

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD–LYON 1

pour l'obtention

du **DIPLÔME DE DOCTORAT**
(arrêté du 25 avril 2002)

par

Benjamin RAPP

Titre de la thèse :

Production de dimuons en réactions p-p et Pb-Pb avec ALICE : le détecteur V0 et les résonances de basse masse

Soutenue le 18 Juin 2004 devant la commission d'examen

M.	G.	CHANFRAY	
M.	P.	DUPIEUX	Rapporteur
M.	J.J.	GAARDHØJE	
M.	J-Y.	GROSSIORD	Directeur de thèse
M.	B.	ILLE	Président
M.	A.	MORSCH	Rapporteur

Résumé

Les collisions d'ions lourds ultra relativistes permettent, grâce à la haute densité d'énergie atteinte, de produire un nouvel état de la matière où les quarks ne sont plus confinés à l'intérieur des nucléons. Cet état, appelé Plasma de Quarks et de Gluons sera étudié par l'expérience ALICE située auprès du collisionneur LHC du CERN.

Dans cette thèse est décrit le détecteur V0, hodoscopes de scintillateurs situés de part et d'autre du point de collision des faisceaux au centre de l'expérience ALICE. Il joue un rôle essentiel dans ALICE. Il fournit le déclenchement de niveau 0 de l'expérience, filtre une grande partie du bruit de fond instrumental et permet de mesurer la luminosité en collisions proton-proton. Le développement de ce détecteur ainsi que ses performances sont détaillés.

La physique des dimuons est aussi abordée dans le cas plus particulier de l'étude des résonances de basse masse. La région de masse invariante inférieure à $3 \text{ GeV}/c^2$ contient une importante information sur le milieu chaud et/ou dense créé lors des collisions d'ions lourds. La modification des propriétés des résonances ρ^0 , ω et ϕ^0 est un signal potentiel de la restauration de la symétrie chirale. La possibilité d'observer ces résonances dans leur voie de désintégration en paires de muons est évaluée en collisions p-p et Pb-Pb avec le spectromètre dimuon d'ALICE.

Mots—Clés

CERN – LHC – ALICE – QGP – Dimuons – Résonances de basse masse – V0.

Abstract

Dimuon production in p-p and Pb-Pb reactions with ALICE : V0 detector and low mass resonances

Ultra-relativistic heavy ion collisions will create, by highly compressing nuclei, a new state of matter in which quarks are not bound any more but freed from their confines within nucleons. This form of matter called quark-gluon plasma or QGP will be studied with the ALICE experiment at the CERN LHC.

This work describes the V0 detector which is composed of two scintillator hodoscopes located in either sides of the beam collision point in the center of the ALICE detector. The V0 detector plays a major role in ALICE. It provides the level 0 trigger of the experiment, it eliminates most of the instrumental background. It measures the luminosity in proton-proton collisions. The detector design and performance are detailed.

Dimuon physics is then investigated by studying low-mass resonances. Indeed the invariant mass region below $3 \text{ GeV}/c^2$ provides important information about the hot and dense matter created in ultrarelativistic heavy ion collisions. The features of the low-mass resonance ρ^0 , ω and ϕ^0 and their possible modifications might be a consequence of the restoration of chiral symmetry and therefore be interpreted as a signature for the formation of the new state of matter, the Quark Gluon Plasma. The capability of observing these resonances in p-p and Pb-Pb modes using the ALICE dimuon spectrometer, via their muon pair decays, is estimated.

Key–Words

CERN – LHC – ALICE – QGP – Dimuons – Low mass resonances – V0.

Remerciements

Je remercie M. B. Ille, Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui a présidé le jury de cette thèse.

Je remercie MM. A. Morsch et P. Dupieux qui ont acceptés d'être les rapporteurs de ce travail ainsi que MM. G. Chanfray et J.J. Gaardhøje qui m'ont fait l'honneur de faire partie du jury.

Je remercie tout particulièrement M. J-Y. Grossiord de m'avoir accueilli dans le groupe ALICE et d'avoir dirigé mon travail de recherche.

Mes remerciements vont également aux membres du groupe ALICE/NA60 qui sont B. Cheynis, L. Ducroux, A. Guichard, P. Pillot et R. Tieulent.

Je tiens à remercier au sein de l'institut le groupe Matière Nucléaire qui m'a accueilli à sa table tous les midi mais aussi à la scéance quotidienne de détente collective lors de la pause méridienne, et plus particulièrement Olivier Stézowski.

C'est tout naturellement que je remercie mes compagnons (et adversaires acharnés) à XBLAST et la "Dream team" de mon année de DEA : Yann Cobigo, Christophe Lemaner, Peez Matti et Aurelien Prevost.

Je remercie enfin Arul Selvi ainsi que mes parents qui m'ont soutenu à tous les instants depuis de nombreuses années.

Table des matières

Introduction	1
1 Physique du plasma de quarks et de gluons et des résonances de basse masse	3
1.1 Introduction	3
1.2 Chromodynamique quantique	4
1.2.1 Lagrangien de QCD	4
1.2.2 Constante de couplage et liberté asymptotique	5
1.2.3 Symétries de la chromodynamique quantique	6
1.3 Paramètre d'ordre de la Symétrie Chirale	7
1.3.1 Condensats dans le vide	7
1.3.2 Condensats dans un milieu dense et chaud	8
1.4 Collisions d'ions lourds et création du plasma de quarks et gluons	8
1.5 Signatures expérimentales du plasma de quarks et de gluons	10
1.6 Production de leptons lors des collisions d'ions lourds	12
1.6.1 Production de dileptons dans le plasma de quarks et gluons	12
1.6.2 Processus Drell-Yan	12
1.6.3 Désintégration semi-leptonique des mésons beaux et mésons charmés	13
1.6.4 Désintégration des pions et kaons	13
1.6.5 Désintégration des résonances J/ψ et ψ'	13
1.6.6 Production de leptons au LHC	14
1.7 Mésons vecteurs dans un milieu dense et chaud	14
1.7.1 Règles de somme de QCD à température finie	15
1.8 Désintégration dileptonique des mésons vecteurs ρ , ω et ϕ	18
1.9 Résultats obtenus dans les expériences au SPS sur les basses masses	20
1.9.1 Expérience NA50	20
1.9.2 Expérience CERES	20
2 Le LHC et l'expérience ALICE	25
2.1 Le collisionneur LHC	25
2.1.1 Collisions proton-proton	26
2.1.2 Collisions d'ions lourds	26
2.2 L'expérience ALICE	27
2.2.1 Présentation générale des sous-détecteurs	28
2.2.2 Spectromètre dimuon	33
2.2.3 Système de déclenchement et acquisition de données	38
3 Le Détecteur V0	43
3.1 Introduction	43
3.2 Description générale	43
3.3 Compteur élémentaire	45
3.4 Conditions expérimentales des tests	47
3.4.1 Banc de tests	47

3.4.2	Calibration des photo-multiplificateurs	48
3.4.3	Géométrie des éléments testés	49
3.5	Résultats	50
3.5.1	Observations générales issues de tests en 2001-2002	50
3.5.2	Résultats des tests de 2003	51
3.5.3	Résultats des tests de 2004	62
3.5.4	Conclusion	63
4	Performances du V0 : simulation et optimisation	67
4.1	Introduction	67
4.2	Simulation du V0 avec AliRooT	67
4.3	Bruit de fond dû à la production de particules secondaires	68
4.4	Efficacité de déclenchement	71
4.5	Multiplicité en réaction p-p	73
4.6	Multiplicité en réaction Pb-Pb	76
4.7	Bruit de fond p-gaz	77
4.7.1	Halo de bruit de fond	77
4.7.2	Bruit de fond p-gaz proche	79
4.8	Bruit de fond p-gaz en physique "minimum-bias"	80
4.9	Bruit de fond p-gaz en physique des dimuons	85
4.10	Conclusion	89
5	Mesure de la Luminosité dans l'expérience ALICE	93
5.1	Introduction	93
5.2	Méthodes de mesure et de suivi de la luminosité	93
5.2.1	Détermination de la luminosité à partir des paramètres des faisceaux	93
5.2.2	Détermination de la luminosité à partir d'un processus bien connu	94
5.2.3	Détermination absolue de la luminosité avec le théorème optique	94
5.2.4	Mesure relative de la luminosité à partir du taux d'interaction pp	95
5.3	Résultats des simulations	95
5.4	Sources d'erreur sur la mesure de la luminosité	100
6	Etude des résonances de basse masse dans ALICE	105
6.1	Introduction	105
6.2	Collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV et performances du spectromètre	105
6.2.1	Sections efficaces de production	105
6.2.2	Acceptance géométrique	106
6.2.3	Efficacité de reconstruction	107
6.2.4	Spectres en masse invariante des résonances de basse masse	111
6.2.5	Bruit de fond physique dans la région des basses masses	111
6.2.6	Spectres en masse invariante	113
6.2.7	Rapport Signal/Bruit	114
6.3	Résultats pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV	116
6.3.1	Acceptance géométrique	116
6.3.2	Efficacité de reconstruction	117
6.4	Résultats pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV	119
6.4.1	Spectres en masse invariante	120

6.4.2	Rapport Signal/Bruit	121
6.5	Conclusion	121
	Conclusion	125

Introduction

Depuis plus de 20 ans, les progrès réalisés dans l'accélération de particules et d'ions lourds, ont permis d'atteindre des énergies sans cesse plus élevées, et ainsi d'explorer de nouveaux états de la matière tel le plasma de quarks et de gluons dont l'existence est l'une des prédictions importantes de la théorie des interactions fortes, la chromodynamique quantique.

Les premières expériences d'ions lourds ont débuté en 1986 à Brookhaven et au SPS du CERN avec des ions légers. Elles se sont poursuivies au CERN en 1994 et au RHIC actuellement avec des systèmes d'ions plus lourds, tels les ions Pb et Au. Le futur collisionneur LHC au CERN permettra d'atteindre en 2007 des énergies encore plus élevées et ainsi de poursuivre, au travers de l'expérience ALICE, l'étude du plasma de quarks et de gluons.

Le travail présenté dans cette thèse a été effectué dans le cadre de cette expérience. Il porte à la fois sur le développement et la simulation instrumentale d'un détecteur, le détecteur V0, et sur la simulation des résonances de basses masses en physique des dimuons.

Le détecteur V0 est un hodoscope de scintillateurs constitué de deux parties situées de part et d'autre du point de collision des faisceaux au centre de l'expérience ALICE. Il joue un rôle essentiel dans cette expérience. Il fournit le déclenchement de niveau 0 de l'expérience, permet de filtrer une grande partie du bruit de fond instrumental et sert à la mesure de la luminosité en collisions proton-proton.

La région de masse invariante inférieure à $3 \text{ GeV}/c^2$ contient une importante information sur le milieu chaud et/ou dense créé lors des collisions d'ions lourds. En particulier, la modification des propriétés des résonances ρ^0 , ω et ϕ^0 est un signal potentiel de la restauration de la symétrie chirale. La possibilité d'observer ces résonances de basse masse en collisions p-p et Pb-Pb, avec le spectromètre dimuon d'ALICE, lors de leur désintégration en paires de muons, est étudiée.

Le premier chapitre donne le cadre théorique de l'étude du plasma de quarks et de gluons, et décrit plus particulièrement la physique des résonances de basse masse.

Le second chapitre décrit brièvement l'accélérateur LHC et donne une description générale du détecteur ALICE et du spectromètre dimuon.

Le troisième chapitre présente les caractéristiques instrumentales du détecteur V0 ainsi que les résultats des tests en laboratoire et sur faisceau.

Le quatrième chapitre est consacré aux simulations et à l'optimisation des performances du détecteur V0 en collision proton-proton. Les résultats obtenus pour l'efficacité de déclenchement et l'étude des différents bruits de fond sont présentés en détail.

Le cinquième chapitre aborde le problème de la mesure de la luminosité en collision proton-proton dans l'expérience ALICE. Une méthode pour mesurer la luminosité intégrée et instantanée avec le détecteur V0 est évaluée.

Enfin, le sixième chapitre est consacré à l'étude des résonances de basse masse, en collision p-p et Pb-Pb, avec le spectromètre dimuon d'ALICE. L'optimisation du taux de comptage pour cette physique est recherchée. L'effet de différentes coupures sur la valeur de l'impulsion transverse des muons est évaluée.

1 Physique du plasma de quarks et de gluons et des résonances de basse masse

Les expériences de collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent d'explorer le diagramme de phase de la matière nucléaire à une température et densité où la théorie des interactions fortes prévoit l'apparition d'un nouvel état de la matière : le plasma de quarks et de gluons. Ce chapitre décrit le cadre théorique de l'étude du plasma de quarks et de gluons, et plus particulièrement les manifestations de la brisure spontanée de la symétrie chirale, et leurs implications sur les résonances de basse masse. Une attention particulière est portée sur l'apport du signal dimuon pour cette problématique de physique.

