees full efficiency even at the high nominal intensity of the experiment.

Acceptances, efficiencies and numerical constants used for the calculation of the cross sections are listed in Table 2. To evaluate the effect of the event multiplicity on the track reconstruction efficiency, particularly important at high intensity, we have simulated J/ψ events and, taking into account the

Table 2
Acceptances, efficiencies and numerical constants used for the calculation of the cross sections

	H2	D2
Calibration of the beam detectors	$100 + 0 - 4\%$	$100 + 0 - 4\%$
Trigger efficiency	$94 \pm 5\%$	$94 \pm 5\%$
ρL_{eff} (g/cm^2)	7.82 ± 0.04	16.36 ± 0.09
J/ψ acceptance	$13.19 \pm 0.07\%$	$13.17 \pm 0.07\%$
ψ' acceptance	$15.89 \pm 0.07\%$	$15.75 \pm 0.07\%$
Drell-Yan acceptance ($4.3 < M_{\mu\mu} < 8$GeV/c^2)	$18.18 \pm 0.07\%$	$18.42 \pm 0.07\%$

Table 3
Numbers of J/ψ, ψ' and Drell-Yan events in the mass range [4.3–8.0] GeV/c^2 as well as the corresponding cross sections. B and B' are the branching ratios of the decay of J/ψ and ψ' resonances into two muons. Ratios of cross sections are also given. In the case of the ratio $B\sigma_{\psi}/\sigma_{\mathrm{DY}}$, Drell-Yan pairs are taken in the mass range [2.9–4.5] GeV/c^2 in order to allow the comparison with other data from the NA38 experiment. Finally, the numbers given in parenthesis correspond to the fraction of systematic error which has to be taken into account in the comparison of the two targets

Target	H2	D2
N_{ψ}	301236 ± 601	312204 ± 630
$N_{\psi'}$	5705 ± 127	6219 ± 131
N_{DY}	1910 ± 44	2120 ± 46
$B\sigma_{\psi}(nb)$	$5.50 \pm 0.01 \pm 0.36(0.06)$	$11.32 \pm 0.03 \pm 0.75(0.13)$
$B'\sigma_{\psi'}(nb)$	$0.086 \pm 0.002 \pm 0.006(0.003)$	$0.188 \pm 0.004 \pm 0.015(0.006)$
$\sigma_{\mathrm{DY}}(pb)$	$25.3 \pm 0.6 \pm 1.8(0.5)$	$55.0 \pm 1.2 \pm 3.9(1.2)$
$B'\sigma_{\psi'}/B\sigma_{\psi}(\%)$	$1.57 \pm 0.04 \pm 0.02$	$1.67 \pm 0.04 \pm 0.025$
$B\sigma_{\psi}/\sigma_{\mathrm{DY}}$	$54.7 \pm 1.0 \pm 1.3$	$53.8 \pm 1.0 \pm 0.5$

chamber inefficiency, we have merged them with high multiplicity experimental events. We could thus get a severe check of the reconstruction procedure. The ratio between the efficiency corrected number of J/ψ's and the beam intensity is found constant for all the collected runs within an accuracy of 1%. Finally we have also indicated in the table the effective length of each target ρL_{eff} where the uncertainty is due to the uncertainty on the density ρ [10]. The total systematic error on the absolute normalization amounts to 7%. The results are shown in Table 3 and take into account a systematic error due to the fit procedure. It should be noted that the uncertainties on the calibration and on the efficiency should be ignored when comparing pp and pd results as they are the same for both data sets. The resulting reduced systematic errors are also given in parentheses in Table 3.

5. Discussion

As can de seen from Table 3, the ratios $B'\sigma_{\psi'}/B\sigma_{\psi}$ are similar for both targets. This ratio has indeed been found to be constant whatever the target mass number and the projectile energy [12–14] within the large uncertainties of the measurements.

[10] The effective length is calculated as $\rho L_{\mathrm{eff}} = \rho\lambda_I(1 - \exp(-L/\lambda_I))$, where L is the thickness of the target and λ_I its interaction length.

We can also compare the cross sections obtained in the two reactions for the different processes. Since J/ψ and ψ' are produced mostly by gluon fusion at these energies, no isospin effect is expected for the deuterium target. However, for Drell-Yan events, the deuterium cross section is not expected to be simply twice the value obtained for hydrogen because the elementary Drell-Yan pp and pn cross sections are not equal. For comparison purposes, we treat deuterium as if it was made of two protons and rescale the cross section according to

$$\sigma(pd)_{\mathrm{DY}}^{corr} = \sigma(pd)_{\mathrm{DY}}^{meas} \times \frac{2 \times \sigma(pp)_{\mathrm{DY}}^{\mathrm{MRS}}}{\sigma(pd)_{\mathrm{DY}}^{\mathrm{MRS}}}$$

where $\sigma(pp)_{\mathrm{DY}}^{\mathrm{MRS}}$ and $\sigma(pd)_{\mathrm{DY}}^{\mathrm{MRS}}$ are the lowest order cross sections of pp and pd collisions. The correction factor is 0.91. In Table 4, we have displayed the cross sections per nucleon, i.e. the cross

Table 4
Cross sections per nucleon of J/ψ, ψ' and Drell-Yan events in the mass range [4.3–8.0] GeV/c^2, i.e. cross sections divided by the atomic mass A of the target. An isospin correction factor of 0.91 is introduced for the Drell-Yan cross section of the deuterium target which is treated as if it was made of two protons. The systematic errors which are considered here do not include the part related to the calibration of the beam detectors and to the trigger efficiency, which are the same for both targets

Target	H2	D2
$B\sigma_{\psi}/A(nb)$	5.50 ± 0.06	5.66 ± 0.07
$B'\sigma_{\psi'}/A(nb)$	0.086 ± 0.004	0.094 ± 0.004
$\sigma_{\mathrm{DY}}^{corr}/A(pb)$	25.3 ± 0.8	25.0 ± 0.8

sections divided by the mass number of the target. For the two reactions, the different cross sections are rather close with a $\simeq 1.5\ \sigma$ difference for J/ψ and ψ'. The similarity of J/ψ and ψ' cross sections may seem curious given the mass number dependence of the charmonia cross section measured with heavier targets. If we apply the scaling law obtained, A^{α} with $\alpha \simeq 0.91$, to the deuterium target, the deuterium cross section should be 6% smaller than the hydrogen one. This is not the case. It can be understood because deuterium is a weakly bound nucleus and the proton and the neutron can be considered as if they were quasi independent. This has also been observed for the inelastic cross section in pA collisions [15].

We can finally compare the J/ψ pp cross section to the cross section obtained previously by experiment NA3 [16] at 200 GeV/c incident momentum, i.e. $B\sigma_{\psi} = 3.6 \pm 0.6$ nb. The NA3 cross section has to be rescaled in order to take into account the difference in c.m.s. energy and kinematical domain from NA51: for NA3, the whole forward hemisphere has been considered while for NA51 the x_F domain is restricted to $[-0.18,\ +0.14]$. The correction factor is $2 \times (0.437 \pm 0.087) = 0.86 \pm 0.17$ which is explained in the following way: the factor 0.437 accounts both for the difference in x_F and $\sqrt{s}$ domains. It is calculated using the Schuler parametrization [17] which describes the $\sqrt{s}$-dependence of the J/ψ cross section [11]. The factor 2 limits the $\cos(\theta_{CS})$ values to the domain $|\cos(\theta_{CS})| < 0.5$. The rescaled NA3 J/ψ cross section thus obtained is 4.2 ± 1.1 nb and agrees, within the big uncertainties, with the value 5.5 ± 0.4 nb found in this paper.

[11] The Schuler parametrization is given by $\sigma(\sqrt{s}) = \sigma_0 \times (1 - M_{\psi}/\sqrt{s})^{12.0 \pm 0.9}$ and the x_F-dependence is given by $1/(1 - x_F^2)\exp(-3.12[\ln((1+x_F)/(1-x_F))]^2)$.

6. Conclusion

In pp and pd collisions at 450 GeV/c, we have measured J/ψ, ψ' and Drell-Yan cross sections as well as the ratios $B'\sigma_{\psi'}/B\sigma_{\psi}$ and $B\sigma_{\psi}/\sigma_{DY}$ with rather good precison. Taking into account the isospin correction for Drell-Yan in pd collisions, all the cross sections are compatible for the two reactions.

References

[1] P. Amaudruz et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2712.
[2] A. Baldit et al., NA51 Collaboration, Phys. Lett. B 332 (1994) 244.
[3] B. Espagnon, Ph.D. thesis, Clermont-Ferrand, 1995.
[4] L. Anderson et al., NA10 Collaboration, N.I.M. 223 (1984) 26.
[5] S. Papillon, Ph.D. thesis, Orsay, 1991; S. Constantinescu et al., IPNO-DRE 86-01, 1986.
[6] A.D. Martin et al., Phys. Rev. D 51 (1995) 4756.
[7] H. Plothow-Besch, Comp. Phys. Comm. 75 (1993) 396.
[8] C. Grosso-Pilcher, M.J. Sochet, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 1.
[9] K. Freudenreich, Intern. Journ. of Mod. Phys. A 5 (1990) 3643.
[10] F. Fleuret, Ph.D. thesis, Paris, 1997.
[11] R.M. Barnett et al., Phys. Rev. D 54 (1996) 1.
[12] M.C. Abreu et al., NA38 Collaboration, Nucl. Phys. A 566 (1994) 77c.
[13] D.M. Alde et al., E772 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.
[14] A.G. Clark et al., R702 Collaboration, Nucl. Phys. B 142 (1978) 29; Antoniazzi et al., E705 Collaboration, Phys. Rev. D 46 (1992) 4826; H.D. Snyder et al., E444 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944.
[15] W.M. Geist, Nucl. Phys. A 525 (1991) 149c.
[16] J. Badier et al., NA3 Collaboration, Z. Phys. C 20 (1983) 101.
[17] G.A. Schuler, CERN-TH/94-7170.

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 451 (2000) 462–473

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

A low-resistivity RPC for the ALICE dimuon arm

For the ALICE collaboration

R. Arnaldi[a], A. Baldit[b], V. Barret[b], N. Bastid[b], G. Blanchard[b], E. Chiavassa[a], P. Cortese[a], P. Crochet[b], G. Dellacasa[c], N. DeMarco[a], P. Dupieux[b], B. Espagnon[b], J. Fargeix[b], A. Ferretti[a], M. Gallio[a], L. Lamoine[b], L. Luquin[d], F. Manso[b], V. Metivier[d], A. Musso[a], A. Piccotti[a], A. Rahmani[d], O. Roig[b], L. Royer[b], E. Scalas[c], E. Scomparin[a], E. Vercellin[a,*]

[a]*INFN - Sezione di Torino, Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino, Via P. Giuria 1, 10125 Torino, Italy*
[b]*LPC Clermont-Ferrand, IN2P3/CNRS et Université B. Pascal, Aubière Cedex, France*
[c]*Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate dell' Universitá del Piemonte Orientale, Alessandria, Italy*
[d]*SUBATECH, Ecole des mines de Nantes, IN2P3/CNRS et Université, 44070 Nantes Cedex 03, France*

Received 30 September 1999; accepted 19 February 2000

Abstract

In view of ALICE, the dedicated Heavy-Ion Experiment at LHC, a Resistive Plate Chamber (RPC) with electrodes made of low-resistivity bakelite ($\rho \simeq 3.5 \times 10^9\ \Omega$ cm) has been tested at the CERN SPS both in streamer and in avalanche mode. The chamber has shown a stable behaviour and excellent rate capability: its efficiency is better than 95% for local particle fluxes of about 1 and 10 kHz/cm^2 for operation in streamer and in avalanche mode, respectively. The cluster size and the time resolution have also been measured for both modes of operation. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Resistive plate chambers; Bakelite; Low resistivity

1. Introduction

The use of Resistive Plate Chambers (RPCs) [1] is becoming more and more frequent in high-energy Physics experiments. Due to their robustness and low cost, RPCs are in fact well suited for covering large surfaces and offer time and space resolutions comparable or even better than those achievable with plastic scintillators.

In their early versions, RPCs were operated in streamer mode. If, on the one hand, this approach has the advantage of providing large signals that can be discriminated without amplification, on the other it imposes severe constraints on the rate capability of the detector: to our knowledge the best performance reported in the literature is about 100 Hz/cm^2 [2–4]. This limitation is due to the large charge released in the streamer, that causes a local reduction of the voltage between the

* Corresponding author. Tel.: + 39-011-6707385; fax: + 39-011-6707386.
E-mail address: vercellin@to.infn.it (E. Vercellin).

0168-9002/00/$ - see front matter © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(00)00326-0

electrodes. Since they are made of high-resistivity material (typically 10^{10}–10^{12} Ω cm), tens or hundreds of milliseconds are necessary to restore the operating voltage. Therefore, during this time the detector is blind in the area where the streamer developed.

To overcome this problem, RPCs operated in avalanche mode have been widely studied in the last years [5–9]. The basic idea is to use a low amplification gas mixture in order to reduce the current dissipated in a single discharge. This implies a smaller local voltage decrease and consequently a better rate capability of the detector, that is still efficient for particle fluxes of several kHz/cm^2 [10]. Obviously, the lower gain of the gas mixture has to be compensated by high-gain fast amplifiers integrated in the front-end electronics.

Resistive plate chambers will be used in the dimuon trigger of ALICE [11], the dedicated heavy-ion experiment at CERN LHC. According to simulations based on the FLUKA code [12], the RPCs for the ALICE muon arm are expected to be fired at rates not exceeding 50 Hz/cm^2. Although RPCs operated in avalanche mode can comfortably cope with this rate, it could be tolerated also by RPCs working in streamer mode, but with a very small safety margin. It is important to remark that the rate capability is not the only relevant parameter for the RPCs that will be used in ALICE. In fact, a time resolution not worse than about 3 ns is required, as well as a cluster size as close to one as possible for all the foreseen read-out strip widths (4, 2 and 1 cm), since a small cluster size provides a higher selectivity of the trigger.

In this paper we report the results of a study aimed at improving the rate capability of RPCs operated in the streamer mode. To this purpose, two parameters have been studied. The first one is the gas mixture, that has been chosen in such a way to minimize the charge released in the streamer. The second one is the electrode resistivity; we have built a chamber with electrodes made of low-resistivity bakelite ($\rho \simeq 3.5 \times 10^9$ Ω cm) in order to reduce the recovery time. The same chamber has also been tested in avalanche mode; in this case it has been equipped with on-board amplifiers and fluxed with a different gas mixture.