1.1 Introduction

L'univers se trouvait, durant les premières microsecondes après le Big Bang, sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons, caractérisé par une température et une densité d'énergie très élevées. En se refroidissant et en se détendant, l'univers aurait subi ensuite une transition de phase conduisant les quarks à se confiner dans les hadrons (π^\pm , π^0 , K^\pm , ρ^0 ...). Cette transition entre le plasma de quarks et de gluons et la matière hadronique est prédite par la théorie de la chromodynamique quantique (QCD) pour une température critique de l'ordre de 150 à 200 MeV. La transition de phase est liée, au niveau microscopique, à la forme de l'interaction forte, c'est à dire à l'évolution de la constante de couplage α_S avec l'échelle d'énergie (ou de température), et par conséquent de distance ($L \sim 1/E$). La constante de couplage décroît logarithmiquement lorsque la température augmente. On passe donc, lors de la transition de phase, d'une situation où $\alpha_S \ll 1$ avec des interactions de faible intensité entre quarks qui sont quasiment libres, à une situation où $\alpha_S \gg 1$ à l'échelle des hadrons.

Cette évolution de la constante de couplage est corrélée aux modifications des propriétés du vide de la chromodynamique quantique. A faible densité d'énergie, les propriétés du vide de QCD, sont caractérisées par des valeurs moyennes différentes de zéro de certains opérateurs comme le condensat de quarks $\langle q\bar{q} \rangle$, qui donne la densité de paires quark-antiquark présentes dans le vide de QCD. Cette valeur non nulle du condensat de quarks, est à l'origine des masses effectives importantes des quarks u, d et s dans les hadrons. Lorsque la température ou la densité baryonique augmente, la valeur du condensat de quarks diminue et devient nulle à la limite chirale. C'est la restauration de la symétrie chirale.

Pour étudier expérimentalement les propriétés du vide de QCD, et de l'interaction forte à l'échelle d'énergie de QCD, il faut effectuer le parcours de l'univers depuis le Big Bang en sens inverse. Les collisions d'ions lourds, permettent de créer des systèmes suffisamment chauds et denses pour obtenir un plasma de quarks et de gluons à partir de la matière nucléaire ordinaire. Le premier pas est de mettre en évidence les signatures de la transition de phase hadrons/plasma de quarks et de gluons, pour ensuite étudier les propriétés de cet état de la matière.

1.2 Chromodynamique quantique

1.2.1 Lagrangien de QCD

Dans le modèle standard de la physique des particules, les interactions fortes sont décrites au niveau le plus fondamental par la chromodynamique quantique (QCD), une théorie de jauge locale non Abélienne basée sur le groupe SU(3) de couleur, où les degrés de liberté sont constitués par les quarks et les gluons [1–3]. La dynamique est gouvernée par le Lagrangien de QCD suivant :

$$L_{QCD} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - M^0)\psi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} \quad (1.1)$$

avec le tenseur de champ gluonique donné par

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.2)$$

où A_μ^a représente le champ de jauge de spin 1 avec l'indice de couleur a ($a = 1, \dots, 8$). Le 3^{ème} terme du tenseur de champ apparaît à cause de la nature non Abélienne de la théorie qui autorise le couplage entre gluons (bosons de jauge de la théorie), et donc la possibilité d'interagir entre eux.

La dérivée covariante

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\lambda_a}{2}A_\mu^a \quad (1.3)$$

induit un couplage entre les champs de matière colorés ψ , de N_f saveurs et de spin 1/2, et les champs de jauge A_μ^a (avec λ_a les matrices de Gell-Mann de SU(3)).

Dans le Lagrangien, M^0 est la matrice de masse diagonale des 3 générations de quarks qui sont les paramètres du modèle standard

$$M^0 = \begin{pmatrix} m_u & & & \\ & m_d & & \\ & & m_s & \\ & & & \ddots \end{pmatrix} \quad (1.4)$$

Les principales caractéristiques et les nombres quantiques des 6 quarks de la chromodynamique quantique sont répertoriés dans le tableau 1.1 On voit qu'il est possible de séparer les quarks

TAB. 1.1: Nombres quantiques principaux des 3 générations de quarks de la chromodynamique quantique.

Quark	Charge	Masse	Nombre Baryonique	Isospin
u	+2/3	~ 4 MeV	1/3	+1/2
d	-1/3	~ 7 MeV	1/3	-1/2
c	+2/3	~ 1.5 GeV	1/3	0
s	-1/3	~ 135 MeV	1/3	0
t	+2/3	~ 175 GeV	1/3	0
b	-1/3	~ 5 GeV	1/3	0

selon leur masse en deux groupes, le secteur des quarks légers (up, down, strange) et le secteur des quarks lourds (charm, beauty, top). Cette constatation est importante pour l'étude de la symétrie chirale à la section 1.2.3.

1.2.2 Constante de couplage et liberté asymptotique

La dynamique des charges de couleur décrite par la chromodynamique quantique est vraiment particulière. En effet, l'interaction entre deux charges de couleur est approximativement donnée par une loi de Coulomb à courte distance, avec une faible constante de couplage, due à l'échange d'un gluon. A plus grande distance des boucles de gluons apparaissent (possibilité d'interaction entre gluons) donnant naissance au phénomène d'anti-écranage ou liberté asymptotique.

L'évaluation en QCD perturbative des diagrammes de Feynman correspondant à la propagation de quarks et gluons, fait apparaître des boucles de quarks et gluons conduisant à des intégrales divergentes. Ces divergences, peuvent être régularisées par une procédure de renormalisation où l'on identifie les quantités infinies pour les absorber dans la redéfinition des quantités observables telles la constante de couplage ou la masse.

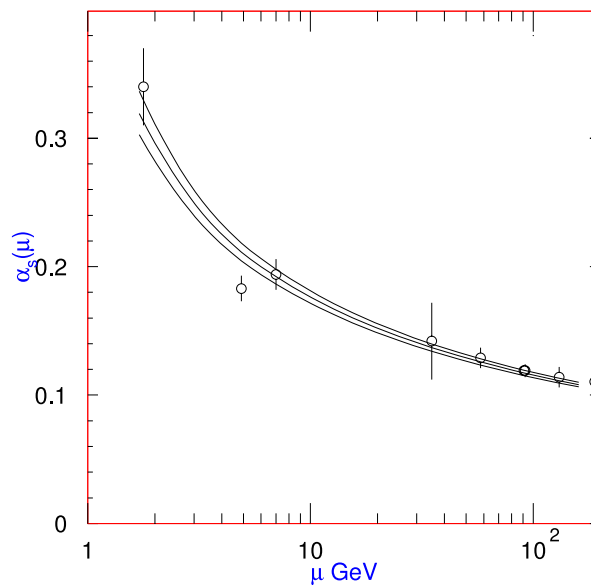


FIG. 1.1: Evolution de la constante de couplage de la chromodynamique quantique en fonction de l'échelle d'énergie (figure tirée de la référence [4]). Les points sont les mesures expérimentales disponibles actuellement.

En particulier, les contributions gluoniques induisent une dépendance de la constante de couplage $\alpha_S(\mu)$ de QCD avec l'échelle d'énergie μ , donnée par une équation différentielle, appelée équation du groupe de renormalisation :

$$\frac{d}{d \ln(\mu^2)} \frac{\alpha_S(\mu)}{\pi} = \beta(\alpha_S(\mu)) = -\beta_0 \left(\frac{\alpha_S(\mu)}{\pi} \right)^2 - \beta_1 \left(\frac{\alpha_S(\mu)}{\pi} \right)^3 + \dots \quad (1.5)$$

La résolution de cette équation différentielle, approximée à l'ordre d'une boucle, donne l'évolution de la constante de couplage mobile de QCD en fonction de l'échelle d'énergie μ :

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{b \ln(\mu^2/\Lambda^2)}, \quad b = \frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}N_f \quad (1.6)$$

Les résultats expérimentaux sont en accord avec cette évolution de la constante de couplage de QCD (voir figure 1.1).

1.2.3 Symétries de la chromodynamique quantique

La structure des mésons de basse masse englobant le secteur des quarks légers (u,d,s) est largement déterminée par la symétrie chirale et sa brisure dynamique dans le vide physique. En plus de l'invariance sous les transformations locales du groupe de couleur $SU(3)_{color}$, et de la symétrie globale de charge $U(1)$ responsable de la conservation du nombre baryonique, le Lagrangien de la chromodynamique quantique possède des symétries additionnelles pour des masses de quarks tendant vers zéro. Dans cette limite, justifiée par la faible masse des quarks up, down et strange, la théorie est invariante sous les transformations globales - vectorielles et axial-vectorielles - du groupe $SU(3)$ de saveur :

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha_V \frac{\lambda_i}{2}} \psi, \quad \psi \rightarrow e^{-i\alpha_A \frac{\lambda_i}{2} \gamma_5} \psi \quad (1.7)$$

avec $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

Découlant du théorème de Noether (à chaque symétrie continue du Lagrangien est associé un courant conservé, et donc des charges conservées qui commutent avec le Hamiltonien du système), on a les courants conservés suivants :

$$j_{V,i}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda_i}{2} \psi, \quad j_{A,i}^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\lambda_i}{2} \psi \quad (1.8)$$

et donc les charges conservées commutant avec le Hamiltonien de QCD :

$$Q_i^V = \int d^3x \psi^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi, \quad Q_i^A = \int d^3x \psi^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \gamma_5 \psi \quad (1.9)$$

On choisit de décomposer les champs de quarks en composantes de chiralité gauche et droite, $\psi_{L,R} = \frac{1}{2}(1 \mp \gamma_5)\psi$. En effet pour des fermions de masse nulle, chiralité et hélicité sont confondues. On peut donc découpler les projections de chiralité gauche et droite. Le Lagrangien prend alors la forme :

$$L_{QCD} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu D_\mu \psi_R - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - (\bar{\psi}_L M^0 \psi_R + \bar{\psi}_R M^0 \psi_L) \quad (1.10)$$

et les transformations sous le groupe $SU(3)$ de saveur deviennent alors :

$$\psi_L \rightarrow e^{-i\alpha_L^i \frac{\lambda_i}{2}} \psi_L, \quad \psi_R \rightarrow \psi_R \quad (1.11)$$

$$\psi_R \rightarrow e^{-i\alpha_R^i \frac{\lambda_i}{2}} \psi_R, \quad \psi_L \rightarrow \psi_L \quad (1.12)$$

Dans la limite de la masse nulle des quarks légers, justifiée expérimentalement par la constatation suivante :

$$m_q(\Lambda_{Hadron}) \ll M_\rho, M_\omega \cdots \sim 1 \text{ GeV}, \quad q = u, d, s \quad (1.13)$$

il est possible de traiter les masses des quarks légers comme des perturbations au Lagrangien (limite chirale). On voit apparaître alors une nouvelle symétrie du Lagrangien dans l'espace de saveur, la symétrie chirale $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$.

Les charges conservées associées sont :

$$Q_i^L = \int d^3x \psi_L^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi_L = \frac{1}{2}(Q_i^V - Q_i^A) \quad (1.14)$$

$$Q_i^R = \int d^3x \psi_R^\dagger \frac{\lambda_i}{2} \psi_R = \frac{1}{2}(Q_i^V + Q_i^A) \quad (1.15)$$

On peut montrer que même si ces charges commutent avec le Hamiltonien, elles ne laissent pas invariant le vide de QCD :

$$[Q, H] = 0 \quad \text{et} \quad Q|0\rangle \neq 0 \quad (1.16)$$

Ceci correspond à une symétrie brisée spontanément de type Goldstone. Le théorème de Goldstone affirme que pour toute charge conservée associée à une symétrie globale continue, qui ne laisse pas le vide invariant, il apparaît dans le spectre de la théorie une particule de masse nulle appelée boson de Goldstone.

On identifie les bosons de Goldstone à l'octet des mésons les plus légers π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 , \bar{K}^0 , η . Les masses de ces particules ne sont pas nulles car dans le monde réel les masses des quarks sont faibles mais pas égales à zéro. La symétrie chirale est une symétrie approchée.

En plus de la symétrie chirale, toujours dans la limite des masses de quarks nulles, le Lagrangien de QCD est invariant sous les transformations globales (axiales) $U(1)_A$:

$$\psi \rightarrow e^{-i\alpha\gamma_5}\psi \quad (1.17)$$

Finalement la chromodynamique quantique est symétrique sous le groupe $SU(3)_L \otimes SU(3)_R \otimes U(1)_A$, qui implique la conservation des courants baryoniques, vectoriels et axial-vectoriels.

1.3 Paramètre d'ordre de la Symétrie Chirale

1.3.1 Condensats dans le vide

Il est utile de définir comme en physique statistique, des quantités observables, dont l'évolution permet de détecter une transition de phase, par exemple la transition de phase associée à la brisure spontanée de la symétrie chirale. Si en physique statistique on s'intéresse à la valeur moyenne de l'aimantation spontanée sur le vide, on peut de même définir un paramètre d'ordre de la symétrie chirale pour QCD. Une valeur non nulle d'un paramètre d'ordre signale avec certitude une brisure spontanée de symétrie. L'exemple le plus simple est le condensat de quarks de dimension 3 ($[\psi] = L^{-3/2}$), qui décrit la densité de paires $q\bar{q}$ dans le vide de QCD :

$$\langle \bar{q}q \rangle_0 = \langle 0 | \bar{u}u | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{d}d | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{s}s | 0 \rangle \quad (1.18)$$

Dans le vide physique les quarks et gluons se condensent donnant lieu à une valeur moyenne non nulle des condensats de quarks et gluons. Le fait que $\langle \bar{q}q \rangle_0 \neq 0$, est à l'origine par exemple de la masse effective importante des quarks u, d, s dans les hadrons, la relation de Gell-Oaks-Renner permet de relier la valeur microscopique de ce condensat de quarks à des valeurs macroscopiques observables telles que la masse et la constante de désintégration du pion [5] :

$$m_\pi^2 f_\pi^2 = -2m_q \langle \bar{q}q \rangle_0 \quad (1.19)$$

On peut alors en déduire la valeur du condensat $\langle \bar{q}q \rangle_0 = -(245 \text{ MeV})^3$ dans le vide de QCD.

1.3.2 Condensats dans un milieu dense et chaud

On peut s'intéresser également à la valeur du condensat de quarks dans un milieu dense et chaud. Les résultats des simulations numériques sur réseau, ainsi que des modèles théoriques, prédisent alors une diminution de la valeur du condensat de quarks avec l'augmentation de la température et/ou de la densité. On peut interpréter cela comme une restauration de la symétrie chirale. Ainsi, on a la dépendance suivante en température du condensat [5] à la limite chirale à l'ordre T^4 , pour des températures faibles (< 150 MeV) :

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle_T}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{T^2}{8f_\pi^2} - \frac{T^4}{384f_\pi^4} \quad (1.20)$$

L'évolution du condensat quark-antiquark obtenue à partir de calculs QCD sur réseau [6] est montrée figure 1.2. On voit que la transition de phase apparaît autour de 150-200 MeV.

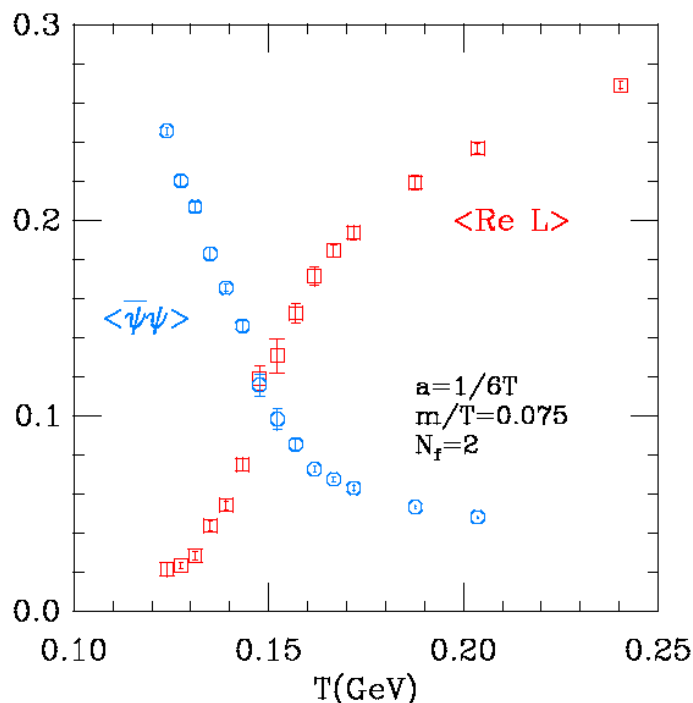


FIG. 1.2: Dépendance du condensat quark-antiquark $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ (paramètre d'ordre de la symétrie chirale) avec la température du milieu (cercles). La quantité $\langle \text{Re } L \rangle$ est le paramètre d'ordre du déconfinement. Figure tirée de la référence [6].

1.4 Collisions d'ions lourds et création du plasma de quarks et gluons

Lors de collisions d'ions lourds à haute énergie, les noyaux dont les dimensions longitudinales sont contractées (contraction de Lorentz) entrent en collision et se traversent laissant derrière eux une région centrale fortement excitée, pratiquement dépourvue de nucléons. C'est dans cette région que peut se former le plasma de quarks et de gluons si la densité d'énergie

est assez élevée et si la température dépasse la température de déconfinement de 150 à 200 MeV. Les collisions les plus centrales (faible paramètre d'impact) permettent d'obtenir les densités d'énergie les plus élevées. La densité d'énergie ϵ atteinte dans le système en collision est proportionnelle à $\ln(\sqrt{s})$ et au numéro atomique $A^{1/3}$ des ions. Les densités d'énergie et les températures correspondantes sont indiquées (tableau 1.2) pour plusieurs énergies que fournissent divers accélérateurs ou collisionneurs.

TAB. 1.2: Densité d'énergie et température atteintes pour plusieurs accélérateurs.

Accélérateur	AGS	SPS	RHIC	LHC
\sqrt{s} (GeV/NN)	4	17	200	5500
ϵ (GeV/fm ³)	0.8	2.5	5	10
T (MeV)	150	190	230	260

La différence entre les distributions en rapidité des baryons et anti-baryons obtenues expérimentalement, donne accès à la différence entre le nombre de quarks et le nombre d'antiquarks présents dans le système, et permet alors de mesurer son potentiel chimique μ_B et sa densité ρ_B . La température du système est extraite des distributions en masse transverse des divers hadrons au "freeze out". Avec ces mesures, il est possible de situer les conditions thermodynamiques obtenues lors des expériences sur le diagramme de phase de la matière nucléaire. La figure 1.3 montre un tel diagramme, où les résultats obtenus par le SPS, AGS et SIS sont montrés dans le plan température-potentiel chimique.

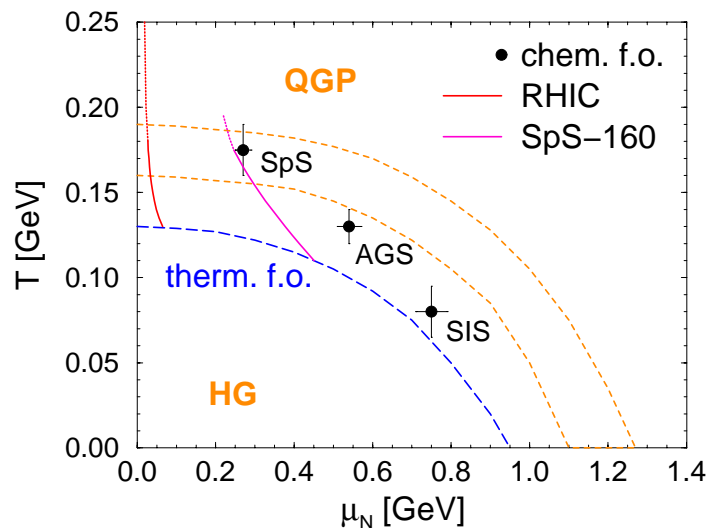


FIG. 1.3: Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température/potentiel chimique [7].

Pour schématiser l'évolution du plasma de quarks et de gluons, on se limite généralement à considérer son expansion longitudinale (suivant l'axe des noyaux incidents) en fonction du temps dans le référentiel du laboratoire. Les noyaux entrent en collision au temps zéro. Après une période de pré-équilibre de 1 fm/c conduisant à un système thermalisé de très petite dimension (quelque fm³), le plasma peut se former. Le plasma se refroidit ensuite et subit une forte

expansion hydrodynamique avant de se transformer progressivement en gaz hadronique quand la température critique est atteinte, si la transition de phase est du premier ordre.. Après une période de 10 à 20 fm/c où les deux phases coexistent, le système évolue vers un gaz de hadrons libres sans interactions mutuelles, c'est le "freeze out". Les différentes étapes de la collision sont schématisées figure 1.4

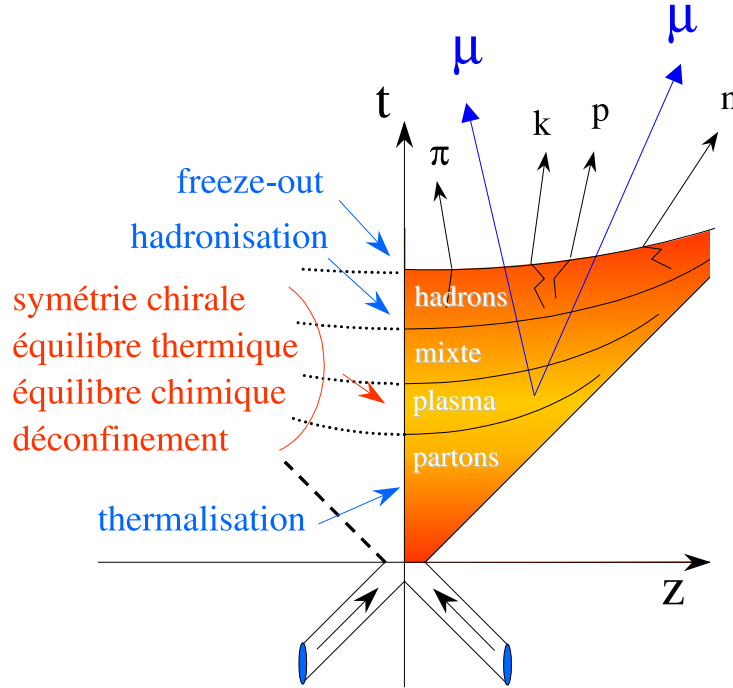


FIG. 1.4: Les différentes étapes spatio-temporelles d'une collision d'ions lourds.

Les résonances de basse masse qui ont une durée de vie inférieure au temps de "freeze out" ($c\tau = 1.3$ fm pour le méson ρ^0), se désintègrent en dileptons avant la fin de la phase de gaz hadronique. Ainsi les dileptons émis véhiculent l'information sur les modifications des propriétés des résonances avant leur désintégration, au sein du gaz hadronique et éventuellement du plasma de quarks et de gluons.

1.5 Signatures expérimentales du plasma de quarks et de gluons

Plusieurs signatures de la formation du plasma de quarks et de gluons ont été proposées. Ces signatures peuvent être divisées en deux catégories, les signatures hadroniques et celles liées à l'observation des leptons et photons.

Signatures hadroniques

Parmi les observables hadroniques, la plus intéressante est la production d'étrangeté. L'augmentation de l'étrangeté est prédite théoriquement dans le cas de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Dans la matière nucléaire ordinaire, la production de paires $s\bar{s}$ est faible à cause de la masse importante du quark s . Mais dans le plasma, les interactions quark-antiquark

ou la fusion de gluons peuvent produire plus facilement des paires $s\bar{s}$, grâce à la diminution de la masse effective du quark s suite à la restauration de la symétrie chirale. Plusieurs expériences ont mis en évidence une telle augmentation avec le méson ϕ .

Une autre observable, qui a montré son importance récemment, aux expériences STAR et PHENIX à RHIC, est le "jet quenching". Le "jet quenching" est associé à la perte d'énergie plus importante des jets dans un milieu déconfiné que dans un milieu hadronique. La modification du taux de production des jets est alors une signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons

Leptons et photons

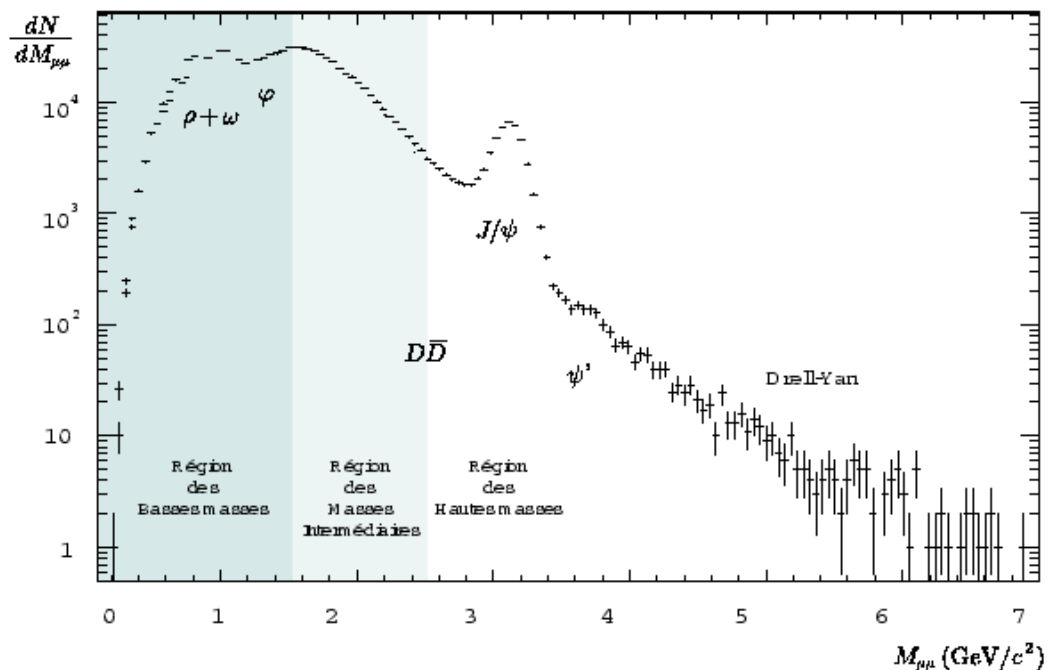


FIG. 1.5: Spectre en masse invariante des paires de dileptons. De 0 à 1.5 GeV/c^2 , la zone des basses masses avec les mésons ρ^0 , ω et ϕ^0 . De 1.5 à 2.5 GeV/c^2 , la zone des masses intermédiaires, sensible à une augmentation des dileptons thermiques. A partir de 2.5 GeV/c^2 , la région des hautes masses avec le J/ψ , ψ' et l' Υ (qui n'est pas visible sur cette figure).