The paper is organized as follows. In Section 2 we discuss the tests with cosmic rays for the optimization of the gas mixture in streamer mode; the experimental set up for the beam tests is presented in Section 3, whereas the results of these tests are reported in Section 4 both for streamer and avalanche modes. Finally, conclusions are drawn in Section 5.

2. Optimization of the gas mixture for the streamer mode

Tests with cosmic rays have been carried out to optimize the gas mixture in streamer mode. In these tests we used a single-gap RPC of 50×50 cm^2, whose structure is shown in Fig. 1. The electrodes are made of 2 mm thick plates of phenolic bakelite with resistivity of about 3×10^{11} Ω cm. This value is higher than the one used in the RPC presented in this paper, but the gas mixture optimization is not strongly dependent on the resistivity. The electrodes are separated by a 2 mm thick gas gap and the uniformity of the distance between the electrodes is ensured by cylindrical spacers, 10 cm distant from each other. The surface of the bakelite plates in contact with the gas is painted with linseed oil, while the external surface is painted with graphite. One of the two graphite layers is

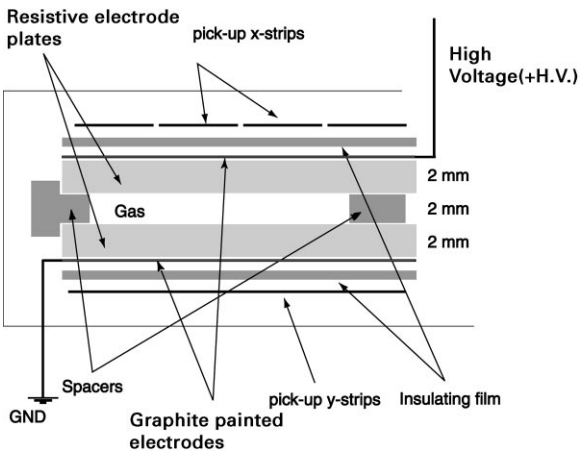


Fig. 1. Structure of the RPC used for the tests with cosmic rays and for the tests with beam.

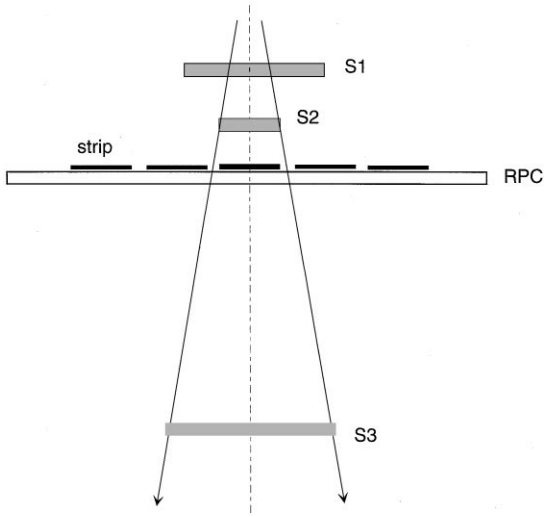


Fig. 2. Experimental set-up of the cosmic-ray tests for the optimization of the gas mixture in streamer mode.

Table 1
Composition of the gas mixtures

Mixture no.	Mixture composition
1	$Ar/i\text{-}C_4H_{10}/C_2H_2F_4 = 70/20/10$
2	$Ar/i\text{-}C_4H_{10}/C_2H_2F_4 = 10/7/83$
3	$Ar/i\text{-}C_4H_{10}/C_2H_2F_4/SF_6 = 49/7/40/4$
4	$Ar/i\text{-}C_4H_{10} = 80/20 + 4\%\ SF_6$

Table 2
Summary of the results for the gas mixtures

Mixture no.	H.V. (V)	Neigh. eff (%)	Charge (pC)	Ampl. (mV)
1	6700	46	330 ± 160	390 ± 170
2	10000	15	106 ± 43	183 ± 53
3	9500	11	48 ± 25	113 ± 44
4	7300	13	70 ± 40	144 ± 51

connected to the high voltage, the other to ground. The signal is picked-up on read-out strips 3 cm wide, terminated by a 50 Ω resistor at one end, while the other is connected (by coaxial cables) to the electronics.

The experimental set-up is sketched in Fig. 2. The trigger consists of a three-fold coincidence of scintillators S_1, S_2 and S_3 which matches the geometrical acceptance of one strip of the RPC (the so-called central strip). This geometrical configuration allowed us to measure both the global and the neighbour efficiency. The former is determined by the logical OR of 5 strips centered around the central one; the latter by removing from the OR the central strip. Obviously, a small value of the neighbour efficiency is related to a small cluster size. Together with the efficiencies, that have been measured by setting the discrimination threshold to 35 mV, also the time resolution, the signal amplitude and its shape have been studied.

Among the different mixtures that have been investigated, the results for four mixtures are reported here; their compositions are listed in Table 1 and the results obtained are summarized in Table 2. Here the neighbour efficiency, the signal charge and its amplitude are reported for a value of the RPC H.V. that lies about 400 V above the knee of the efficiency curve.

The following considerations led to the gas mixture choice. Gas mixtures for the streamer mode reported in the literature are typically based on Argon, with the addition of isobutane and CF_3Br, acting as photon and electron quenchers [2,13,14]. More recently, for environmental reasons, CF_3Br has been replaced by tetrafluoroethane ($C_2H_2F_4$) with satisfactory results [6,15]. Therefore, we started our investigation by testing a mixture (no. 1 in Tables 1 and 2) made of argon, isobutane and tetrafluoroethane in the ratios $Ar/i\text{-}C_4H_{10}/C_2H_2F_4 = 70/20/10$. For this mixture, rather similar to the ones proposed in Ref. [15], the neighbour efficiency is higher than 40% and the mean amplitude of the signal turns out to be nearly 400 mV/50 Ω (see Table 2). This last value is close to those reported for RPCs operated with more usual gas mixtures made of argon, isobutane and a small percentage of CF_3Br [16–18].

In order to reduce the signal amplitude, we have made a first attempt increasing the percentage of tetrafluoroethane and decreasing the one of argon (mixture no. 2). As shown in Table 2, the mean

amplitude for the mixture Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$ in the ratios 10/7/83 is smaller than 200 mV/50 Ω and the neighbour efficiency is also much better. This gas mixture was originally proposed for operation in avalanche mode [6], but recent studies have shown that a small percentage of SF_6 is extremely effective in providing streamer quenching [7]. Since we are interested in reducing the charge released in the streamer as well as the cluster size (that might be to some extent related to the transverse size of the streamer) we decided to investigate the effects of SF_6 in streamer mode. Therefore, we tested quaternary gas mixtures made of Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6; the best results have been obtained with the ratios 49/7/40/4. As shown in Table 2, this mixture (no. 3) gives a mean signal amplitude of about 100 mV/50 Ω and a neighbour efficiency of about 10%. This is the mixture that we have chosen for the beam tests reported in this paper.

For the sake of completeness, and to illustrate the quenching properties of SF_6, we also show in the table the results obtained with a mixture (no. 4) made of Ar/isobutane in the ratio 80/20 and with the addition of 4% of SF_6. This mixture has the same percentage of SF_6 as the one chosen, but no tetrafluoroethane and much more argon. Despite that, the signal amplitude is only slightly larger than that measured with the chosen mixture.

To conclude the discussion of the data collected in these tests, we note that, although the signal amplitudes and the neighbour efficiencies are different, the global efficiencies (typically of about 95%) as well as the time resolutions (better than 2 ns) are practically the same for all the mixtures. We have also observed that the addition of CO_2 gives rather unstable gas mixtures.

3. Beam tests: the experimental set-up

The RPC used in the beam tests has the same size (50×50 cm^2) and mechanical structure as the one tested with cosmic rays and described in Section 2 (see Fig. 1). The only difference is the much lower resistivity of phenolic bakelite electrodes: this was measured a few days after the production and turned out to be about 3.5×10^9 Ω cm. In May 1998, the low-resistivity

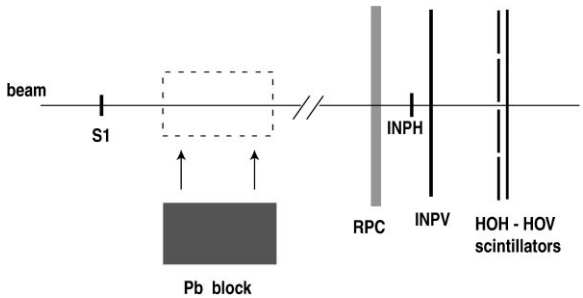


Fig. 3. Schematic side view of the experimental set-up for the beam tests.

RPC has been exposed to a 120 GeV/c pion beam at the H6 experimental area of the CERN SPS. The experimental set-up is shown in Fig. 3. The S1 counter (20×20 cm^2 in area) is placed about 12 m upstream of the RPC, while the horizontal and vertical scintillator hodoscopes HOH and HOV are behind the chamber. Each of them consists of four scintillator counters and covers a surface of about 40×40 cm^2, slightly smaller than the one of the RPC. The trigger is defined by the coincidence $S1 \cdot HOH_i \cdot HOV_i$, where HOH_i and HOV_i ($i = 1, \ldots, 4$) respectively indicate the signals of the ith counter of the horizontal and vertical hodoscopes. The two scintillators INPH and INPV, placed just behind the RPC, do not contribute to the trigger logic; their signals are used to select (offline) and to count the particles hitting the chamber in the central region of 2×2 cm^2 defined by the geometrical overlap of these two counters. Hereafter this region will be referred to as the *central region*.

The RPC is equipped both with horizontal and vertical strips of 50 Ω impedance. For the tests in streamer mode, both 1 and 2 cm wide strips have been used, while in avalanche mode the chamber has been tested with strips of 2 cm. One end of each strip is terminated with a 50 Ω resistor, while the signal is picked-up at the other end and sent to the counting room via 50 m long coaxial cables. For the RPC operating in streamer mode, the signals of the strips are discriminated by a Constant Fraction Discriminator (CFD) with a threshold of 25 mV. One output of each CFD is sent to a TDC, the other to a Pattern Unit. The start to the TDCs is

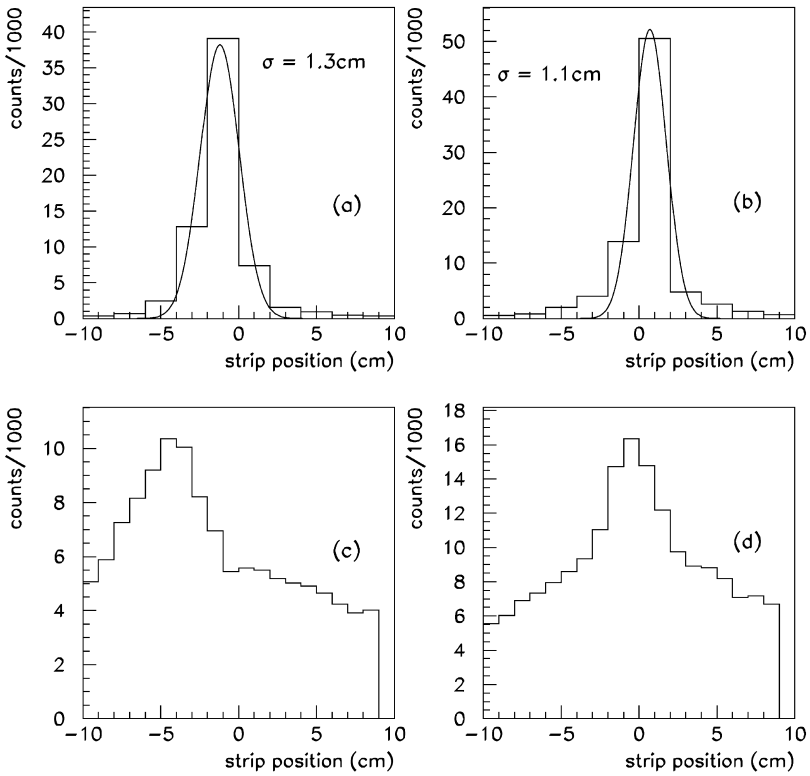


Fig. 4. Coordinate distributions of fired strips. In (a) and (b) are, respectively, shown the distributions for vertical and horizontal 2 cm wide strips, obtained with defocussed beam; in (c) and (d) are, respectively, plotted the distributions for vertical and horizontal 1 cm wide strips observed with focussed beam impinging on a 60 cm lead block.

given by the trigger (the timing is defined by S1) and the width of the Pattern Unit gates is 200 ns. For the tests in avalanche mode, the treatment of the strip signals is rather similar. The only relevant difference is that, for the avalanche mode, these signals are amplified by a factor 300 and the threshold of the CFDs is set to 200 mV. The amplifiers were mounted on the chamber itself.

As previously stated, one of the aims of this test is to study the performance of the chamber as a function of the incident flux. Since in beam tests as the one presented here it is not possible to achieve a uniform illumination of detectors as wide as our RPC prototype, the relevant parameter is the *local* flux in the region corresponding to the beam spot. The local flux is measured in the 2×2 cm^2 central region of the chamber by counting the number of TRIGGER*INPH*INPV coincidences and can be adjusted by changing the aperture of the collimators placed along the beam line. The data have been taken in two modes. In the first, a defocussed beam is used to obtain a rather uniform illumination inside the central region. Indeed, this is only approximately achieved; in fact the r.m.s. of the strip hit distributions turns out to be of about 1.3 cm in the horizontal coordinate (vertical strips) and between 1 and 3 cm in the vertical coordinate (horizontal strips), decreasing with the beam intensity. As an example, in Fig. 4(a) and (b), the hit distributions of the vertical and horizontal strips (both 2 cm wide) are, respectively, shown for a local flux of 870 Hz/cm^2 in the central region of the chamber (quite constant during the 2.5 s long spill). A much more uniform illumination is achieved in the second experimental condition, where the focussed beam impinges on a 60 cm long block of

lead placed about 10 m upstream of the RPC (see Fig. 3). Due to the thickness of the lead block, corresponding to about three interaction lengths, hadronic showers are initiated by a large fraction of the incoming pions, leading to the emission of secondary particles at angles much larger than those achievable by simply defocussing the beam. The hit distributions for the vertical and horizontal strips (both 1 cm wide) obtained in this conditions are, respectively, shown in Fig. 4(c) and (d).