Les leptons, issus de la désintégration de diverses résonances, sont une signature intéressante du plasma de quarks et de gluons, car ils n'interagissent pas par interaction forte avec les composants du gaz hadronique. On utilise la distribution en masse invariante des paires de leptons pour étudier ces signatures (voir figure 1.5).

La disparition progressive du condensat de quarks dans un milieu dense et chaud se traduit selon certains modèles par une diminution de la masse des mésons vecteurs ρ^0 , ω , ϕ^0 et une augmentation de la largeur de ces résonances. Cet aspect sera détaillé dans la section 1.7. Expérimentalement, on pourrait observer dans les collisions d'ions lourds, un excès de dileptons ($\mu^+\mu^-$ ou e^+e^-) dans la région des basses masses ($0 < M_{l+l^-} < 1 \text{ GeV}/c$) par rapport aux mesures faites lors de collisions proton-proton.

Le plasma devrait aussi produire un nombre important de photons. En effet, la création de photons virtuels par annihilation quark-antiquark, et de photons réels par interaction des quarks

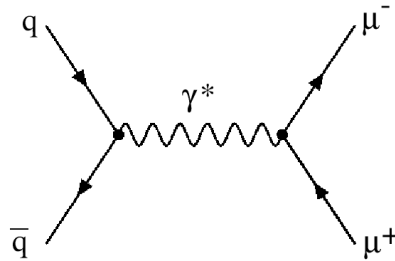
dans le plasma, excède la production de photons dans un gaz de hadrons. La mise en évidence d'un excès est cependant difficile expérimentalement du fait de l'important bruit de fond dû à la désintégration des mésons π^0 , η et de l'annihilation $\pi^+\pi^-$.

De plus, du fait de l'écrantage de la force de couleur dans un plasma (écrantage de Debye), les états liés de quarks charmés $c\bar{c}$ des résonances J/ψ et ψ' devraient disparaître dès que la température dépasse la température critique de la transition de phase (voir section 1.6.5).

1.6 Production de leptons lors des collisions d'ions lourds

1.6.1 Production de dileptons dans le plasma de quarks et gluons

Dans le plasma de quarks et de gluons, l'annihilation d'une paire quark-antiquark peut former un photon virtuel qui se désintègre en une paire lepton-antilepton.



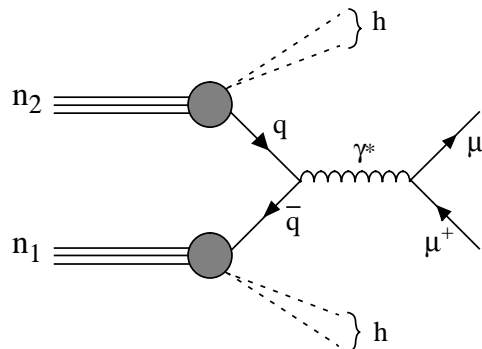
La section efficace de ce processus peut être calculée dans le cadre de la QCD perturbative :

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{e_q}{e} \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2}\right)^{-1/2} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{M^2}} \left(1 + 2\frac{m_q^2 + m_\mu^2}{M^2} + 4\frac{m_q^2 m_\mu^2}{M^4}\right) \quad (1.21)$$

où e_q est la charge du quark, m_q et m_μ les masses du quark et du muon respectivement, α la constante de couplage de QCD et M la masse invariante de la paire de muons produite. Les dileptons ainsi produits au sein du plasma contiennent de l'information sur l'état thermodynamique du milieu au moment de sa formation.

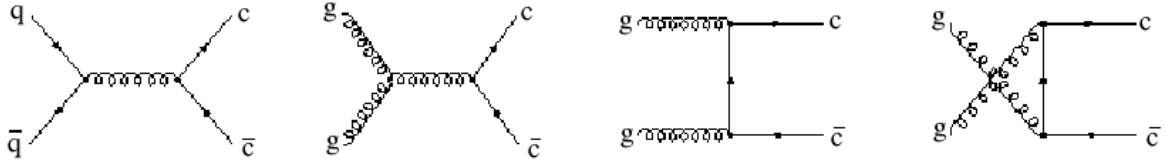
1.6.2 Processus Drell-Yan

Dans le processus Drell-Yan un quark d'un des nucléons interagit avec un anti-quark de l'autre nucléon. L'annihilation des deux quarks forme un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons.



1.6.3 Désintégration semi-leptonique des mésons beaux et mésons charmés

Des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ sont produites lors des collisions nucléon-nucléon par l'annihilation d'un quark d'un nucléon avec l'antiquark d'un autre nucléon, ou bien par fusion de gluons. Les paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produites conduisent à la formation de paires D^+D^- , $D\bar{D}$, B^+B^- et $B\bar{B}$ par fragmentation des quarks et antiquarks.



La désintégration semi-leptonique simultanée ou fortuite des mésons beaux et charmés conduit à la formation de paires lepton-antilepton contribuant au spectre en masse invariante.

$$D^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \quad (1.22)$$

$$D^- \rightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \quad (1.23)$$

Quand une paire de leptons est issue de la désintégration de mésons charmés de la même paire $D\bar{D}$, on parle de paires corrélées. Quand les leptons sont issus de la désintégration de mésons de paires $D\bar{D}$ différentes, on parle de paires décorrélées.

1.6.4 Désintégration des pions et kaons

Les désintégrations décorrélées des mésons π et K , qui sont produits en grande quantité dans les collisions d'ions lourds, contribuent de façon importante au spectre des dileptons. Les π et K se désintègrent en muons selon les processus suivants :

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu \quad (1.24)$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (1.25)$$

1.6.5 Désintégration des résonances J/ψ et ψ'

Le J/ψ est un état lié $c\bar{c}$ découvert en 1974. Il a une masse de $3.097 \text{ GeV}/c^2$ et se désintègre en deux muons avec un rapport d'embranchement de 6%. En 1986, Matsui et Satz [8] ont prédit théoriquement que des résonances de saveurs lourdes telles le J/ψ ou le Υ , ne peuvent se former en présence d'un milieu dense et déconfiné en raison de l'effet d'écrantage de couleur. Une diminution du taux de production des résonances avec l'augmentation de la densité d'énergie doit être observée. Pour observer expérimentalement cette décroissance, il faut disposer d'un processus de référence (la production Drell-Yan dans l'expérience NA50) et d'un modèle d'absorption des résonances par la matière nucléaire.

1.6.6 Production de leptons au LHC

Des travaux théoriques [9] ont permis d'évaluer le nombre de paires de leptons produites au LHC par événement, lors de collisions Pb-Pb centrales à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Les résultats sont résumés dans le tableau 1.3. La production de paires de dileptons corrélés et décorrélés est montrée séparément pour la contribution des mésons charmés.

On voit qu'au LHC, la production de paires de leptons par le processus Drell-Yan est largement inférieure à la production de leptons par désintégration semi-leptonique des mésons charmés et beaux.

TAB. 1.3: Nombre de paires de leptons produites par événement, en collision Pb-Pb centrale, et acceptation dans le spectromètre dimuon d'ALICE.

Source	$N_{l^+l^-}$	Acceptance (%) des paires de muons
$D\bar{D}$ décorrélés	$4.8 \cdot 10^2$	0.12
$D\bar{D}$ corrélés	1.4	0.67
$B\bar{B}$	$2.05 \cdot 10^{-2}$	3.58
Drell-Yan	$6.9 \cdot 10^{-3}$	5.27
$q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$	$1.43 \cdot 10^{-2}$	4.76

1.7 Mésons vecteurs dans un milieu dense et chaud

Les seules particules sensibles à l'interaction forte que l'on peut observer expérimentalement sont les hadrons, états liés de quarks. Afin d'étudier leurs propriétés, on peut tout d'abord s'intéresser au vide de QCD, où l'on injecte une paire $\bar{q}q$, et ensuite voir les modifications induites sur les hadrons par un milieu à densité et température finies. En effet, le condensat de quarks n'étant pas une observable, pour observer la restauration de la symétrie chirale il faut étudier les modifications de propriétés des hadrons.

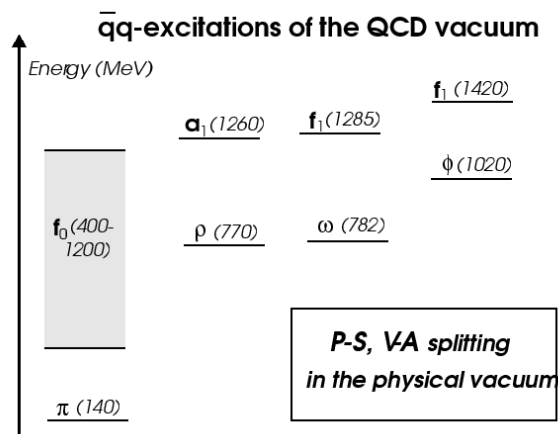


FIG. 1.6: Spectre des mésons vecteurs légers.

Expérimentalement, on observe la distribution en masse invariante des dileptons issus de la désintégration des mésons vecteurs ρ^0 , ω et ϕ^0 . La figure 1.6 montre le spectre des mésons vecteurs légers. Le méson ρ^0 est la première excitation du vide de QCD, suivie des autres résonances.

Les principales caractéristiques des résonances de basse masse sont résumées dans le tableau 1.4. Le ω et le ϕ^0 sont des résonances étroites, alors que le ρ^0 est une résonance large, difficile à observer expérimentalement. Les principaux modes de désintégration présentant deux particules chargées de signe opposé dans l'état final sont aussi reportés. Ces résonances peuvent être étudiées en reconstruisant un spectre en masse invariante à partir de ces paires de particules. Les trois résonances ci-dessus se désintègrent en paires de leptons avec un faible taux d'embranchement. L'insensibilité des leptons aux interactions fortes fait qu'ils sont le principal outil pour l'étude des résonances de basse masse. Néanmoins, le méson ϕ^0 peut être étudié [10] aussi grâce à sa désintégration en K^+K^- . Des résultats ont été obtenus également sur le méson ρ^0 se désintégrant en $\pi^+\pi^-$, ceci afin de mieux connaître les interactions du méson ρ^0 avec la matière hadronique créée lors des collisions d'ions lourds [11]. Ces résultats sont d'importance pour les modèles prédisant une modification des propriétés du méson ρ^0 suite à son interaction dynamique avec la matière environnante (voir section 1.7.1.3).

TAB. 1.4: Principales caractéristiques des résonances de basse masse.

résonance	ρ^0	ω	ϕ^0
masse M (MeV/ c^2)	770	782	1020
largeur Γ (MeV/ c^2)	150	8.4	4.4
$c\tau$ (fm)	1.3	23.4	45
modes de désintégration	$\pi^+\pi^-$ (~ 100 %) $\mu^+\mu^-$ ($4.6 \cdot 10^{-5}$ %) e^+e^- ($4.46 \cdot 10^{-5}$ %)	$\pi^+\pi^-$ (2.21 %) $\mu^+\mu^-$ ($< 1.8 \cdot 10^{-4}$ %) e^+e^- ($7.15 \cdot 10^{-5}$ %)	K^+K^- (49 %) $\mu^+\mu^-$ ($2.48 \cdot 10^{-4}$ %) e^+e^- ($3.09 \cdot 10^{-4}$ %)

Les recherches théoriques portant sur la modification des propriétés des mésons vecteurs dans la matière chaude et dense peuvent être divisées en deux catégories principales :

- une modification de la fonction spectrale des mésons vecteurs dans la matière, en particulier la variation de la masse avec la température et la densité du milieu est l'objet du prochain paragraphe.
- une modification des propriétés des mésons due à leurs interactions dans un gaz hadronique chaud et dense, qui peut être introduite dans la fonction spectrale des mésons.