4. Beam test results

After assembly, the low-resistivity RPC has been flushed first with Argon, for about one day, and then with the gas mixture Ar/i-C_4H_{10}/$C_2H_2F_4$/SF_6 = 49/7/40/4, chosen for operation in streamer mode, as reported in Section 2. The high voltage has been increased in steps of 500 V (each 30 min) up to about 9 kV. After a couple of days at this voltage, the "dark" current has reached a stable value of about 30 μA, while the single rate is of the order of 0.05–0.07 Hz/cm^2. It is interesting to remark that both these numbers are very close to the ones reported in the literature for RPCs of considerably higher resistivity [16]. After this initial conditioning, the RPC has been exposed to the beam. The efficiency of the RPC, its time resolution and the cluster size have been measured for the streamer mode at first and then for the avalanche one. For the latter, we used a gas mixture made of $C_2H_2F_4$/i-C_4H_{10}/SF_6 in the ratios 95/3/2. This is very similar to the mixtures proposed in Ref. [7], allowing operation in avalanche mode with very small streamer contamination.

4.1. Efficiency and rate capability

The efficiencies presented here are local ones, i.e., they are computed by taking into account only signals from few strips (respectively, 3 and 5 for 2 cm and 1 cm wide strips) covering the 2×2 cm^2 central region of the RPC, where the incident flux is maximum.

Efficiencies as a function of H.V. are shown in Fig. 5 for the streamer and avalanche mode. The efficiency curves of this figure have been obtained

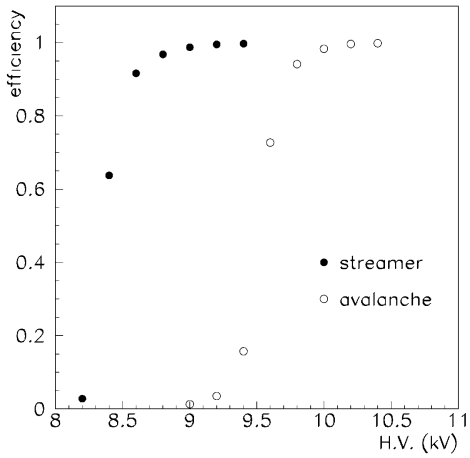


Fig. 5. Efficiency versus high voltage for the streamer mode at 180 Hz/cm^2 (full circles) and for the avalanche mode at 100 Hz/cm^2 (open circles).

for rather low local fluxes in the central RPC region, respectively, 180 and 100 Hz/cm^2. As it can be seen, the efficiency plateau starts at 8.8 kV for the streamer mode and at 9.9 kV for the avalanche mode.

The efficiency evolution as a function of local flux is summarized in Fig. 6. In Fig. 6a is shown the efficiency for the streamer mode at two different values of high voltage. It is still better than 95% for fluxes around 500 Hz/cm^2 and 1 kHz/cm^2 at 9 and 9.4 kV, respectively. To emphasize the straightforward dependence of the rate capability on the resistivity of the electrodes, we have also plotted in Fig. 6a the efficiencies of two RPCs made with bakelite of higher resistivity, of about 3.5×10^{11} and 6×10^{10} Ω cm. The former was tested at the SPS in 1997 [19], the latter in the test reported here. The efficiency obtained when the low-resistivity RPC is operated in avalanche mode is visible in Fig. 6b. As it can be seen, also in this case, better rate capabilities are achieved by increasing the high voltage: at 10.3 kV the efficiency is still better than 95% at 10 kHz/cm^2.

The efficiencies presented above are averaged over the burst duration (2.5 s). Indeed, a progressive reduction of efficiency during the burst has been reported in the literature by different authors [3,21]. This effect, that has been observed for

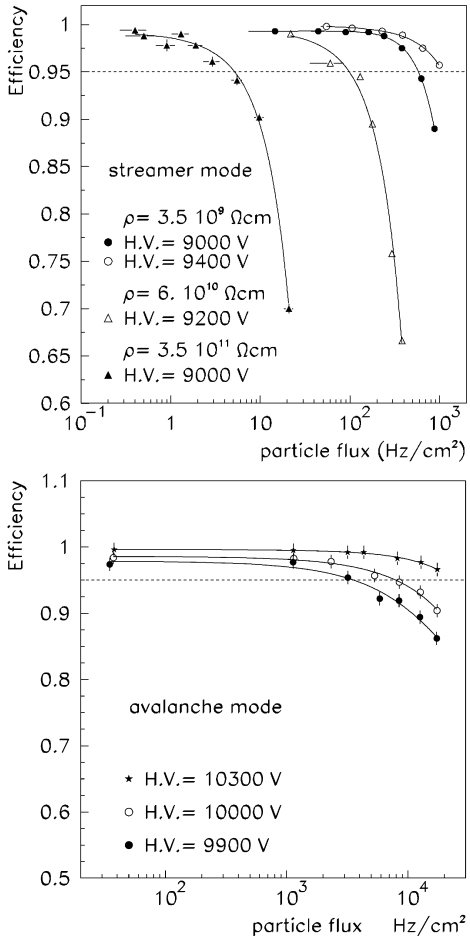


Fig. 6. Efficiency as a function of the local flux: (a, top) efficiency of the low-resistivity RPC in streamer mode for H.V. values of 9 kV (full circles) and 9.4 kV (open circles) together with the efficiencies of two RPCs of resistivity $\rho \simeq 6 \times 10^{10}$ Ω cm (open triangles) and $\rho \simeq 3.5 \times 10^{11}$ Ω cm (full triangles); (b, bottom) efficiency of the low-resistivity RPC in avalanche mode, at 9.9 kV (full circles), 10.0 kV (open circles) and 10.3 kV (stars).

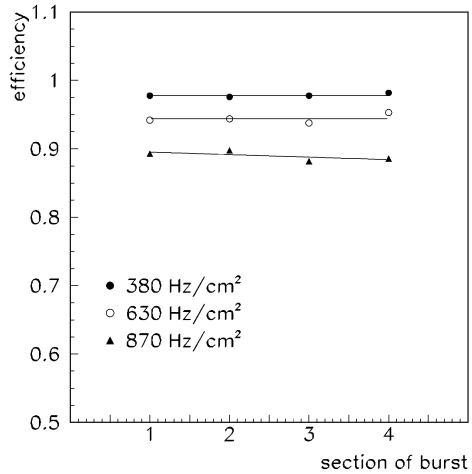


Fig. 7. Streamer mode efficiency as a function of time during the burst for incident fluxes of 380 Hz/cm^2 (full circles), 630 Hz/cm^2 (open circles) and 870 Hz/cm^2 (triangles).

electrodes of resistivity larger than the one we use by at least one order of magnitude, is caused by the resistive plate surface that becomes charged, implying a reduction of the electric field applied to the gas gap.

To investigate the relevance of this effect for our low-resistivity RPC operated in streamer mode, the burst duration was divided into four intervals of ~ 0.6 s and the efficiency was measured for each interval. The results of this study are summarized in Fig. 7, where the efficiency as a function of time during the burst is shown for different incident fluxes. As it can be seen, although the efficiency decreases with the incident flux, it remains constant during the burst. Such a behaviour is due to the fact that, for low resistivities, the charge is evacuated faster. This means that the reduction of the voltage between the electrodes would happen only at higher incident fluxes, and, consequently, that this reduction occurs in a shorter time. Therefore, the RPC achieves its asymptotic efficiency already at the beginning of the first-quarter of the burst and we do not expect any further degradation of the efficiency when the detector is exposed to a constant particle flux, as it will happen in ALICE.

The efficiencies presented up to now are measured with defocussed beam. As has been pointed out in Section 3, in this experimental condition the flux of incident particles is not constant in the central region of the chamber. This means that the flux at the centre of this region is higher than the mean value determined by counting the coincidences TRIGGER·INPH·INPV and implies that the rate capability of the detector is slightly underestimated. In fact, the data taken with the beam impinging on a lead block (our second

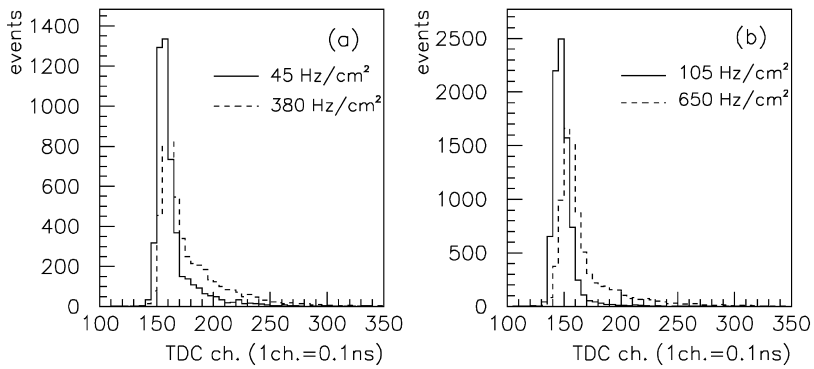


Fig. 8. Time distributions for incident fluxes of 45 and 380 Hz/cm^2 at 9 kV (a) and for fluxes of 105 and 650 Hz/cm^2 at 9.4 kV (b).

experimental condition, see Section 3) show a slower decrease of the efficiency as a function of the particle flux: for H.V. = 9.0 kV, the local efficiency at 1.1 kHz/cm^2 is only 1% smaller than the ones measured at low incident fluxes.

With the lead block inserted in the beam, data have been taken at high beam intensities, of the order of few $10^5\pi$/burst. Under these conditions the average flux on the RPC was about 100 Hz/cm^2 and the current absorbed by the RPC was about 100 μA.

4.2. Time resolution

The time resolution of the RPC has been studied for avalanche and streamer modes as a function of the local flux. We remind that, for both modes of operation, the RPC was equipped with constant fraction discriminators. The TDC start was given by the trigger signal provided by the scintillator counters, as described in Section 3.

For the streamer mode, the TDC distributions at 9 kV are shown in Fig. 8a for local fluxes of 45 and 380 Hz/cm^2, while Fig. 8b shows the distributions at 9.4 kV measured at 105 and 650 Hz/cm^2. At 9.4 kV the distribution is nearly Gaussian for the lower incident flux; when the flux increases the width of the Gaussian peak and its position are basically unchanged, but a tail appears on the right side of the peak. For the same incident flux, the fraction of events in the tail is larger at 9 than at 9.4 kV.

These results are qualitatively similar to those reported in Ref. [4] and can be interpreted as follows. As pointed out before, a reduction of the local electric field occurs when a particle is detected by the RPC. The local electric field is restored to its nominal value after a time that increases as a function of the electrode resistivity. At higher rates, there is a higher chance that the time elapsed between the passage of two particles is smaller than the one needed to restore the local electric field. In this case, the second particle will fall in the tail of the time distribution because of the slower response of the RPC at smaller values of the local electric field. This is illustrated in Fig. 9, where the TDC

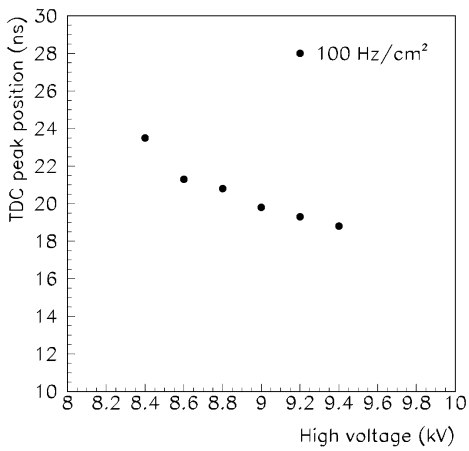


Fig. 9. TDC peak position as a function of high voltage for streamer mode at 100 Hz/cm^2.

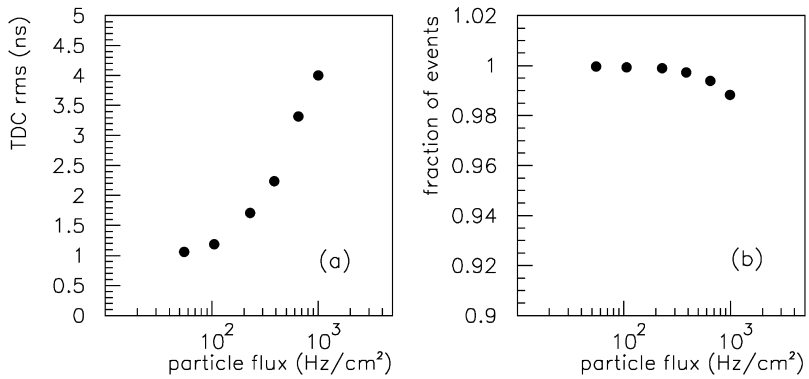


Fig. 10. Root mean square value of the time distribution (a) and fraction of events contained within a 20 ns wide window (b) as a function of the incident flux. The data are for the streamer mode at H.V. = 9.4 kV.

peak position is plotted as a function of the H.V. for low local flux ($\sim$ 100 Hz/cm^2).

The time performance of the detector is summarized in Fig. 10a and b, where, for H.V. = 9.4 kV, the r.m.s. of the TDC distribution and the fraction of events contained in a 20 ns window are plotted as a function of the incident flux. Fig. 10a shows that the r.m.s. is $\sim$ 1 ns below 100 Hz/cm^2, increasing up to $\sim$ 4 ns for incident fluxes of the order of 1 kHz/cm^2. However, as it can be seen in Fig. 10b, even for the highest rates, more than 98% of the events are contained in a 20 ns window. This last point is relevant for the operations of the chambers in ALICE, since it will allow the rejection of RPC hits due to delayed particles (neutrons and soft electrons) by strobing the chamber signal in a 20 ns gate (generated by the LHC clock) without any significant loss of efficiency for muons [11].

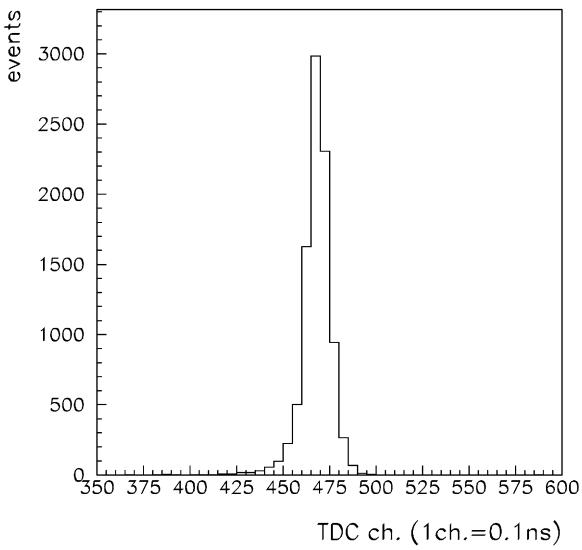


Fig. 11. Time distribution for avalanche mode at H.V. = 10 kV and for an incident flux of 1.15 kHz/cm^2.