1.7.1 Règles de somme de QCD à température finie

L'approche la plus fondamentale quant à l'étude des modifications des propriétés des mésons vecteurs directement à partir de la QCD est l'utilisation des règles de somme de QCD à température finie [12–15]. L'idée est d'établir un lien entre les fonctions de corrélation des hadrons et les condensats de quarks et gluons.

1.7.1.1 Mésons vecteurs dans le vide

Pour étudier une paire $\bar{q}q$ dans le vide on utilise les fonctions de corrélation des courants de quarks [16]. Une fonction de corrélation est définie comme la moyenne sur le vide du produit de deux opérateurs pris en des points différents. Par exemple pour le méson ρ :

$$J_\mu = \frac{\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d}{\sqrt{2}} \quad (1.26)$$

La fonction de Green à deux points $\Pi_{\mu\nu}$, correspondant à l'injection de la paire dans le vide, est donnée en fonction du produit chronologique par :

$$\Pi_{\mu\nu} = i \int e^{iqx} d^4x \langle 0 | T \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} | 0 \rangle \quad (1.27)$$

où q est l'impulsion totale de la paire quark-antiquark injectée dans le vide. A cause de la conservation du courant, $\Pi_{\mu\nu}$ est transversal, soit :

$$\Pi_{\mu\nu} = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) \Pi(q^2) \quad (1.28)$$

On définit la densité spectrale (sans dimension) comme :

$$\rho(q^2) = \frac{12\pi}{N_c} \text{Im} \Pi(q^2) \quad (1.29)$$

La densité spectrale comporte toute l'information sur le spectre et la largeur des hadrons. La fonction $\Pi(Q^2)$ (avec $Q^2 = -q^2$) vérifie la relation de dispersion :

$$-\frac{d}{dQ^2} \Pi(Q^2) = \frac{1}{\pi} P \int_0^\infty ds \frac{\text{Im} \Pi(s)}{(s+Q^2)^2} \quad (1.30)$$

Du côté théorique, le produit chronologique des fonctions de corrélation est évalué par le calcul en employant une méthode de développement en produits d'opérateurs :

$$i \int e^{iqx} d^4x T \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} = C_1 \times 1 + C_m : m\bar{q}q : + C_G : G_{\mu\nu}^2 : + \dots \quad (1.31)$$

où C_x sont des coefficients (coefficients de Wilson), $\bar{q}q$ et $G_{\mu\nu}^2$ sont des opérateurs construits à partir des champs de quarks et de gluons respectivement. La nature non perturbative de QCD fait son apparition au moment où l'on prend la valeur moyenne sur le vide des opérateurs pris dans l'ordre normal. En effet, ces valeurs moyennes d'opérateurs sont les condensats de quarks et gluons. Le côté phénoménologique de ce modèle vient du fait qu'il faut disposer d'une paramétrisation de la densité spectrale pour mener à bien le calcul (voir figure 1.7). La densité spectrale peut être schématisée par une fonction δ piquée à la masse du méson ρ suivie d'un continuum représentant ses excitations :

$$\rho(s) = C_1 \delta(s - C_2) + \theta(s - s_0) \quad (1.32)$$

En disposant des valeurs des condensats dans le vide, on peut obtenir les valeurs des paramètres de la fonction spectrale tels que la masse et la largeur de la résonance étudiée. Par exemple, dans la limite où le nombre de couleurs N_c devient très grand, on obtient approximativement la dépendance suivante de la masse du méson ρ avec le condensat de quarks à température nulle [17] :

$$m_\rho^2 \approx \left[\frac{448}{27} \pi^2 \alpha_s \langle \bar{q}q \rangle_0^2 \right]^{1/3} \quad (1.33)$$

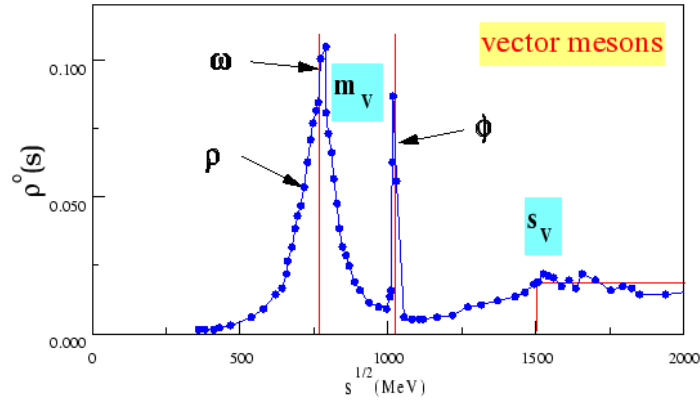


FIG. 1.7: Densité spectrale en fonction de la masse (figure tirée de la référence [18]).

1.7.1.2 Mésons vecteurs à température finie

Si l'on considère un système hadronique à température finie, la fonction de corrélation est modifiée comme suit :

$$\Pi_{\mu\nu} = i \int e^{iqx} d^4x \langle T \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} \rangle_T \quad (1.34)$$

Contrairement au cas précédent, la fonction de corrélation n'est plus uniquement transversale comme dans le vide. En utilisant une paramétrisation phénoménologique de la densité spectrale d'une part et en évaluant perturbativement la fonction de corrélation d'autre part, on obtient une équation qui permet de déterminer la masse modifiée $m_{meson}^*(T)$ en fonction de la valeur des condensats de quarks et gluons à température finie.

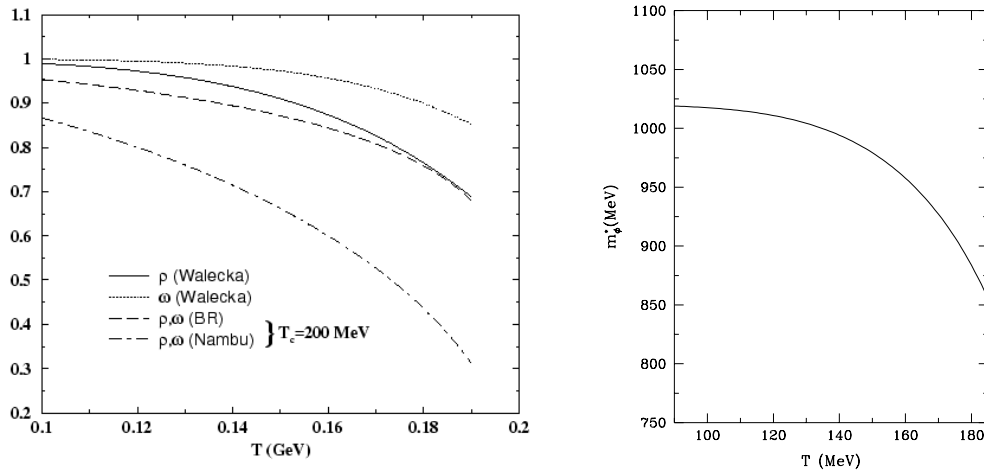


FIG. 1.8: A gauche, l'évolution du rapport masse effective sur la masse des mésons vecteurs ρ et ω pour différents modèles [12]. Le modèle BR (Brown-Rho) utilise la dépendance en température $m^*/m = (1 - T^2/T_c^2)^{1/6}$. A droite la variation de la masse du méson ϕ [19] avec la température du milieu.

Par exemple, pour le méson ρ , la modification de sa masse est principalement dominée par la

valeur du condensat de quarks à la température considérée. On peut extraire alors la dépendance de la masse effective avec la valeur du condensat de quarks à température finie, et donc avec la température du milieu. Sur les figures 1.8 on peut voir les résultats obtenus pour les mésons ρ , ω et ϕ . Pour une température de 180 MeV, on observe une décroissance de la masse effective des mésons ρ et ω de 25%. La masse du méson ϕ décroît d'environ 14% à la même température.

Des résultats similaires peuvent être obtenus en considérant un système à densité finie. Au LHC, le diagramme de phase sera parcouru en "augmentant" la température au-delà de la transition de phase, à une faible densité de la matière nucléaire.

1.7.1.3 Propagateurs des mésons vecteurs dans la matière hadronique

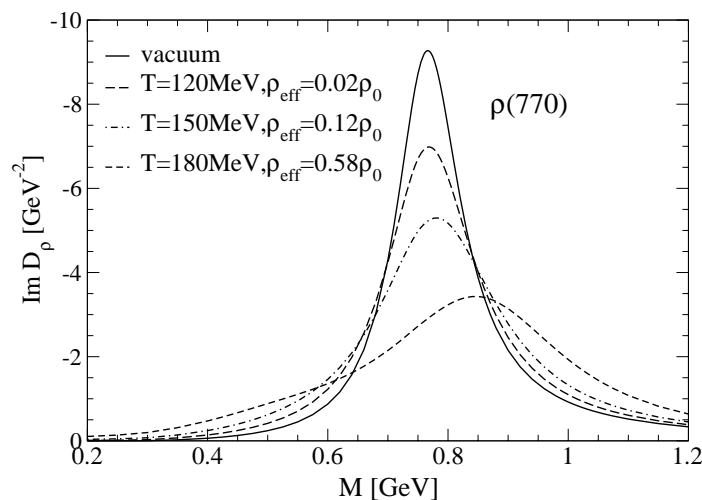


FIG. 1.9: Fonction spectrale du méson ρ dans la matière hadronique [7].

Des calculs théoriques des propagateurs des mésons vecteurs dans un gaz de hadrons chaud et dense ont été effectués [7, 20].

Dans le cas du méson ρ , on a la forme suivante du propagateur exprimé en fonction de la "self" énergie du ρ (la "self" énergie dans le milieu a été obtenue en terme de polarisation de son nuage de pions et d'interactions résonantes avec les autres mésons et baryons présents) à la température T et au potentiel chimique μ_B :

$$D_\rho(M, q; T, \mu_B) = [M^2 - m_\rho^{(0)2} - \Sigma_{\rho\pi\pi} - \Sigma_{\rho M} - \Sigma_{\rho B}]^{-1} \quad (1.35)$$

Pour le ρ on peut calculer la forme de la fonction spectrale (= partie imaginaire du propagateur) dans laquelle sont contenues toutes les propriétés du méson.

1.8 Désintégration dileptonique des mésons vecteurs

ρ , ω et ϕ

On considère la désintégration des résonances dans le canal dileptonique : $\rho, \omega, \phi \rightarrow l^+ l^-$. Les effets de milieu vont modifier le taux d'émission de dileptons. On suppose que la fonction spectrale obtenue avec le modèle décrit section 1.7.1.3 prend la forme schématique d'une

résonance de Breit-Wigner :

$$A_V(q_0) = \frac{1}{\pi} \frac{q_0 \Gamma_V(q_0)}{(q_0^2 - m_V^2)^2 + q_0^2 \Gamma_V(q_0)^2} \quad (1.36)$$

On peut calculer les modifications du taux d'émission de dileptons en disposant d'informations sur la formation des mésons vecteurs lors de la collision d'ions lourds grâce à un modèle de transport. La modification de la masse des mésons vecteurs se reflète par un déplacement du pic en masse invariante des dileptons émis. La masse du méson diminuant, sa probabilité de formation dans une annihilation $\pi\pi$ augmente et par conséquent le taux d'émission de dileptons augmente également. Une modification des spectres en impulsion transverse des dileptons est aussi prédite.

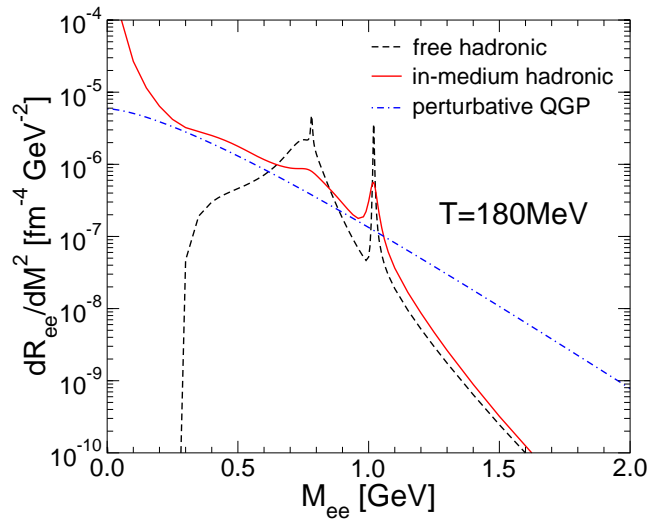


FIG. 1.10: Taux de production de dileptons à $(T, \mu_N) = (180 \text{ MeV}, 27 \text{ MeV})$ [7].

En utilisant le propagateur des mésons, il est possible d'obtenir le taux d'émission de dileptons :

$$\frac{dR_{l+l^-}}{d^4q} = L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}(q_0, \vec{q}, T, \mu_B) \quad (1.37)$$

avec $L_{\mu\nu}$ le tenseur leptonique et $W^{\mu\nu}$ le tenseur hadronique qui contient toute l'information sur le milieu hadronique de température T et de potentiel chimique μ_B . Ce dernier terme est défini par :

$$W^{\mu\nu}(q) = -i \int e^{-iqx} d^4x \langle \langle j^\mu(x) j^\nu(0) \rangle \rangle_T = \frac{-2}{\exp(q_0/T) - 1} \text{Im}(\Pi_{em}^{\mu\nu}(q_0, \vec{q}, T, \mu_B)) \quad (1.38)$$

où $\text{Im}(\Pi_{em}^{\mu\nu})$ est relié à la partie imaginaire du propagateur du méson vecteur de basse masse, c'est à dire dans un régime non perturbatif pour $M < 1.5 \text{ GeV}$. Pour $M > 1.5 \text{ GeV}$ les corrections dues aux effets de milieu peuvent être calculées perturbativement à température finie (processus $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$). Le taux total de dileptons émis dépend aussi de l'évolution du système au cours de la collision. Il faut donc disposer d'un modèle d'évolution de la température et du potentiel chimique au cours du temps.

Un spectre en masse invariante théorique obtenu par cette approche est montré figure 1.10.

1.9 Résultats obtenus dans les expériences au SPS sur les basses masses

1.9.1 Expérience NA50

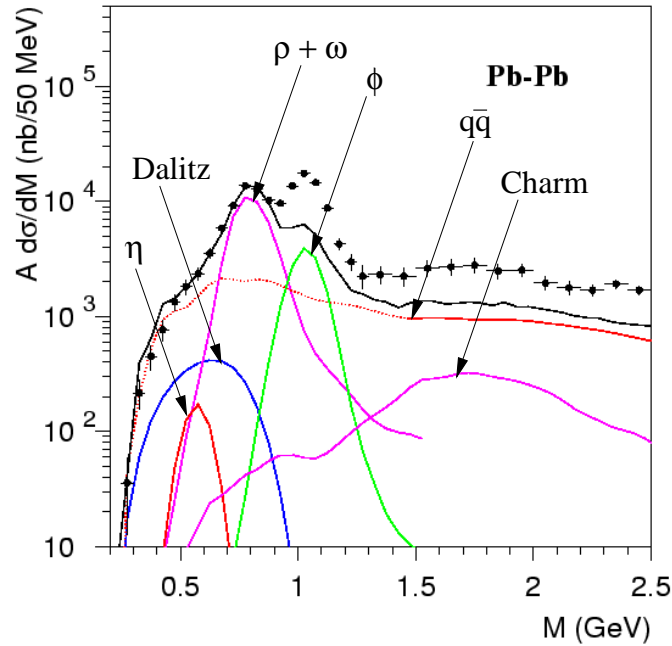


FIG. 1.11: Spectre en masse invariante obtenu par l'expérience NA50 [21].

L'expérience NA50 située sur l'accélérateur SPS au CERN, a étudié les résonances de basse masse en collision Pb-Pb à une énergie de 158 GeV/nucléon [21]. Les résonances ont été observées grâce à leur désintégration en paires de muons. Une distribution en masse invariante est montrée sur la figure 1.11. Aux données expérimentales sont superposées les contributions des différents processus. On observe une augmentation de la production de méson ϕ liée à l'augmentation de l'étrangeté. Par contre, les processus connus représentent correctement le spectre en masse invariante entre 0.3 et 0.8 GeV/c².

1.9.2 Expérience CERES

L'expérience CERES a permis d'étudier également la région des basses masses en collision Pb-Au à 158 GeV/nucléon [22], dans le canal de désintégration en di-électrons.

Les sources hadroniques permettant d'expliquer les données en proton, sous-estiment les données expérimentales en collision Pb-Au. Ces sources sont les désintégrations des résonances vectorielles en di-électrons, et les désintégrations de Dalitz $\eta, \eta' \rightarrow e^+e^-\gamma$ et $\omega \rightarrow e^+e^-\pi^0$. D'autres sources comme l'annihilation $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho^0 \rightarrow e^+e^-$ ont été incorporées. Un excès est visible sur le spectre en masse invariante entre 0.3 GeV/c² et 0.6 GeV/c².

L'examen des spectres en impulsion transverse (figure 1.13) permet d'expliquer l'absence d'excès dans l'expérience NA50 contrairement à CERES. En effet des calculs théoriques montrent clairement que la modification des propriétés des résonances de basse masse est un effet à

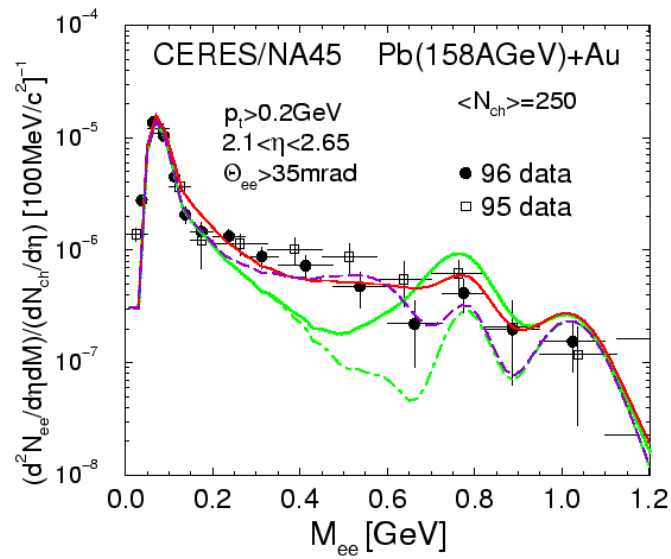


FIG. 1.12: Spectre en masse invariante obtenu par l'expérience CERES [22].

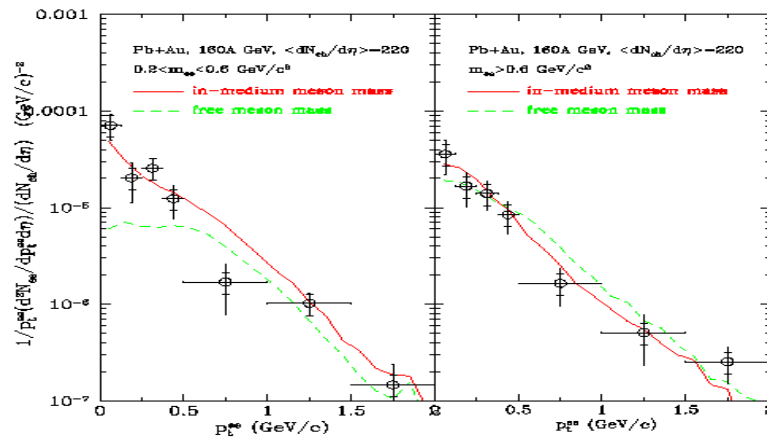


FIG. 1.13: Spectres en impulsion transverse de la paire e^+e^- , pour deux tranches en masse invariante.

basse impulsion transverse. La faible valeur de la coupure en p_T de l'expérience CERES (0.2 GeV/c) favorise donc l'observation d'un excès de production de paires de leptons contrairement à l'expérience NA50, où la valeur de la coupure est beaucoup plus élevée (> 1 GeV/c). Toute optimisation de l'acceptance à bas p_T est donc souhaitable pour l'étude de cette physique. C'est le sens de l'étude faite au Chapitre 6 de ce document.

Références

Physique du plasma de quarks et de gluons et des résonances de basse masse

- [1] R.K. Ellis, W.J. Stirling and B.R. Webber, QCD and Collider Physics, Cambridge University Press (1996)
- [2] S. Weinberg, The quantum theory of fields Vol. II, Cambridge University Press (1996)
- [3] C. Itzykson, J.B. Zuber, Quantum Field Theory, McGraw-Hill (1980)
- [4] K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D **66** (2002) 010001
- [5] G. Chanfray, Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1998)
- [6] H. Satz, hep-ph/9711289 (1997)
- [7] R. Rapp, Physical Review C **63** (2001) 054907
- [8] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B **178** (1986) 416
- [9] S. Gavin et al., Physical Review C **54** (1996)
- [10] D. Mukhopadhyay, Nuclear Physics A **715** (2003) 494c
- [11] J. Adams et al., arXiv :nucl-ex/0307023 (2003)
- [12] J. Alam, S. Sarkar, P. Roy, T. Hatsuda, B. Sinha, Annals of Physics **286** (2000) 159
- [13] R.J. Furnstahl, T. Hatsuda, Su H. Lee, Physical Review D **42** (1990) 1744
- [14] M. Shifman, TPI-MINN-98/01-T (1998)
- [15] M. Asakawa, C.M. Ko, Nucl. Phys. A **572** (1994) 732
- [16] E.V. Shuryak, Reviews of Modern Physics **65** (1993)
- [17] J. Wambach, R. Rapp, Nucl. Phys. A **638** (1998) 171
- [18] R. Rapp, J. Wambach, arXiv :hep-ph/9909229 (1999)
- [19] C.M. Ko and G.Q. Li, J. Phys., G **22** (1996) 1673
- [20] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach, Nucl. Phys. A **617** (1997) 472
- [21] M.C. Abreu et al., European Physics Journal C13 (2000) 69
- [22] G. Agakichiev et al., CERES collaboration, Phys. Lett. B **422** (1998) 405

2 Le LHC et l'expérience ALICE

Dans ce chapitre, l'accélérateur LHC est présenté brièvement, ainsi que le détecteur ALICE, seule expérience du LHC dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds. Les différents sous-détecteurs de l'expérience ALICE, leurs caractéristiques et performances sont passés en revue. Une attention particulière est portée sur le spectromètre dimuon.

2.1 Le collisionneur LHC

Le collisionneur LHC sera installé dans le tunnel existant construit pour le LEP, d'une circonférence de 27 km. Pour atteindre une énergie nominale de 14 TeV dans le centre de masse en collision proton-proton, à rayon égal du LEP, il faut disposer de champs magnétiques de courbure très intenses (8.4 Tesla). La conception de l'accélérateur est basée sur des aimants supra-conducteurs refroidis par de l'hélium superfluide à 2°K. Les contraintes d'encombrement et de coût, ont conduit à une conception unique des aimants, où les deux tubes de faisceau sont incorporés à l'intérieur de la même structure magnétique, séparés de seulement 19.4 cm.

Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.

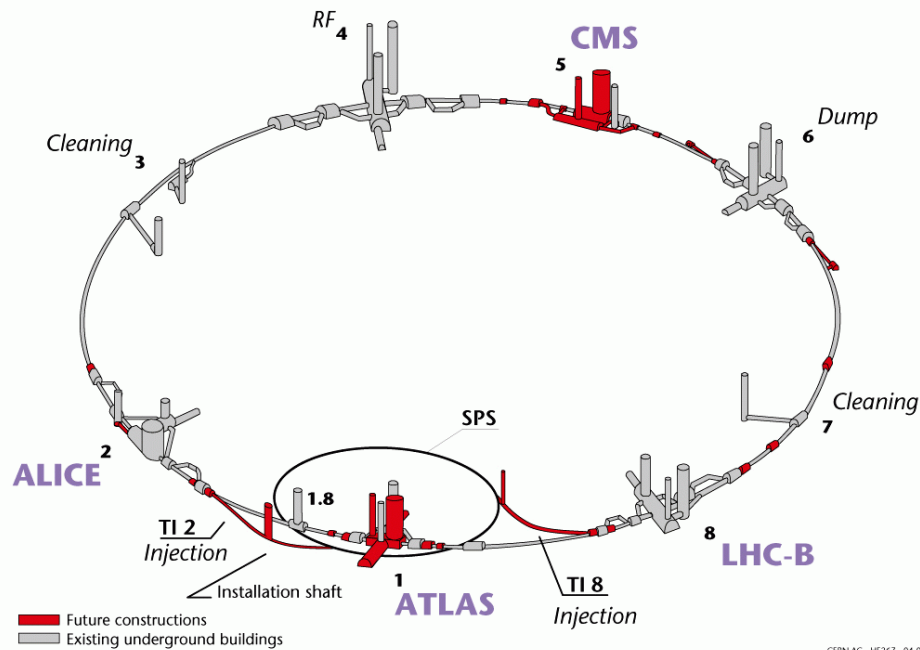


FIG. 2.1: Représentation de l'accélérateur LHC et situation des différentes expériences.

Le LHC est composé de 8 sections droites d'environ 500 m de longueur (voir figure 2.1). Les deux expériences ATLAS et CMS fonctionnent à haute luminosité en mode proton-proton et sont situées aux Point 1 et Point 5 respectivement. L'expérience LHCb est située au Point 8, tandis qu'ALICE, expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds, est construite au Point 2. Proches de ces deux derniers points se trouvent les deux systèmes d'injection (TI2 et TI8) pour le remplissage du LHC par le complexe d'accélérateurs du CERN.

Les Points 3 et 7 sont identiques et utilisés pour le "beam cleaning", dont le but est de minimiser le bruit de fond dans les détecteurs expérimentaux aussi bien que les pertes de faisceau dans les parties cryogéniques de la machine. Ces points d'insertion ne contiennent que des aimants chauds, robustes vis à vis des pertes de faisceau.