For the avalanche mode, the TDC distribution measured at 10 kV for an incident flux of 1.15 kHz/cm^2 is shown in Fig. 11. The distribution is nearly Gaussian, with an r.m.s. of 0.9 ns. The time resolution shows a weak dependence on the incident flux for the avalanche mode; this can be seen in Fig. 12, where the r.m.s. of the TDC distribution is plotted versus the measured flux.

4.3. Cluster size

The cluster size distributions for streamer mode at 9 kV are presented in Fig. 13a and b. The distribution in Fig. 13a has been measured by equipping the RPC with 2 cm wide strips, whereas the one plotted in Fig. 13b is for 1 cm wide strips. In both cases, the events where only one strip is fired are the most probable and the fraction of events where more than three adjacent strips are fired is smaller than 10^{-3}. However, the mean cluster size for 1 cm wide strip is 1.46, a value that is significantly larger than the one for 2 cm wide strips which is 1.12. The mean cluster size is plotted in

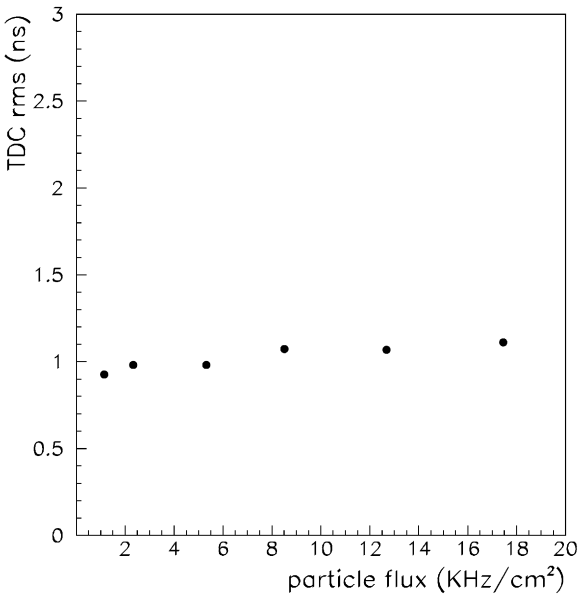


Fig. 12. Time resolution for avalanche mode at H.V. = 10 kV as a function of the incident flux.

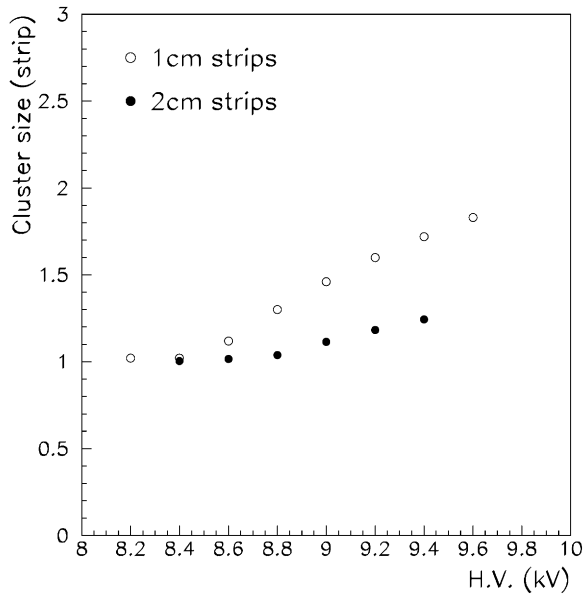


Fig. 14. Mean cluster size for 1 cm (open circles) and 2 cm (full circles) strips as a function of high voltage.

Fig. 14 as a function of the applied high voltage for both strip widths. The cluster size increases slightly with voltage; for instance, at 9.4 kV it turns out to be of about 1.7 and 1.25, respectively, for 1 and 2 cm strips. To conclude the discussion, it is interesting to note that the cluster size values reported here for this low-resistivity chamber are close to the one measured for the RPC of higher resistivity ($\rho \simeq 3.5 \times 10^{11}$ Ω cm) that we tested in 1997 at the SPS [19]. This suggests that, for the streamer mode, the dependence of the cluster size upon the bulk resistivity of the bakelite is weak.

For practical reasons, it has not been possible to equip the RPC with 1 cm wide strips when it was operated in avalanche mode. Therefore, only the results for 2 cm wide strips are presented in Fig. 15, showing the cluster size distribution in avalanche mode at 10 kV. Such a distribution is remarkably different from that measured for the streamer mode. The mean value is higher (1.41) and there is

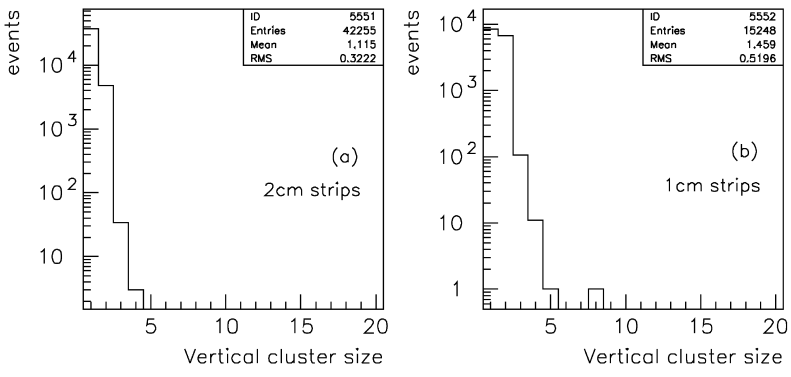


Fig. 13. Cluster size distribution in streamer mode for 2 cm (a) and 1 cm (b) strips at H.V. = 9 kV.

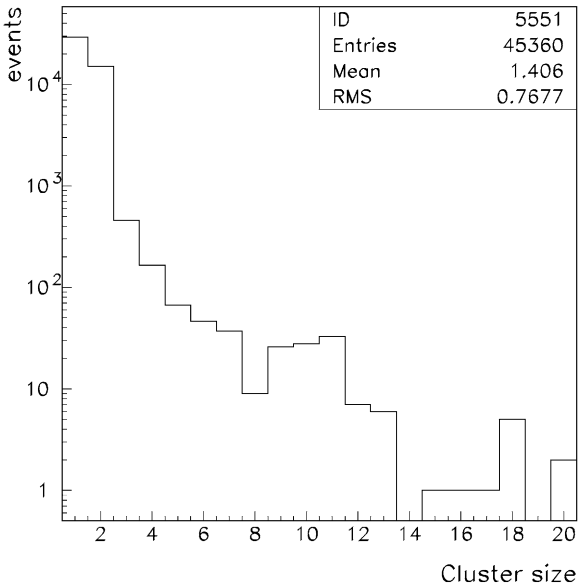


Fig. 15. Cluster size distribution for avalanche mode at 10 kV for 2 cm strips.

a much larger fraction of events (about 1%) with more than three adjacent fired strips. These results are similar to those reported in the literature by various authors [10,20].

5. Conclusions and future developments

The ALICE experiment at the CERN/LHC will need a performant trigger to select high transverse momentum muon pairs emitted in the decay of heavy quarkonia (J/Ψ and Υ). To achieve this goal, we need low-cost detectors with high segmentation and good time resolution: requirements fulfilled by resistive plate chambers.

The hit rates expected in ALICE are of the order of 50 Hz/cm^2 at most and this rather low value made us investigate the possibility of working in streamer mode. Therefore, we have "revisited" this mode of operation to enhance its rate capability. The first step was the study of the gas mixture; it turned out that the one made of Ar–C_4H_{10}–$C_2H_2F_4$–SF_6 in percentages of 49%, 7%, 40%, 4% minimizes the charge released in the streamer as well as the cluster size. The second step was the use of electrodes made of low-resistivity bakelite. A chamber with resistivity $\rho \simeq 3.5 \times 10^9\ \Omega$ cm has been built and tested in 1998 at the SPS. The main result of this test, and indeed the most relevant message of this paper, is that this chamber shows a stable behaviour and is still efficient when exposed to a local particle flux of about 1 kHz/cm^2.

This chamber has also been operated in avalanche mode during the same beam test. In this case, the gas mixture proposed by the ATLAS collaboration [7] has been used. The rate capability turns out to be about one order of magnitude better than in streamer mode, but the cluster size is significantly larger.

The encouraging results obtained for operation in streamer mode indicate that it could represent a viable solution for the ALICE dimuon arm. However, there are different aspects that need further investigations.

A first point to be studied is the rate capability of our low-resistivity RPC under uniform illumination of the whole chamber. In fact, in these last conditions, a much lower rate capability has been observed [22] with respect to the one achieved by the same RPC when tested under local illumination in a beam test [2]. To investigate the magnitude of this effect on our low-resistivity RPC, a test at the CERN Gamma Irradiation Facility has been recently performed. The analysis of the data, presently in progress, will be reported in a future paper.

Another relevant issue to be clarified is how much we can reduce the resistivity. It is not excluded, in fact, that the resistivity that we have used is not the lowest one for stable operation in streamer; after all, RPCs of resistivity as small as $\rho \simeq 5 \times 10^8\ \Omega$ cm have been successfully operated in avalanche mode [10]. For this reason, it should be very interesting to build and test RPCs prototypes with electrodes of even lower resistivity.

Acknowledgements

The excellent technical support provided by G. Alfarone, R. Farano, S. Gallian (INFN Torino),

D. Margherita (Universitá di Torino), G. Savinel and S. Mayade (LPC Clermont-Ferrand) is fully acknowledged. Special thanks are due to P. Vitulo for the effective help with the bakelite-resistivity measurements. Finally, we wish to thank R. Cardarelli, G. Iaselli, S.P. Ratti and R. Santonico for enlightening discussions and fruitful suggestions, as well as J. Schukraft and H.H. Gutbrod for warm encouragements throughout this study and G. Paic and C. Lourenço for the careful reading of the manuscript.

References

[1] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377.
[2] M. Bertino et al., Nucl. Instr. and Meth. A 283 (1989) 654.
[3] G.J. Bencze et al., Nucl. Instr. and Meth. A 340 (1994) 466.
[4] T. Moers et al., Nucl. Instr. and Meth. A 345 (1994) 474.
[5] R. Cardarelli, A. Di Ciaccio, R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A 333 (1993) 399.
[6] R. Cardarelli, V. Makeev, R. Santonico, Nucl. Instr. and Meth. A 382 (1996) 470.
[7] P. Camarri et al., Nucl. Instr. and Meth. A 414 (1998) 317.
[8] M. Abbrescia et al., Nucl. Instr. and Meth. A 414 (1998) 135.
[9] I. Crotty et al., Nucl. Instr. and Meth. A 346 (1994) 107.
[10] W. Dominik et al., in: S.P. Ratti, R. De Asmundis (Eds.), Proceedings of the Fourth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, Napoli, Italy. October 15–16, 1997, Scientifica Acta – Universitá di Pavia. Vol. XIII, n.2, 1998, p. 161.
[11] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, 1995, and The Forward Muon Spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-32, 1996.
[12] A. Fasso et al. Proceedings of the Fourth International Conference on Calorimeters and their Applications, World Scientific, Singapore, 1994, p. 493.
[13] M. Abbrescia et al., Nucl. Instr. and Meth. A 359 (1995) 603.
[14] R. Cardarelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A 263 (1988) 20.
[15] M. Abbrescia et al., Nucl. Instr. and Meth. A 417 (1998) 16.
[16] Y.H. Chang et al., Nucl. Instr. and Meth. A 349 (1994) 45.
[17] G. Bencivenni et al., Nucl. Instr. and Meth. A 332 (1993) 368.
[18] M. Anelli et al., Nucl. Instr. and Meth. A 300 (1991) 572.
[19] A. Baldit et al., ALICE/98-16 Internal Note/DIM, March 1998.
[20] P. Camarri et al., in: S.P. Ratti, R. De Asmundis (Eds.), Proceedings of the Fourth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, Napoli, Italy, October 15–16, 1997, Scientifica Acta – Universitá di Pavia, Vol. XIII, n.2, 1998, p. 125.
[21] I. Crotty et al., Nucl. Instr. and Meth. A 329 (1992) 133.
[22] M. Iori, F. Massa, Nucl. Instr. and Meth. A 306 (1991) 159.

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 456 (2000) 73–76

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.nl/locate/nima

Study of the resistive plate chambers for the ALICE Dimuon Arm

R. Arnaldi[a], A. Baldit[b], V. Barret[b], N. Bastid[b], G. Blanchard[b], E. Chiavassa[a], P. Cortese[a], P. Crochet[b], G. Dellacasa[c], N. De Marco[a], P. Dupieux[b], B. Espagnon[b], J. Fargeix[b], A. Ferretti[a], M. Gallio[a], L. Lamoine[b], L. Luquin[d], F. Manso[b], P. Mereu[a], V. Metivier[d], A. Musso[a], C. Oppedisano[a], A. Piccotti[a], A. Rahmani[d], L. Royer[b], O. Roig[b], E. Scalas[c], E. Scomparin[a], E. Vercellin[a,*]

For the ALICE Collaboration

[a]*Sezione INFN di Torino and Dipartimento di Fisica Sperimentale dell'Università, Via Pietro Giuria 1, 10125 Torino, Italy*
[b]*LPC Clermont Ferrand - IN2P3/CNRS and Univ. Blaise Pascal, 63177 Aubiere Cedex, France*
[c]*Università del Piemonte Orientale, Dipartimento Scienze e Tecnologie Avanzate, Corso Borsalino 54, 15100 Alessandria, Italy*
[d]*Ecole des Mines de Nantes, Subatech Nantes, 4 Rue Alfred Kastler, 44070 Nantes Cedex 03, France*

Abstract

The trigger system for the ALICE Dimuon Arm will be based on Resistive Plate Chambers (RPC). A RPC prototype, with electrodes made of low-resistivity bakelite ($\rho \sim 3 \times 10^9$ Ω cm) has been tested both at the SPS and at the Gamma Irradiation Facility. The results for the operation in the streamer mode are presented here. © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

Keywords: Resistive Plate Chambers; Streamer; Resistivity

1. Introduction

ALICE, the dedicated heavy-ion experiment at the Large Hadron Collider (LHC), will be equipped with a forward Dimuon Spectrometer [1] to investigate the production of heavy quarkonia (J/Ψ and Υ), that will be detected through their decay in the $\mu^+\mu^-$ channel. The transverse momentum of these muons is expected to be higher than that of background muons, mainly coming from the decay of pions and kaons. Therefore, to select the events of interest, a cut on the transverse momentum of the tracks is performed by the trigger system, based on single-gap Resistive Plate Chambers (RPCs) with x and y read-out strips. The RPCs will be arranged in two stations, 1 m apart, and will cover a total area of 150 m^2.

* Corresponding author. Tel.: + 39-011-670-7385; fax: + 39-011-670-7386.
E-mail address: ermanno.vercellin@to.infn.it (E. Vercellin).

0168-9002/00/$ - see front matter © 2000 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(00)00965-7

2. Requirements for the Dimuon Arm RPCs

The required rate capability is rather modest, since the RPCs are, respectively, expected to be fired at rates of about 3 and 40 Hz/cm^2 for operation in Pb–Pb (at luminosity $\pounds = 10^{27}$/cm^2 s) and in Ca–Ca ($\pounds = 10^{29}$/cm^2 s). The needed time resolution is of few ns, to get the RPC signal in a 20 ns wide gate (given by the LHC clock). A cluster size close to one is also desired to minimize the occupancy of the read-out strips and to preserve the selectivity of the trigger. These requirements do not exclude, a priori, the possibility of working in the streamer mode, although some improvement is needed with respect to the typical rate capabilities reported in the literature so far. For this reason, we embarked on an experimental study of prototypes operated both in avalanche and in the streamer mode. The results obtained for the avalanche mode are rather similar to those reported by different authors in this conference, while the ones for the streamer mode are presented in this contribution.

3. R&D results

To increase the rate capability of RPCs operated in streamer mode, two parameters have been optimized. The first one is the gas mixture: tests with cosmic rays [2] have shown that the gas mixture consisting of Ar(49%), i-C_4H_{10}(7%), $C_2H_2F_4$(40%) and SF_6(4%) is effective for minimizing the charge of the streamers. The second one is the resistivity of bakelite electrodes, since a small resistivity implies a shorter recovery time of the voltage applied to the gas gap. A 50×50 cm^2 RPC prototype with bakelite electrodes (treated with linseed oil) of resistivity $\rho \simeq 3 \times 10^9$ Ω cm has been built and exposed to a 120 GeV/c pion beam at the CERN SPS. The efficiency of this detector is plotted in Fig. 1 as a function of the incident flux. As can be seen, when the RPC is operated at high voltage (HV) = 9400 V (i.e. about 500 V above the beginning of the plateau), the efficiency is better than 95% for incident fluxes up to 1 kHz/cm^2. To illustrate the dependence of the rate capability on the electrode resistivity, the efficiency of two other RPC prototypes of higher resistivities (also tested at the SPS) are shown in the same figure.

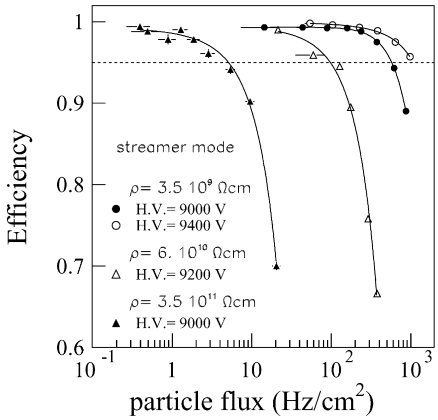


Fig. 1. Efficiency vs. incident flux for the low-resistivity prototype (circles) and for other prototypes of higher resistivity.

The cluster size distributions for the low-resistivity RPC prototype are shown in Fig. 2 for an applied voltage of 9 kV. Fig. 2(a) shows the distribution obtained by equipping the RPC with 2 cm wide strips, while the distribution of Fig. 2(b) is for 1 cm wide strips. The mean cluster size and the fraction of events where the cluster size is larger than three are 1.1 (1.45) and 10^{-4} (10^{-3}) for 2 cm (1 cm) strips. The mean cluster size slightly increases with the HV; at 9.4 kV it is equal to 1.2 (1.7) for 2 cm (1 cm) strips. We note that the cluster sizes of the low-resistivity prototype are similar to the ones observed for the other prototypes of higher resistivity also studied at the SPS. This suggests that the dependence of the cluster size upon the bulk resistivity of the bakelite is weak.

The timing properties of the detector, which during this test was equipped with constant fraction discriminators, are summarized in Fig. 3. The TDC distributions at 9.4 kV are shown in Fig. 3(a) for incident fluxes of 100 and 650 Hz/cm^2. The distribution is nearly Gaussian for the lower flux; when the flux increases, a tail appears on the right side of the Gaussian peak. Nevertheless, as shown in Fig. 3(b), more than 98% of the events are contained in a 20 ns wide window which, as previously mentioned, is a relevant point to operate the chambers in ALICE.

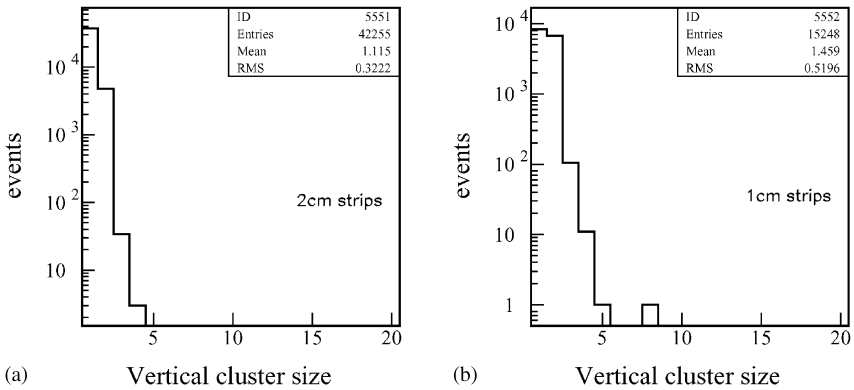


Fig. 2. Cluster size distributions for (a) 2 cm and (b) 1 cm wide read-out strips.

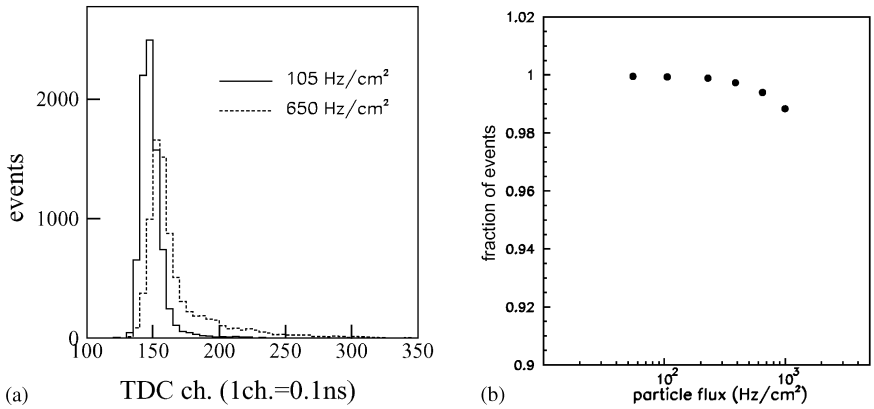


Fig. 3. (a) Time distributions for fluxes of 105 and 650 Hz/cm^2 at 9.4 kV and (b) fraction of events contained within a 20 ns time window.

The rate capability measured at the SPS (i.e., under local illumination, limited in time by the burst duration of 2.5 s) might not be representative for continuous illumination of the whole detector. Therefore, after the SPS tests, the low-resistivity prototype was tested at the CERN Gamma Irradiation Facility (GIF), where it was exposed to 660 keV γ-rays emitted by a ^{137}Cs source. The RPC counting rate was about 300 Hz/cm^2, constant over the detector surface. It is worth remarking that this rate is two orders of magnitude higher than the one expected in ALICE for Pb–Pb. This means that, from the point of view of the integrated rate, one day of data taking at the GIF corresponds to about 100 days of Pb–Pb data taking in ALICE. In the presence of the photon flux, cosmic rays crossing the chamber were selected by a telescope made of four plastic scintillators. The RPC efficiency for cosmic rays was measured during about 20 subsequent runs, covering an overall period of 3 days. The results are shown in Fig. 4 for a RPC HV of 9.4 kV. As can be seen, the behaviour of the chamber is stable and its efficiency is about 90%. Actually, this value is only a lower limit, since a fraction of the triggers (about 5%) comes from random coincidences of the four scintillators due to their high single rate in the GIF environment.

To conclude this section, we explicitly note that the single rate of the low-resistivity RPC prototype, when measured outside the SPS or GIF experimental areas, is about 0.05–0.07 Hz/cm^2, i.e., a value that is very close to the ones observed for

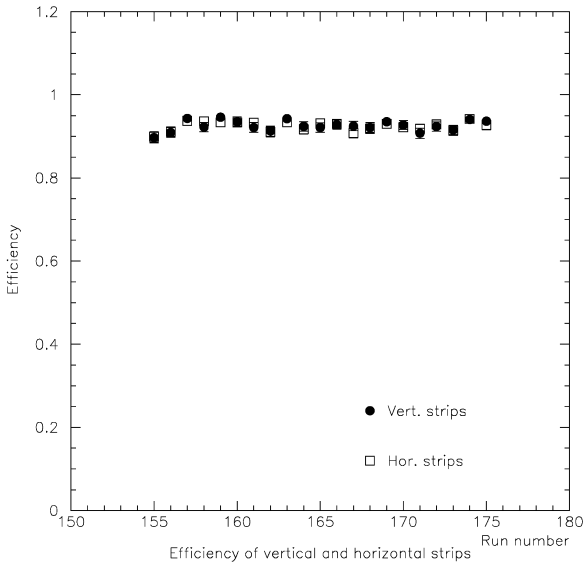


Fig. 4. Cosmic rays efficiency measured at the GIF for a uniform counting rate of about 300 Hz/cm^2 at 9.4 kV.

RPCs of considerably higher resistivity [3]. On the other hand, the dark current is quite high, of the order of 30 μA. This value seems to be related to the relatively low resistivity of the vetronite frame used for this chamber. In fact, a new prototype made with bakelite of similar resistivity but with a polycarbonate frame (which has a much higher resistivity than vetronite) exhibits a dark current as small as 5 μA.

4. Conclusions

Tests carried out both at the SPS and GIF indicate that rate capabilities of the order of several hundreds of Hz/cm^2 can be achieved by RPCs with electrode resistivity of the order of few times 10^9 Ω cm operated in the streamer mode. The cluster size and the single rate of the detector are similar to those observed for RPCs of higher resistivities. The time resolution is adequate to fulfil the ALICE trigger requirements, as it can be seen by the high fraction of events included in a 20 ns time gate.

Acknowledgements

We wish to thank G. Alfarone, R. Farano, S. Gallian, D. Margherita and G. Savinel for their excellent technical support. Moreover we are indebted to G. Iaselli and R. Santonico for enlightening discussions and useful suggestions.

References

[1] Dimuon Forward Spectrometer Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22, ALICE TDR 5, 13 August 1999.
[2] P. Dupieux, Proceedings of the Fourth International Workshop on Resistive Plate Chambers and Related Detectors, Napoli, October 15,16, 1997, Sci. Acta, Quaderni del Dottorato dell'Universitá di Pavia.
[3] Y.H. Chang et al., Nucl. Instr. and Meth. A 349 (1994) 45.

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 490 (2002) 51–57

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.com/locate/nima

Spatial resolution of RPC in streamer mode

R. Arnaldi[a], A. Baldit[b], V. Barret[b], N. Bastid[b], G. Blanchard[b], E. Chiavassa[a], P. Cortese[a], P. Crochet[b], G. Dellacasa[c], N. De Marco[a], C. Drancourt[d], P. Dupieux[b], B. Espagnon[b], A. Ferretti[a], B. Forestier[b], C. Insa[b], F. Jouve[b], M. Gallio[a], A. Genoux-Lubain[e], L. Lamoine[b], F. Lefevre[d], F. Manso[b], P. Mereu[a], A. Musso[a], C. Oppedisano[a], A. Piccotti[a], O. Roig[b], P. Rosnet[e,*], L. Royer[b], P. Saturnini[b], E. Scalas[c], E. Scomparin[a], F. Sigaudo[a], E. Vercellin[a]

[a] *INFN - Sezione di Torino, Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino, Via P. Giuria 1, 10125 Torino, Italy*
[b] *LPC Clermont-Ferrand, IN2P3/CNRS et Université Blaise Pascal, 63177 Aubière Cedex, France*
[c] *Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate dell' Università del Piemonte Orientale, Corso Borsalino 54, 15100 Alessandria, Italy*
[d] *SUBATECH, IN2P3/CNRS, Ecole des mines et Université de Nantes, 44070 Nantes Cedex 03, France*
[e] *LPC Clermont-Ferrand, IN2P3/CNRS et I.U.T. de Montluçon de l'Université Blaise Pascal, 63177 Aubière Cedex, France*

For the ALICE collaboration

Received 14 November 2001; received in revised form 10 March 2002; accepted 4 April 2002

Abstract

In the framework of an R&D program on the ALICE dimuon trigger system, the spatial resolution of Resistive Plate Chambers working in streamer mode has been investigated during beam tests. Preliminary studies with cosmic rays had evidenced a dependence of the charge profile to the high voltage and to the gas mixture. However, the spatial resolution measured from the beam tests is only slightly varying with the high voltage and is close to the expected value $w/\sqrt{12}$ where w is the strip pitch, for strips of 1 and 2 cm width. The probability to fire a strip as a function of the distance from the strip to the particle impact has been measured for various high voltages. A simple parametrisation of this probability has been achieved. This allows to predict, under various working condition, the cluster size distributions for RPCs with different strip widths and also to account for the effect of the particle incident angle. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Cs

Keywords: Resistive plate chambers; Streamer; Spatial resolution

1. Introduction

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) [1] will be the only detector dedicated to the study of nucleus–nucleus collisions at the LHC. The forward part of ALICE consists of a dimuon

*Corresponding author. Tel.: +33-473-407272; fax: +33-473-264598.

E-mail addresses: ramillie@clermont.in2p3.fr (V. Barret), espagnon@clermont.in2p3.fr (B. Espagnon), rosnet@clermont.in2p3.fr (P. Rosnet).

0168-9002/02/$ - see front matter © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(02)00917-8

spectrometer [2] equipped of a trigger system [3] based on large area Resistive Plate Chambers (RPCs) [4]. These RPCs, single gas gap of 2 mm, are working in streamer mode [5]. The gas mixture ($49\%Ar + 7\%iC_4H_{10} + 40\%C_2H_2F_4 + 4\%SF_6$) has been optimised to minimise the cluster size [5]. The RPC electrode is made of low-resistivity bakelite [6] (around $10^9\ \Omega$ cm) in order to cope with the maximum expected particle rate of 40 Hz/cm^2. The segmentation (17–22 cm long and 1–4 cm wide strips) has been optimised by means of simulations [3]. A good time resolution ($\sim$2 ns) is achieved thanks to a new front-end readout chip dedicated to the streamer mode [7].