Le Point 4 contient le système d'accélération radiofréquence, alors qu'au Point 6 est situé un système de "Dump", pour défléchir les faisceaux hors de l'accélérateur en cas de défaillance, ou simplement à la fin des runs de physique.

2.1.1 Collisions proton-proton

Le mode standard de fonctionnement du LHC se fera avec des faisceaux de protons d'énergie 7 TeV. Les collisions proton-proton seront effectuées à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV, à une luminosité nominale de $L = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Cependant, dans l'expérience ALICE [1], la luminosité maximale envisageable sera limitée à environ $L = 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ (à cause du temps de dérive dans la TPC de l'expérience). Du fait que l'expérience ALICE prend les données en mode pp, au même moment que les autres expériences du LHC, il est nécessaire de réduire la luminosité au Point 2, soit par un fonctionnement avec un β^* plus élevé¹, soit en déplaçant les faisceaux. De plus, des prises de données spécifiques à une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, énergie par nucléon dans le cas de collisions Pb-Pb, sont envisagées afin de calibrer les données prises avec les ions lourds. Le temps de prise de données effectif en collision p-p est d'environ 10^7 s par an.

TAB. 2.1: Paramètres du LHC.

	p-p	Pb-Pb
Energie par nucléon (TeV)	7	2.76
Energie dans le centre de masse (TeV)	14	1148
Rayon du faisceau au point d'interaction (μm)	71	16
Longueur de paquet (cm)	7.7	7.7
Nombre de paquets/seconde	2808	592
Distance entre paquets (ns)	25	125
Nombre de particules par paquet	$1.1 \cdot 10^{11}$	$6.8 \cdot 10^7$
Luminosité ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)	$< 3 \cdot 10^{30}$	10^{27}

2.1.2 Collisions d'ions lourds

Le programme de physique au LHC est organisé sur le même mode que celui du SPS. Chaque année commence par plusieurs mois de collisions p-p suivies en fin d'année par plusieurs semaines de collisions d'ions lourds. Le temps de prise de données en collisions d'ions lourds est d'environ 10^6 s par an. La TPC d'ALICE limite la luminosité à $L = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, du

¹La fonction d'amplitude bêatron β est une caractéristique de l'optique de l'accélérateur. Elle caractérise l'étalement transverse du faisceau. La valeur de β est de l'ordre de 0.5 m dans les régions d'interactions, où la taille du faisceau est donnée par $\sigma^* = \sqrt{\epsilon_n \beta^*} / \gamma = 15.8 \mu\text{m}$. Avec ϵ_n l'émittance normalisée du faisceau ($3.75 \mu\text{m}$) et $\gamma = 7463$ le facteur de Lorentz.

fait de l'empilement des événements pendant le temps de dérive dans la chambre. Le tableau 2.1 résume les principales caractéristiques des faisceaux de protons et d'ions Pb.

Afin de varier la densité d'énergie, l'expérience ALICE étudiera également au moins un système de masse intermédiaire tel que les collisions Ar-Ar. Des collisions p-A sont aussi prévues pour servir de données de référence.

2.2 L'expérience ALICE

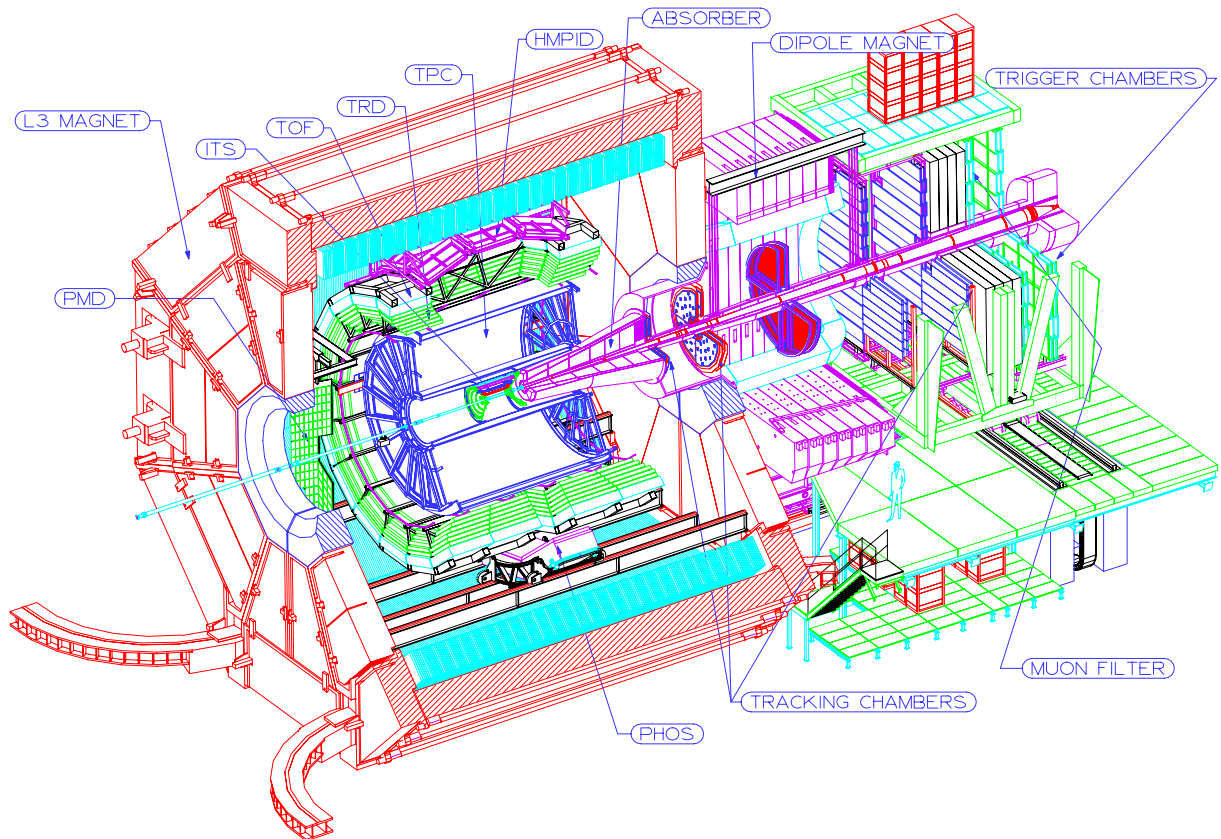


FIG. 2.2: Représentation en 3D du détecteur ALICE.

ALICE est une expérience généraliste [2] dans laquelle la plupart des hadrons, leptons et photons produits dans une interaction peuvent être mesurés et identifiés. Les muons sont étudiés avec un spectromètre optimisé pour la détection aux petits angles ² ($-2.5 < \eta < -4$). C'est l'instrument principal pour la mesure des dimuons, sujet à l'étude dans ce document. Les hadrons, électrons et photons sont mesurés dans la région centrale ($|\eta| < 0.9$) par un système complexe de détecteurs reposant sur une grande segmentation, un champ magnétique de faible intensité dans un grand volume (0.5 T), et une bonne identification des particules. La trajectographie est effectuée en combinant les informations d'un système de six couches de détecteurs silicium (ITS), d'une chambre à dérive temporelle (TPC) de grande taille et d'un détecteur à rayonnement de transition (TRD). Pour l'identification des particules, en plus de la mesure de la perte d'énergie dans les détecteurs de trajectographie (ITS) fournissant une bonne séparation

²Les petits angles sont les angles autour de 0° et 180° dans un collisionneur. Le système de coordonnées du LHC au point d'interaction d'ALICE est défini dans la référence [3].

des particules à faible impulsion, vient s'ajouter un détecteur de temps de vol (TOF) pour les impulsions intermédiaires, et un système d'imagerie Cerenkov (HMPID) pour identifier les particules de haute impulsion. Cet ensemble est accompagné d'un calorimètre à cristaux, le détecteur de photons (PHOS), et de détecteurs de multiplicité de photons (PMD) ($3.5 < \eta < 2.5$) et de particules chargées (Forward Multiplicity Detector FMD) ($-5.1 < \eta < 3.4$) situés aux petits angles.

2.2.1 Présentation générale des sous-détecteurs

2.2.1.1 Inner Tracking System (ITS)

Le but du détecteur ITS est de déterminer les vertex primaires et secondaires nécessaires à la reconstruction des hypérons et des désintégrations de quarks lourds, d'identifier et de reconstruire les traces des particules de faible impulsion, ainsi que d'améliorer la résolution en impulsion des particules traversant également la TPC. L'ITS est constitué de six couches cy-

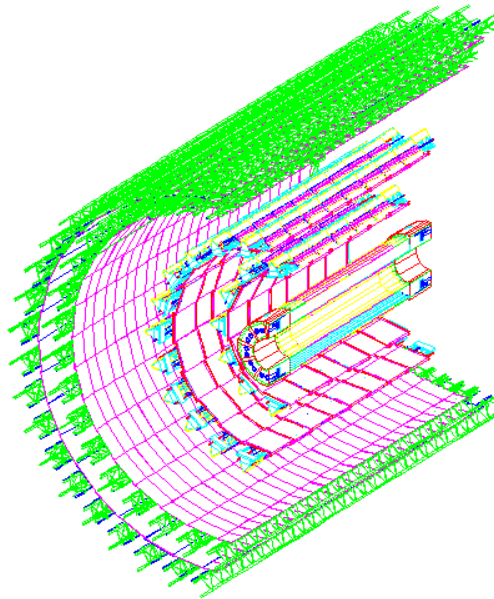


FIG. 2.3: Représentation en 3D de l'ITS.

lindriques de détecteurs silicium couvrant $|\eta| < 0.9$, ce qui permet de reconstruire les vertex d'interaction jusqu'à une distance de $\pm 1\sigma$ (soit ± 10.6 cm) du point 0, le long de l'axe du faisceau. La première couche, plus étendue avec $|\eta| < 1.98$, permet d'avoir une couverture continue en conjonction avec le FMD, afin de mesurer la multiplicité des particules chargées. Le rayon extérieur est déterminé par la nécessité de faire la jonction entre les traces dans l'ITS, et leur prolongement dans la TPC. Le rayon intérieur, est déterminé par le rayon du tuyau de l'accélérateur (3 cm).

La granularité du détecteur a été calculée pour un maximum de 8000 traces par unité de rapidité dans la région centrale. L'ITS est capable de détecter simultanément plus de 15000 traces. L'ITS possède une résolution spatiale de quelques dizaines de μm , avec la meilleure précision (12 μm perpendiculairement au faisceau) pour les détecteurs proches du vertex primaire. La minimisation de l'épaisseur des matériaux étant une nécessité absolue, l'épaisseur moyenne est inférieure à 1% de X_0 (longueur de radiation) par couche.

2.2.1.2 Time Projection Chamber (TPC)

La chambre à projection temporelle a pour but de reconstruire les traces, mesurer l'impulsion et identifier les particules par leur perte d'énergie dE/dX dans le domaine de rapidité $|\eta| < 0.9$, jusqu'à un p_T d'environ 100 GeV/c. La TPC est conçue pour supporter une multiplicité maximale de 8000 particules chargées par unité de pseudo-rapacité, soit 20000 traces dans l'acceptance. Le programme de physique porte sur l'étude des observables hadroniques et leptoniques en conjonction avec le TRD, à la fois en collisions d'ions lourds et pp.

La TPC a un rayon interne de 85 cm, donné par la densité maximale de hits acceptable (0.1 cm^{-2}), et un rayon externe de 250 cm, afin d'avoir une résolution sur la perte d'énergie inférieure à 10%, valeur nécessaire pour l'identification des particules. La résolution spatiale est de 0.8 à 1.1 mm transversalement au faisceau, et de 1.1 à 1.25 mm le long de l'axe du faisceau. Sa longueur est de 5 m. La cage de champ cylindrique est divisée en deux parties symétriques. Le système de lecture par pads (environ 500 000) est situé de part et d'autre de la cloison centrale à chaque extrémité du cylindre. La TPC, d'un volume de 88 m^3 , est remplie d'un mélange de gaz Ne/CO₂ à 90%/10%. Le temps de dérive, sur une longueur de 2.5 m, est de 100 μs .

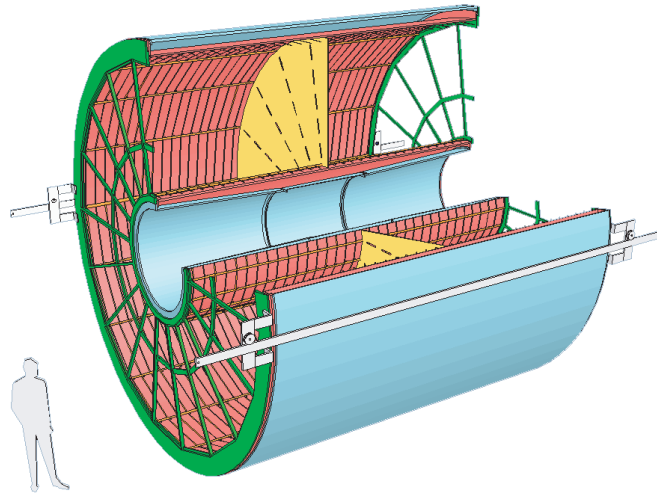


FIG. 2.4: Représentation en 3D de la TPC.