A detailed study of the spatial resolution in streamer mode has been performed during beam tests at the CERN PS with the help of an external tracking system.

The spatial resolution of the detector is directly connected to the pulse height and the results of a preliminary study of the charge profile, with cosmic rays, are therefore given. Then, after a brief description of the experimental set-up and a presentation of the external tracker performances, the RPC spatial resolution is discussed for strip widths of 1 and 2 cm. A general parametrisation of the probability to fire a strip at a given distance of the particle impact is proposed. The cluster size, defined as the mean number of adjacent fired strips, is well reproduced in simulations which use this parametrisation.

2. Charge profile in streamer mode

A cosmic ray test has been performed with a RPC read-out with thin strips of 2 mm width equipped with ADCs in order to measure the charge collected by each strip. The charge profiles (Fig. 1) have a Gaussian shape. The total charge depends strongly on the RPC high voltage and on the gas mixture. The width of the charge profile, $\sigma = 5$ mm, is however constant.

Similar observations, concerning properties of discharges in narrow gas RPCs, are reported in Ref. [8]. Although the running conditions are different from ours, the authors point out some interesting and quite general properties of the discharges. The discharge, measured by means of an optical technique, exhibits the following trends:

- the radius[1] of the full discharge is about 4–5 mm,
- the radius of the full discharge depends only slightly on the gas mixture.

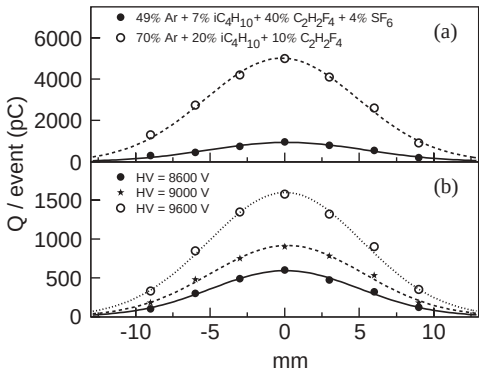


Fig. 1. Charge profile Q (normalized per event) observed with a RPC working in streamer mode: (a) for various gas mixtures at nominal running high voltages, (b) for different high voltages with the gas mixture ($49\%Ar + 7\%iC_4H_{10} + 40\%C_2H_2F_4 + 4\%SF_6$) forseen for the ALICE RPCs. The curves are fits of the data with Gaussian distributions. The sigma of these distributions is about 5 mm in all cases.

The size of the full discharge, even if it is well localized, suggests that the probability to fire a strip should depend on the position of the particle impact relative to the strip edge. This probability, hence the cluster size [7], should increase with the high voltage because the total charge is larger. This will be demonstrated in the following. It will be also shown that the spatial resolution is less sensitive to the high voltage.

3. Beam test set-up

A 50×50 cm^2 RPC has been tested with pion beams at the T10 zone of the CERN PS facility (burst of 300 ms every 3 s). The measurements have been carried out at beam momenta of

[1] The radius corresponds to the RMS value of the charge distribution.

3 GeV/c (year 2000) and 7 GeV/c (year 1999). The running high voltage (9.2 kV) has been chosen at 400 V above the "knee" of the efficiency curve. The results presented here were obtained with a maximum particle flux of about 100 Hz/cm^2 in a 2×2 cm^2 zone of the RPC.

The characteristics of the RPC strips are:

- length: 50 cm,
- number of vertical strips (giving the x coordinate): 32(16) with 1(2) cm width,
- number of horizontal strips (giving the y coordinate): 16(16) with 1(2) cm width,
- pitch: 10.6(21.2) mm designed in the following as 1(2) cm strip width,
- inter-strip width: 2 mm.

The strips are readout with single threshold front-end electronics. The thresholds are set to 80 mV for the results presented in this note.

The setup of the 1999 experiment has consisted of a RPC, three tracking chambers, a start counter and an hodoscope placed perpendicular to the beam axis. The three tracking chambers (numbered 1, 2 and 3 in the following) allowed to determine the particle trajectory and then the hit position on the RPC with a high accuracy. These tracking chambers were equipped with 32(24) horizontal(vertical) strips giving the $x(y)$ coordinate. The strip width and pitch was 4 and 5 mm, respectively. During the 2000 experiment, the RPC was mounted on a mechanical support allowing a rotation with respect to the vertical axis. Note that the tracking system was only effective during the 1999 experiment. For both tests the trigger was provided by the start counter located far upstream the RPC and by an hodoscope (scintillators) placed behind the chambers. This hodoscope was equipped with a total of 7 scintillators (3(4) in the $x(y)$ direction), 50 cm long and 10 cm wide.

4. RPC spatial resolution

4.1. Performances of the tracking system

Only the cases with one cluster in each tracking plane are considered. This cut selects 54% of the events.

The track extrapolation on the RPC is obtained from the tracking chambers 1 and 2 ($x_{\mathrm{TRK},12}$), or 1 and 3 ($x_{\mathrm{TRK},13}$). Then the impact of the particle on the RPC x_{TRK} (the same thing is done to get y_{TRK}) is:

$$x_{\mathrm{TRK}} = \frac{x_{\mathrm{TRK},12} + x_{\mathrm{TRK},13}}{2} \quad \text{and}$$
$$\delta x_{\mathrm{TRK}} = x_{\mathrm{TRK},12} - x_{\mathrm{TRK},13}, \tag{1}$$

where the distribution of δx_{TRK} gives an estimation of the tracking resolution as it can be seen in Fig. 2. The tracking resolution is $\sigma_{\delta x_{\mathrm{TRK}}} = 0.8$ mm. We apply a cut $|\delta x_{\mathrm{TRK}}| < 2$ mm corresponding to 2.5 $\sigma_{\delta x_{\mathrm{TRK}}}$. With this additional cut, 50% of the events are selected for the analysis.

These performances are sufficient for the study of the spatial resolution with RPCs equipped with strips of 1 or 2 cm wide.

4.2. Beam profile on the RPC as given by means of the tracking system

The x_{TRK} variable is shown in Fig. 3 for one strip fired (upper plot) and for two strip fired (lower plot). In both cases the strips have 1 cm width.

These two plots illustrate the general trends of the beam profile on the RPC. However, the general shape is affected by local inefficiencies of

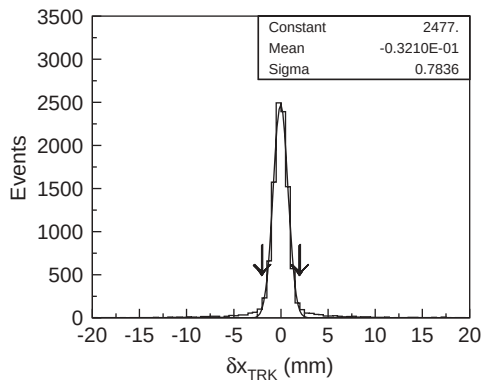


Fig. 2. Distribution of the estimator δx_{TRK} of the tracking resolution. The vertical arrows indicate the cut on the estimator.

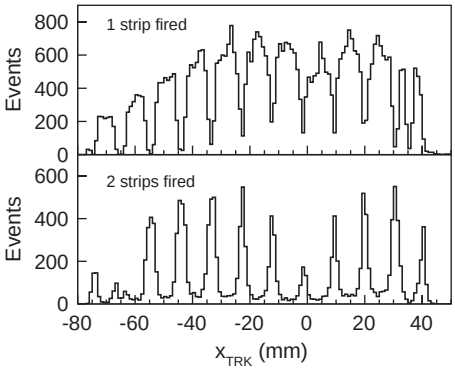


Fig. 3. Distributions of particle impacts on the RPC (equipped with strips of 1 cm width) as estimated by means of the tracking system. Conditions on the number of RPC strips fired are requested: The upper(lower) plot corresponds to one(two) strip fired.

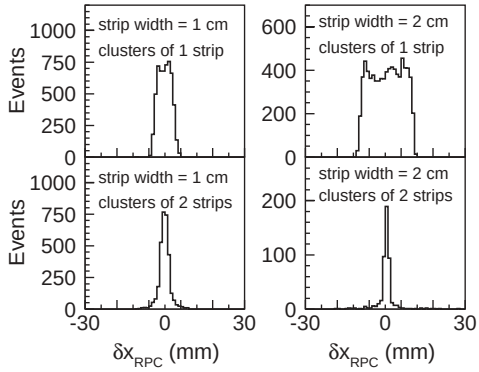


Fig. 4. Difference between the cluster position x_{RPC} (middle of the cluster) and the particle impact x_{TRK} on the RPC determined by the tracking system: $\delta x_{RPC} = x_{TRK} - x_{RPC}$. The left plots are for strips of 1 cm width, and the right plots for strips of 2 cm width. The upper plots correspond to clusters of one strip, while the lower correspond to clusters of two strips.

the RPC since conditions on the number of fired strips are requested.

When only one strip is fired, the strip structure of the RPC is apparent (about 8.6 mm width and a space of about 2 mm between strips). The cases where two strips are fired correspond to a particle impact between the two strips or close to the strip edges.

4.3. RPC spatial resolution

The RPC coordinates (x_{RPC} and y_{RPC}) are given by the geometrical centroid of the cluster formed by the fired strips. The RPC spatial resolution can be estimated from the residuals $\delta x_{RPC} = x_{TRK} - x_{RPC}$ relative to the impact position x_{TRK} given by the tracking system.

The δx_{RPC} distributions for clusters of one and two strips are shown in Fig. 4 and the values of $\sigma_{\delta x_{RPC}}$ are reported in Table 1.

For the one strip clusters, the resolution exhibits approximately the expected value for an uniform distribution $\sigma_w = w/\sqrt{12}$, where w is the strip pitch. In fact, the resolution is slightly better than σ_w because of edge effects. For the two strip clusters, the distributions are narrower. This is a consequence of the accurate localisation of the particle impact by the RPC.

Table 1
Spatial resolution of the RPC ($\sigma_{\delta x_{RPC}}$) as a function of the number of strips fired

Number of strips fired	Strip width (cm)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ (mm)
1 strip	1	2.4
2 strips	1	2.1
1 strip	2	5.9
2 strips	2	3.6

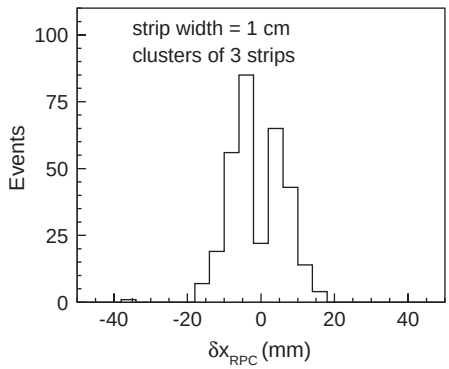


Fig. 5. Same as Fig. 4 for clusters of 3 strips of 1 cm width.

When three strips of 1 cm width are fired, the distribution of δx_{RPC} shows two peaks (Fig. 5). This structure can be explained by the probability

Table 2
Global spatial resolution of the RPC ($\sigma_{\delta x_{RPC}}$) for strips of 1 and 2 cm width, as a function of the high voltage

High voltage (kV)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ for 1 cm (mm)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ for 2 cm (mm)
8.8	2.67	5.85
9.0	2.61	5.75
9.2	2.31	5.34
9.4	2.12	5.01
9.6	2.10	4.66

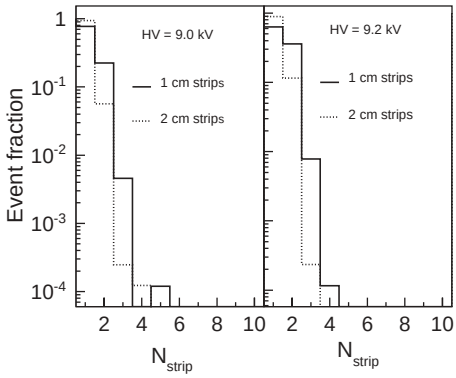


Fig. 6. Distributions of the number of fired strips N_{strip}, for strips of 1 cm (solid histograms) and 2 cm width (dotted histograms) measured at 9.0 kV (left) and 9.2 kV (right).

to fire a strip at a given distance of the particle impact (see Section 5). Indeed, the probability to fire three strips of 1 cm width is greater when the particle intercepts the edge of the central strip rather than the middle of the central strip.

The global RPC spatial resolution, whatever the number of fired strips, is given in Table 2 for various high voltages applied to the detector. We observe a slight improvement of the RPC spatial resolution when the high voltage increases. This is due to the fact that the fraction of 2 strip clusters which becomes more and more important while the fraction of 3 strip clusters remains relatively small as can be seen from Fig. 6 ($<2.2\%$ for strips of 1 cm width and $<0.2\%$ for strips of 2 cm width). Note however that even if the spatial resolution of the detector is better at higher RPC voltage other arguments like the ageing or the occupancy of the detector suggest to work at lower voltage.

5. Probability to fire a strip at a given distance of the particle impact

5.1. General form of the probability

The probability to fire one of the neighbouring strips from the strip crossed by a particle is investigated. This probability can be determined as a function of the distance Δx_{str} between the particle impact and the closest edge of the neighbour strip. Regarding the external tracking resolution of 0.8 mm, bins of 2 mm in Δx_{str} have been chosen.

We propose the following general expression of the probability to fire a strip at a distance Δx_{str} of the particle impact:

$$F_{prob}(\Delta x_{str}) = \frac{1}{1+c}\left(\frac{a}{a+(\Delta x_{str})^b} + c\right). \quad (2)$$

Indeed, a strip is fired if the total charge collected by this strip is above a given threshold (fixed in the read-out electronics). The general form proposed for F_{prob} is compatible with a Gaussian charge profile (see Section 2), with event by event fluctuations.

The coefficients a, b and c will be determined from the data.

Fig. 7 shows the experimental values of this probability for a RPC operating at a high voltage

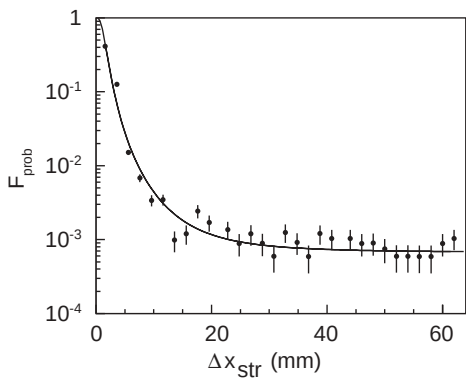


Fig. 7. Probability to hit the neighbour strips as a function of their distance Δx_{str} to the particle impact on the RPC for HV = 9.2 kV. The points represent the experimental data, and the curve corresponds to the fit with Eq. (2) with the parameters $a = 3.08 \pm 0.13$, $b = 2.91 \pm 0.04$ and $c = (6.7 \pm 0.7) \times 10^{-4}$.

of 9.2 kV and for particle trajectories perpendicular to the chamber. A fit with Eq. (2) is superimposed on the data.

The c coefficient is very small and represents a correction which accounts for effects like the cross-talk between strips. The parameters a and b are related, respectively, to the width and to the shape of the distribution, ultimately to the threshold and the charge profile.

5.2. High-voltage dependence

Since the charge profile is a function of the high voltage (HV), the probability should also depend on HV. In a first step, the coefficients a, b and c are fitted to the data for various HV. Fig. 8 shows the evolution of these coefficients as a function of HV.

In a second step, the HV dependence of a, b and c coefficients are included in the probability:

$$\left.\begin{aligned} a(\mathrm{HV}) &= 6.07 \times \mathrm{HV} - 52.6 \\ b(\mathrm{HV}) &= 2.97 \\ c(\mathrm{HV}) &= 4.3 \times 10^{-4} \times \mathrm{HV} - 3.5 \times 10^{-3} \end{aligned}\right\} \quad \text{with HV in kV.} \tag{3}$$

5.3. Simulation of the cluster size

The above function has been introduced in a simple Monte Carlo simulation [9] aiming at reproducing the distribution of fired strips and the cluster size obtained during our tests.

Fig. 9 (upper plots) shows the experimental and simulated number of fired strips (N_{strip}) for two high-voltage values, for strips of 2 cm width. The simulation allows to satisfactorily reproduce the N_{strip} distribution and the cluster size within 10% in the worst case.

An increase of the cluster size with the particle incident angle θ_{inc} is clearly seen from the data of year 2000. However, since the tracking system was not in operation, it was not possible to extract directly the dependence of the probability to the particle angle. We have introduced this effect in the probability, by means of the a coefficient only. This has been done in the following way:

$$a(\theta_{\mathrm{inc}}) = \frac{a}{\cos\theta_{\mathrm{inc}}}. \tag{4}$$

This increase of the a coefficient is proportional to the effective gas gap crossed by the particle at the incident angle θ_{inc}. As the parameter b is constant with respect to HV, it has been assumed that b is also constant with respect to the particle angle. Fig. 9 (bottom plots) shows the ability of the proposed parametrisation to reproduce the distributions of fired strips for incident angles $\theta_{\mathrm{inc}} = 40^\circ$ and $\theta_{\mathrm{inc}} = 60^\circ$.

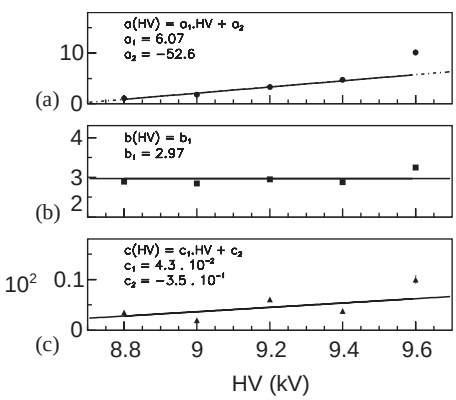


Fig. 8. Coefficients a, b and c versus the RPC high voltage (HV).

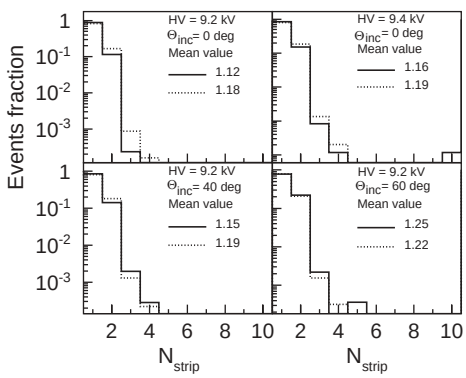


Fig. 9. Event fraction with clusters of N_{strip} fired, for strips of 2 cm width for various RPC high voltages (HV) and particle incident angles (θ_{inc}). The experimental data are represented by the solid histograms and the results of the simulation (see text for details) by the dotted histograms.

6. Conclusion

In the framework of the optimisation of the ALICE dimuon trigger, the study of the spatial resolution of RPC working in streamer mode has been performed in test beam at CERN. The spatial resolution is found to be 2.3 and 5.3 mm for strip of 1 and 2 cm width, at nominal running HV. Such values are close to the expected ones i.e. $w/\sqrt{12}$ where w is the strip pitch. A general parametrisation of the probability to fire a strip at a given distance of the particle impact has been derived from the experimental results, with dependence on the HV and on the incident particle angle. This parametrisation reproduces satisfactorily the experimental cluster size and is now implemented in the offline software of the ALICE detector. The excellent spatial resolution of the RPC in streamer mode fulfils the ALICE requirement and keeps at a high level the selectivity of the trigger system.

References

[1] ALICE Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, 1995.
[2] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22, 1999;
ALICE Collaboration, Addendum to the Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-046, 2000.
[3] O. Roig, P. Dupieux for the ALICE collaboration, ALICE Internal Note, DIM 98-18, 1998, 16p, http://consult.cern.ch/alice/Internal_Notes/1998/18/abstract.
[4] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377.
[5] A. Baldit, et al., ALICE Internal Note, DIM 98-16, 1998, 22p. http://consult.cern.ch/alice/Internal_Notes/1998/16/abstract.
[6] R. Arnaldi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 451 (2000) 462.
[7] R. Arnaldi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 457 (2001) 117.
[8] A. Semak, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 456 (2000) 50.
[9] V. Barret, B. Espagnon, P. Rosnet, For the ALICE Dimuon Trigger Group, ALICE Internal Note, INT 2001-04, 2001, 19p.

EUROPEAN ORGANIZATION FOR NUCLEAR RESEARCH
European Laboratory for Particle Physics

Internal Note/
ALICE reference number
ALICE-INT-2004-026 version 1.0
Institute reference number
[-]
Date of last change
2004-10-08

The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers

Authors:

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay
P.Courtat, B. Espagnon, J.M. Martin, S. Drouet, R. Kunne, B.Y. Ky, Y. Le Bornec, C. Oziol, S. Rousseau, M.P. Comets, C. Diarra, P. Edelbruck, D. Guez, I. Hrivnacova, F. Launay, M. Mac Cormick, N. Willis

Saha Institute of Nuclear Physics
P. Bhattacharya, S. Chattopadhyay, S. Sarkar, S. Sen

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Cagliari
I. Atanassov, C.Cicalo', M. Floris, D. Marras, G. Usai,

Subatech Nantes
D. Charrier, P. Pichot, L.M. Rigalleau

Abstract:

This document presents the design and the performances of the whole electronics of the ALICE dimuon tracking chambers. The software and EMC related to this are also described. This document was prepared for the Production Readiness Review.

The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers

Institut de Physique Nucléaire d'Orsay

P.Courtat, B. Espagnon, J.M. Martin, S. Drouet, R. Kunne, B.Y. Ky, Y. Le Bornec, C. Oziol, S. Rousseau, M.P. Comets, C. Diarra, P. Edelbruck, D. Guez, I. Hrivnacova, F. Launay, M. Mac Cormick, N. Willis

Saha Institute of Nuclear Physics

P. Bhattacharya, S. Chattopadhyay, S. Sarkar, S. Sen

Istituto Nazionale di Fisica Nucleare
Sezione di Cagliari

I. Atanassov, C.Cicalo', M. Floris, D. Marras, G. Usai,

Subatech Nantes

D. Charrier, P. Pichot, L.M. Rigalleau

Abstract

This document presents the design and the performances of the whole electronics of the ALICE dimuon tracking chambers. The software and EMC related to this are also described. This document was prepared for the Production Readiness Review.

Production Readiness Review

1 INTRODUCTION. 7

1.1 DESCRIPTION. 7
1.2 REQUIREMENTS. 7
1.3 CHOICE OF THE ARCHITECTURE. 9

2 FEE : MANU READOUT BOARDS 11

2.1 MANAS NUMÉRIQUE 11
2.2 ANALOG TREATMENT. 12
2.3 DIGITIZING. 12
2.4 DIGITAL PROCESSING. 13
2.5 WORKING 13
2.5.1 DIGITIZATION SEQUENCE (FIGURE 2.6). 13
2.5.2 SAMPLING AND CODING (FIGURE 2.7). 14
2.6 ORDER AND READING ADDRESS OF THE MANAS. 15
2.7 ZERO SUPPRESSION AND READING OF THE DATA. 16
2.8 TECHNICAL CHARACTERISTICS. 17
2.8.1 INPUT/OUTPUT. 17
2.8.2 CONSUMPTION. 17
2.8.3 PRINTING CIRCUIT CHARACTERISTICS. 17
2.8.4 CONNECTOR TECHNOLOGY AND SIZES. 17
2.9 REFERENCE 18

3 MANAS 19

3.1 INTRODUCTION 19
3.2 MANAS CHIP OPERATING PRINCIPLES AND ARCHITECTURE 19
3.2.1 CHARGE SENSITIVE AMPLIFIER (CSA) 19
3.2.2 DECONVOLUTION FILTER (DF) 20
3.2.3 SEMI-GAUSSIAN SHAPING FILTER (SGS) [6] 22
3.2.4 TRACK AND HOLD (T/H) AND THE ANALOG MULTIPLEXER 23
3.2.5 INPUT PROTECTION 24
3.3 SIMULATION 25
3.4 MANAS BENCH TEST RESULTS 29
3.4.1 MANAS 1.2-1 29
3.4.2 MEASUREMENTS 31
3.4.3 MANAS 1.2-2 35
3.4.4 MANAS 1.2-3 36
3.4.5 CALIBRATION 40
3.5 MANAS TEST BENCH SETUP AT SINP 57
3.5.1 DEVICE SPECIFICATIONS 58
3.5.2 TEST BENCH CAPABILITIES 59
3.6 TESTING FOR MASS PRODUCTION 59
3.7 RECOMMENDATIONS FOR TESTING 59
3.8 RESOLUTION STUDIES WITH MANAS CHIP 59
3.8.1 JULY 2001 IN-BEAM TEST 59
3.8.2 JULY 2003 IN-BEAM TEST 64
3.9 DATASHEET 66
3.9.1 MANAS FULL CHIP SCHEMATIC 66

3.9.2 PACKAGE AND PIN DESCRIPTIONS 66
3.9.3 TIMING DIAGRAM.....69
3.9.4 TECHNICAL SPECIFICATIONS.....70
3.10 REFERENCES.....70

4 THE MUON ARM READOUT CHIP : MARC. 72

4.1 INTRODUCTION. 72
4.2 INPUT / OUTPUT SIGNALS.....73
4.3 PACKAGE AND PINNING.....74
4.4 QUARTZ, OSCILLATOR CELL AND PLL 74
4.5 INPUT / OUTPUT LINK PORT DRIVERS 75
4.6 LINK PORT OPERATION 76
4.7 TOKEN PROTOCOL FOR DAISY CHAIN 77
4.8 READOUT 77
4.9 DATA TRANSMISSION TO MARC.....79
4.10 COMMANDS AND DATA FORMAT 79
4.11 CURRENT STATUS 82
4.12 FINAL PRODUCTION 82
4.13 THE CHAMBER READOUT TEST BENCH 82
APPENDIX A 84

5 CALIBRATION.....85

5.1 INTRODUCTION.....85
5.2 SPECIFICATIONS 85
5.3 CALIBRATION METHOD.....86
5.4 CONCLUSION.....88
5.5 REFERENCES.....88

6 PERFORMANCES. 89

6.1 NOISE, DYNAMICAL RANGE & LINEARITY MEASUREMENTS. 89
6.1.1 INTRODUCTION. 89
6.1.2 EXPERIMENTAL SETUP.....89
6.1.3 EXPERIMENTAL PROTOCOL 90
6.1.4 RESULTS 90
6.1.5 CONCLUSION 96
6.2 TEMPERATURES TOLERANCE. 97
6.2.1 INTRODUCTION 97
6.2.2 CONSTRAINS IMPOSED BY THE MANU COMPONENTS 97
6.2.3 TEMPERATURE MEASUREMENT ON THE GASSIPLEX AND MARC ON AN OPERATING MANU 97
6.2.4 WORKING OF THE MANU IN FUNCTION OF THE TEMPERATURE. 98
6.2.5 CONCLUSION 111
6.2.6 ANNEX 112

7 READ OUT. 117

7.1 DIGITAL BUS 117
7.1.1 PATCH BUS (PROTOCOL FOR ALICE TRACKING CHAMBER). 117

7.1.2 SIGNALS INTEGRITY 120
7.1.3 TRANSLATOR BOARDS AND BRIDGES BOARDS. 130
7.2 CROCUS ELECTRONIQUES. 136
7.2.1 INTRODUCTION. 136
7.2.2 BACK PLANE CROCUS (CROCUS_BACK). 141
7.2.3 CROCUS FRONTAL (CROCUS_FRT). 143
7.2.4 CROCUS CONCENTRATOR (CROCUS_CRT). 145
7.3 TRIGGER CROCUS INTERFACE (TCI). 149
7.3.1 INTRODUCTION. 149
7.3.2 PATH AND DELAYS OF THE L0 TRIGGER SIGNAL. 150
7.3.3 TCI CRATE ARCHITECTURE. 151
7.3.4 FFT CARD (FRONTAL FAN-OUT TRIGGER). 153
7.3.5 FTD CARD (FRONTAL TRIGGER DISPATCHING). 157
7.3.6 MESSAGES BETWEEN THE FFT AND FTD CARDS. 160
7.3.7 BUSY HANDLING. 162
7.3.8 ACRONYMS : 163
7.4 SOFTWARE. 163
7.4.1 ACRONYMS 163
7.4.2 CROCUS SOFTWARE EXPLOITATION 164
7.4.3 PRESENTATION OF ALGORITHMS BY MODULES 169
7.4.4 READOUT SEQUENCE 192

8 LOW VOLTAGE POWER SUPPLIES 197

8.1 INTRODUCTION 198
8.2 TOTAL POWER OF THE ELECTRONICS 198
8.3 LOW POWER SUPPLY 199
8.3.1 GENERAL SPECIFICATIONS 199
8.3.2 TECHNICAL SOLUTION CHOICE 200
8.3.3 TEST RESULTS OF THE PL500 F12 LOW VOLTAGE POWER SUPPLY 200
8.4 CABLES 201
8.4.1 POWER SUPPLY CABLES 201
8.4.2 SENSE CABLES 203
8.5 REFERENCES 203
8.6 APPENDIX 205

9 HIGH VOLTAGE POWER SUPPLIES 206

9.1 INTRODUCTION 206
9.2 SEGMENTATION 206
9.3 REQUIREMENTS FOR HV POWER SUPPLY 206
9.4 HV DISTRIBUTOR SYSTEM 207
9.5 HV DISTRIBUTOR PROPOSAL 211
9.6 HIGH VOLTAGE CABLES AND CONNECTORS 212
9.7 TIME SCHEDULE. 212

10 SLOW CONTROLS 213

10.1 LOW VOLTAGE 213
10.1.1 CONTROL ASPECTS 214
10.2 HIGH VOLTAGE 214
10.2.1 CONTROL ASPECTS 215

10.3 REFERENCES 215

11 RADIATIONS 216

11.1 INTRODUCTION 216
11.2 SPECIFICATIONS 216
11.3 RADIATION TOLERANCE TESTS 218
11.4 CONCLUSION 219
11.5 ANNEX 219
11.6 REFERENCES 221

12 ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY (EMC) 223

12.1 REMINDER OF ELECTROMAGNETIC COMPATIBILITY (EMC) 223
12.1.1 DEFINITIONS 223
12.1.2 DISTURBANCE 224
12.1.3 DIFFERENT TYPES OF COUPLING 225
12.1.4 THE EARTH 227
12.1.5 GROUND 228
12.1.6 EMC COST 230
12.2 DESIGN OF THE WHOLE STRUCTURE 231
12.2.1 DESIGN OF THE MANU BOARDS 231
12.2.2 GENERAL DESIGN OF DETECTORS 233
12.2.3 CONCLUSIONS 240
12.3 THE MAIN PROBLEMS IN THE SITE 240
12.4 REFERENCES 241

13 TEST BENCHES. 242

13.1 TEST BENCHES FOR THE DETECTOR TESTS. 242
13.2 TEST BENCH FOR IN-BEAM TESTS. 242
13.3 INDUSTRIAL TEST BENCH. 242

14 FABRICATION & QUALITY CONTROL. 242

14.1 COMPETENCE FOR MANU WIRING. 242
14.2 MANUFACTURING FILE. 243
14.3 SUPPLY OF THE COMPONENTS AND TRACEABILITY. 243
14.4 WIRING. 243
14.5 SCREEN PRINTING. 243
14.6 COMPONENTS PLACEMENT. 243
14.7 SOLDERING. 244
14.8 CONTROLS AND QUALITY. 244
14.8.1 VISUAL CHECKING. 244
14.8.2 “IN SITU” TESTS. 244
14.8.3 FUNCTIONAL TEST. 244
14.9 LABELING AND PARAMETERS STORAGE. 245
14.10 MANUFACTURE CONTROL FILE. 245
14.11 PRODUCTION REJECTION 245
14.12 BURN-IN. 246

1 INTRODUCTION.

1.1 Description.

The ALICE dimuon arm is, for the main parts, composed of several absorbers for decreasing the charged hadrons flux going through the detectors, of a trigger system, of a dipole and of a tracking system. The electronics part of this last one is the subject of this PRR (**P**roduction **R**eadiness **R**eview).

The tracking system is composed of five stations with two chambers for each of them. The chamber diameter varies between 180 cm for the first one and 510 cm for the last one.

The choice has been done to use « pad » chambers, with the pad sizes adjusted following two criteria. The first one is that the maximum occupation rate (value defined as the ratio between the number of hit pads and the overall number of pads in a detector) remains below 5 10^{-2} and the second one is the minimization of the electronics channel number. That means that by sizes varying between 4.2x6.3 mm^2 for the smallest one in the first station up to 100x5 mm^2 for the largest pads (in the magnet bending plane) of the last station. In each chamber the coordinate in the magnet bending plane is given by one of the cathode plane, the second one giving the position in the other plane. Then there are 20 sensitive planes in the tracking system corresponding to about 1.1 10^6 electronics channels. The distribution of the channels on the stations is summarized on
Table 1.1 together with the number of electronics components which will be describe below.

	Pads	MANAS	MANU	Patch Buses
Station 1	230 400	14400	3600	192
Station 2	225 280	14 080	3 520	192
Station 3	157 184	9 824	2 456	112
Station 4	220 160	13 760	3 440	176
Station 5	243 200	15 200	3 800	200
Total	1 076 224	67 264	16 816	872

Table 1.1 : Distribution of the electronics on the different stations

1.2 Requirements.

- Front End Electronics

In order to achieve good spatial resolutions (<100 μm) with this detector type, it is mandatory to:

- minimize the electronics noise of every channel. The level of this noise should not be higher than about 5. 10^{-3} of the total charge measured in a cluster. This corresponds to typical values of the order of 1000 to 2000 electrons. This constraint has important consequences on the electromagnetic compatibility of the whole electronics equipment.
- perform relative calibrations of the different channels with accuracies of the order of 1 to 2%. The absolute calibration is less important because the energy losses information is not used during the data treatment.

In case of one component failure, the operation security of the FEE is not compatible with readout chains comprising a large number of channels. The architecture has to include an important modularity.

- Readout

The main constraints of this system can be summarized in a very large particle flux for every collision (several hundred of charged particles) but with a rather low frequency (about 8000 evts/second minimum bias for lead beams, value decreased down 600 evts/s after the cuts introduced by the dimuon trigger). In the operational mode proton-proton, the collision frequency will be larger by several orders of magnitude (~1 000 000 Hz for a luminosity of 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$, value decreased to 20Hz by the dimuon trigger).

	Pb-Pb	Ca-Ca	pp
Luminosité (cm^{-2} s^{-1})	10^{27}	10^{29}	10^{30}
Minimum bias	8 000	3.10^5	10^5
σ_{tot}(b)	8	3	0.1

Collision rates

P_t > 1 GeV/c (Hz)	~ 600	~ 1000	~2
P_t > 2.3 GeV/c (Hz)	~20	~20	~0.05

Unlike sign $\mu^+\mu^-$ rates at level 1 (Minimum bias)

M> 2.5 GeV (Hz)	~100	~200	~2
M > 5 GeV (Hz)	~5	~5	~0.05

Unlike sign $\mu^+\mu^-$ rates at level 1 (Minimum bias)

	Pb-Pb	Ca-Ca	pp
Luminosité (cm^{-2} s^{-1})	10^{27}	10^{29}	10^{30}
Minimum bias	8 000	3.10^5	10^5
σ_{tot}(b)	8	3	0.1
Collision rates			
P_t > 1 GeV/c (Hz)	~ 600	~ 1000	~2
P_t > 2.3 GeV/c (Hz)	~20	~20	~0.05
Unlike sign $\mu^+\mu^-$ rates at level 1 (Minimum bias)			
M> 2.5 GeV (Hz)	~100	~200	~2
M > 5 GeV (Hz)	~5	~5	~0.05
Unlike sign $\mu^+\mu^-$ rates at level 1 (Minimum bias)			

Table 1.2 : Trigger rates

The counting rates for the different experimental conditions are summarized in Table 1.2. A rough estimation of the typical information number to read in the case of a “mean” collision gives about 150 kB distributed in the five stations.

Using a safety factor of 2, the electronics will have to handle an acquisition rate of 1200 evts/s for the lead beams and of 2000 evts/s for the high intensity Ca beams.

Considering as acceptable a loss of 10% of the counting rate due to the dead time of the electronics, an acquisition time of the order of, respectively, 83 and 50 μs for the beams of lead and Ca should be achieved.

1.3 Choice of the architecture.

The overall architecture is illustrated in Figure 1.1.

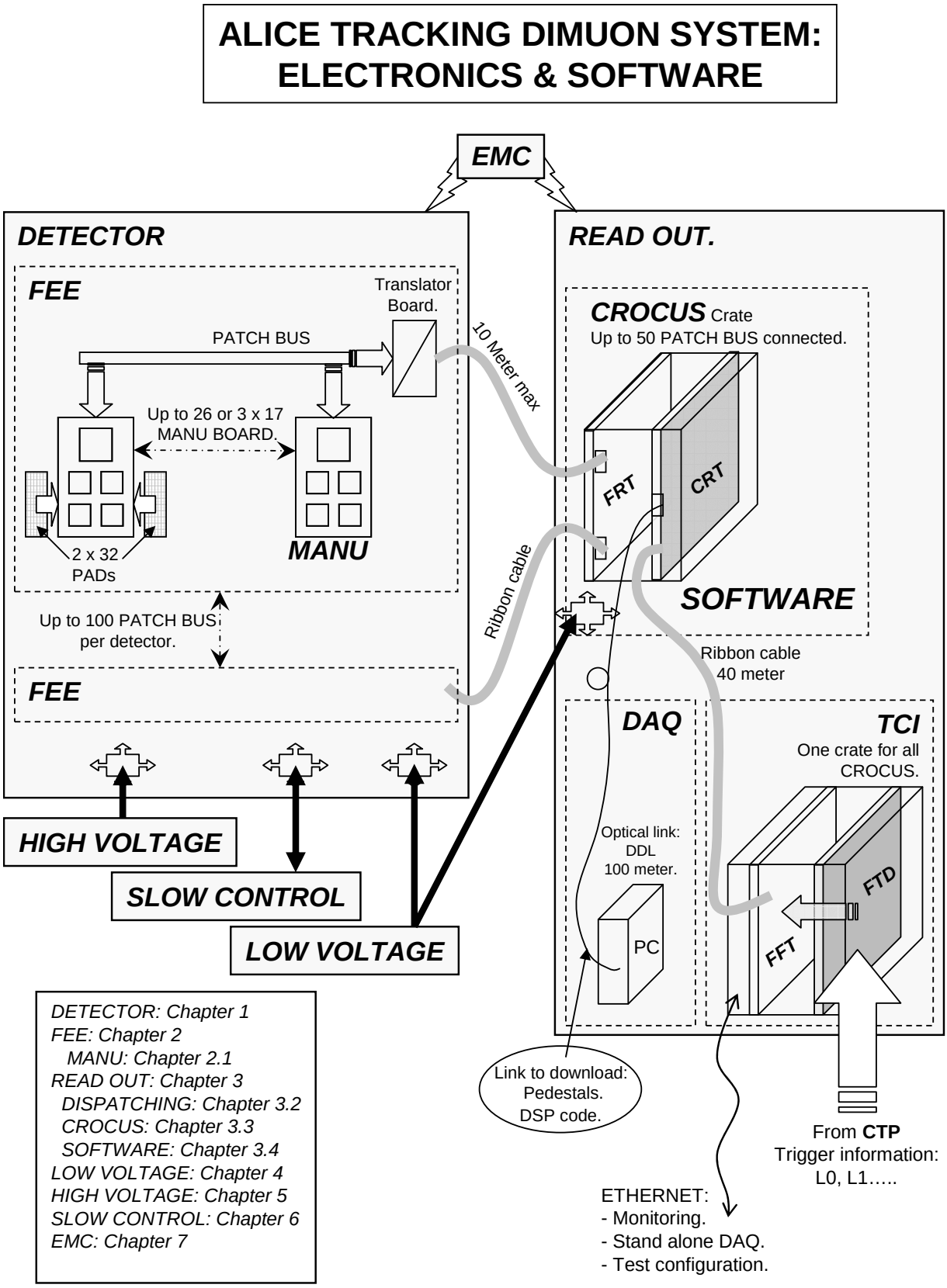


Figure 1.1 : electronics and software architecture

2 FEE : MANU Readout Boards

2.1 MAnas NUmérique

The MANU boards were studied for the read-out of the ALICE dimuon tracking chambers. This daughter board does the analog and digital treatment of 64 channels, treating in parallel 2 x 32 channels (Figure 2.1).

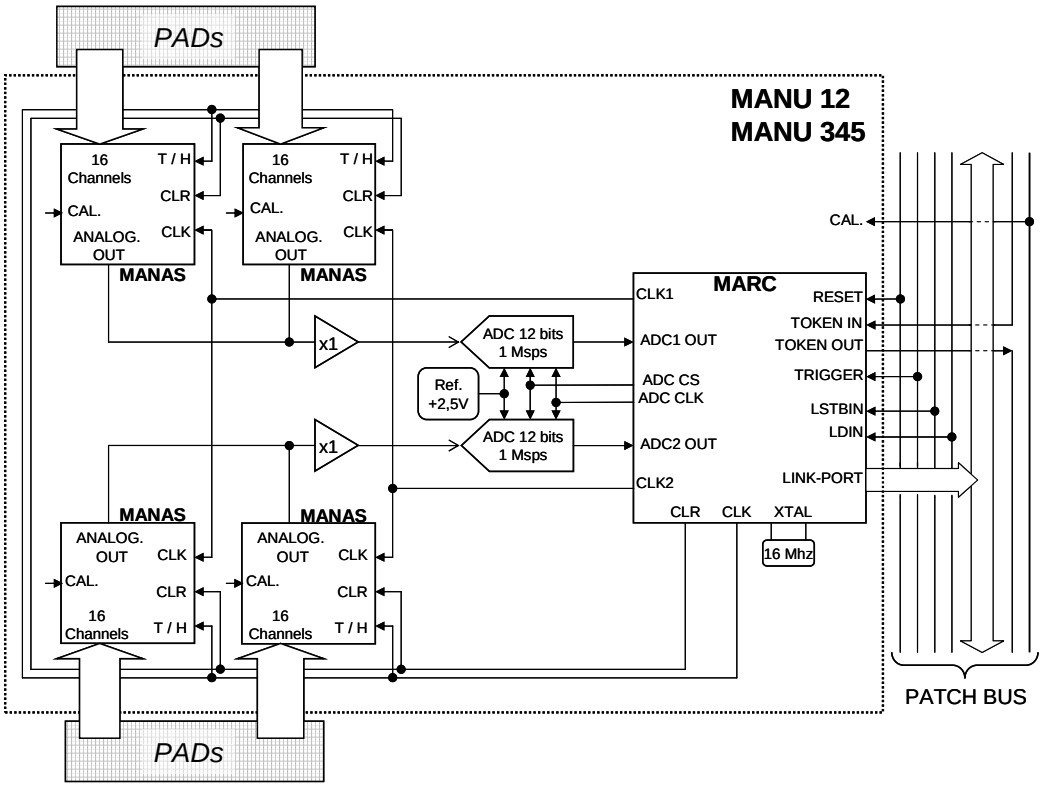


Figure 2.1 : MANU figure.

Two types of boards were built MANU 12 (Figure 2.2) and MANU 345 (Figure 2.3). They have the same functionalities but have different designs due to geometrical constrains in CPC stations 12 and stations 345.

The MANU boards are on the detector and connected to the cathode plane by a Kapton ribbon cable and a 80 points connector for the MANU12 and directly on the PCB cathode with a 100 points connector for the MANU345.