2.2.1.3 Systèmes d'identification des particules (TOF, HMPID, TRD)

L'identification des particules est menée à bien dans ALICE à l'aide de différentes techniques.

Time Of Flight detector : Le TOF est un détecteur couvrant la région de pseudo rapidité $|\eta| < 0.9$, servant à l'identification de particules dans l'intervalle d'impulsion 0.2 à 2.5 GeV/c. Le TOF couplé à l'ITS et à la TPC - pour la reconstruction des traces et vertex - permet l'identification de la plupart des pions, kaons et protons. Cette identification est importante : par exemple celle des kaons qui permet d'étudier le méson ϕ . Le TOF est constitué d'une série de chambres à plaques résistives multigap (MRPC) couvrant 140 m². Les modules sont insérés dans une structure cylindrique de rayon interne 3.70 m et externe 3.99 m. La résolution obtenue est située dans un intervalle de 50-60 ps pour une efficacité supérieure à 90%.

High Momentum Particle Identification Detector : L'identification des particules de grande impulsion est assurée par un détecteur Cerenkov à imagerie annulaire (RICH). Le HMPID étend la limite d'identification pion/kaon à 3 GeV/c, et kaon/proton à 5 GeV/c. Il est constitué de 7 modules de 2.25 m² chacun situé à environ 4.5 m de l'axe du faisceau. Du C₆F₁₄ liquide est utilisé comme milieu Cerenkov, et une chambre à fils (MWPC) comme détecteur ultraviolet. La photo-cathode est une fine couche de CsI évaporée sur le plan de pads.

Transition Radiation Detector : Le TRD doit identifier les électrons dans la partie centrale ($|\eta| < 0.9$) pour des impulsions supérieures à 1 GeV/c, pour lesquelles la réjection des pions par la TPC via la mesure du dE/dX des particules n'est pas suffisante. Le TRD, couplé à la TPC et l'ITS, permet une identification des électrons suffisante pour mesurer la production des mésons vecteur résonants lourds et légers ainsi que le continuum en dileptons.

Chaque module du TRD consiste en un radiateur de 4.8 cm d'épaisseur, suivi par une chambre de lecture proportionnelle multi-fils. Les chambres sont remplies avec un mélange gazeux Xe/CO₂ (85%/15%). Chaque chambre de lecture consiste en une région de dérive de 3 cm séparée de la région d'amplification (de 0.7 cm) par des fils de cathode. Le signal induit sur la cathode est lu et numérisé.

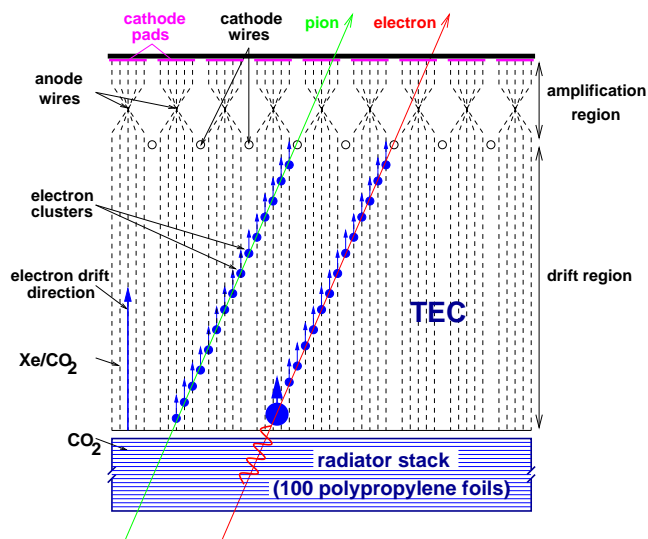


FIG. 2.5: Schéma de principe du fonctionnement du détecteur TRD.

Des simulations ont été effectuées par la collaboration en charge du développement du

TRD [4]. La figure 2.6 montre le spectre en impulsion transverse dans l'acceptance du TRD, des électrons issus de la désintégration des résonances de basse masse, du J/ψ , ainsi que des processus contribuant au bruit de fond.

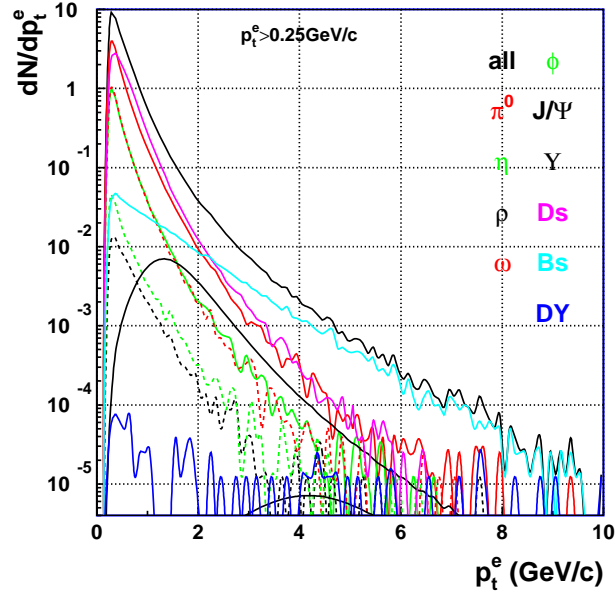


FIG. 2.6: Spectre en impulsion transverse des électrons entrant dans le TRD.

La figure 2.7 montre le spectre en masse invariante reconstruit à partir des paires électron-positon, dans le TRD. On voit, qu'avec une coupure de 1 GeV/c en impulsion transverse, qu'il subsiste une importante contribution du bruit de fond qui rend difficile l'étude des résonances de basse masse. Celles-ci sont en effet situées entre 1 et 2 décades sous le spectre de bruit de fond.

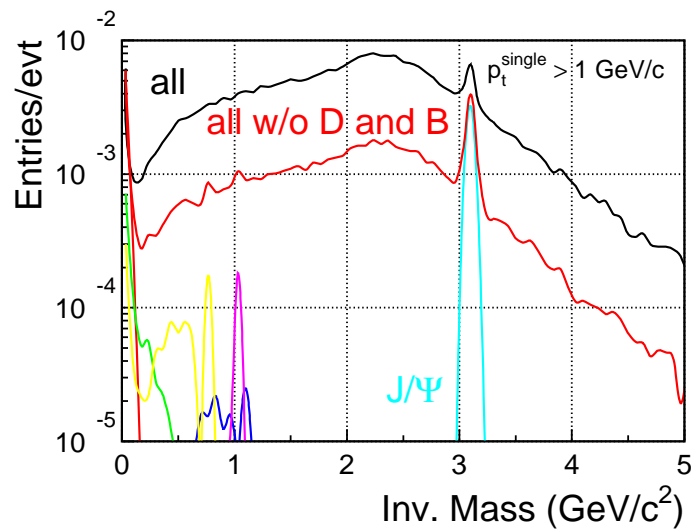


FIG. 2.7: Spectre en masse invariante des paires d'électrons entrant dans le TRD.

2.2.1.4 Photon spectrometer (PHOS)

Les photons, ainsi que les mésons neutres π^0 et η lors de leur désintégration en deux photons, sont détectés par un calorimètre électromagnétique à haute résolution. Le spectromètre à photons (PHOS) a pour objectif de tester les propriétés thermiques et dynamiques du premier stade de la collision, au travers de la mesure des photons directs et du spectre en di-photons. D'autre part, le "jet quenching" (sonde du déconfinement) peut être mesuré grâce au spectre des π^0 à haute impulsion transverse (p_T) et à l'identification des jets par les mesures de corrélation γ -jet et jet-jet. Le PHOS est situé à 4.60 m de l'axe du faisceau et couvre environ un quart d'unité de pseudo-rapacité ($-0.12 < \eta < 0.12$) et un angle azimutal de 100° . Le détecteur est constitué de 17920 cristaux de PbWO_4 (matériaux possédant un faible rayon de Molière). Chaque cristal a une taille de 22 mm de côté et 18 cm d'épaisseur, l'ensemble couvrant environ 8 m^2 . La lecture du signal est réalisée par des photo-diodes à avalanche (APD). Chacun des 5 modules constituant le PHOS opère à une température de -25°C . De plus chaque module est équipé d'un veto pour les particules chargées, réalisé avec une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC).

2.2.1.5 Détecteurs aux petits angles (ZDC, PMD, FMD, T0, V0)

Les caractéristiques globales des événements sont étudiées par plusieurs détecteurs de taille modeste situés aux petits angles, qui participent pour certains d'entre eux au trigger, permettant un premier niveau de sélection sur les événements. En particulier, ils donnent des informations sur le paramètre d'impact, la multiplicité des particules chargées secondaires, le plan de réaction, le temps de l'événement ainsi que la luminosité.

ZDC : L'observable la plus directement reliée à la géométrie de la collision est le nombre de nucléons participants, qui peut être estimé par la mesure de l'énergie emportée par les nucléons spectateurs (n'ayant pas interagi) émis aux petits angles le long du faisceau. L'énergie à "zéro degré" diminue lorsque la centralité de la collision augmente. Les nucléons spectateurs sont détectés grâce à un calorimètre à zéro degré (ZDC). La gerbe générée par les particules incidentes dans un absorbeur dense produit un rayonnement Cerenkov dans des fibres de quartz. Le ZDC lui-même est scindé en trois entités distinctes, le calorimètre à neutron, à proton et électromagnétique.

Photon Multiplicity Detector : Le PMD mesure le rapport des photons sur les particules chargées, l'énergie transverse des particules neutres, ainsi que le flot et le plan de réaction. Installé à 3.60 m du point d'interaction, du côté opposé au spectromètre dimuon, le PMD couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $3.5 > \eta > 2.3$. Le PMD consiste en deux plans identiques de détecteurs (compteurs proportionnels à gaz) entre lesquels est situé un convertisseur en plomb de $3 X_0$ d'épaisseur.

Forward Multiplicity Detector : Le FMD donne une distribution de la multiplicité des particules chargées. Le FMD consiste en une mosaïque de détecteurs silicium disposés en cinq disques à proximité du tube du faisceau, et couvrant les intervalles de pseudo-rapacité : $1.7 < \eta < 3.4$ et $-5.1 < \eta < -1.7$. Le FMD est fait de 51200 canaux de strip de silicium, distribués sur cinq compteurs de deux types différents (20 et 40 secteurs angulaires). La segmentation est choisie de façon à avoir un nombre moyen d'impacts par strip de silicium inférieur à 2-3 particules. Ceci permet de reconstruire la multiplicité à partir de l'énergie totale déposée. Deux segmentations existent : 512 strips radialement pour 20 secteurs azimutaux et 256 strips pour 40 secteurs. Chaque disque a une extension radiale d'environ 13 cm.

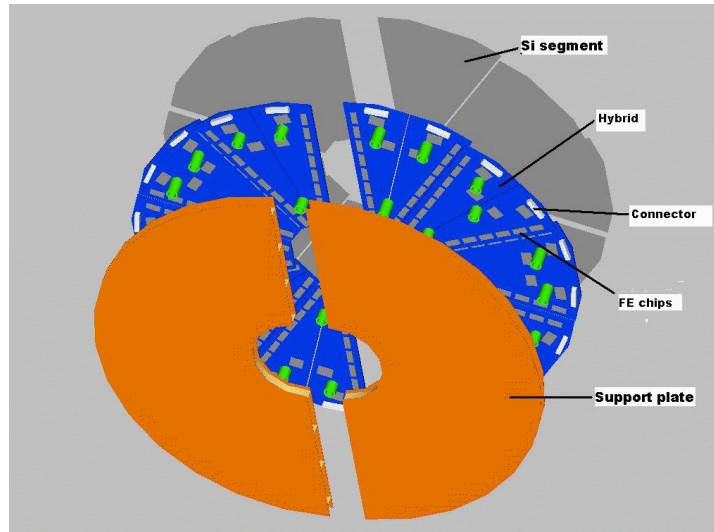


FIG. 2.8: Schéma du FMD.

T0 : Le détecteur T0 est un ensemble de 24 compteurs Cerenkov donnant le temps de l'événement avec une précision de l'ordre de 50 ps. La partie à Z positif du détecteur est située à 3.50 m du vertex, et la partie à Z négatif à 70 cm.

V0 : Le détecteur V0 est constitué de deux disques de 48 éléments de scintillateur chacun, situés de part et d'autre du vertex d'interaction. Il est utilisé comme trigger d'interaction principal. Le détecteur V0 est utilisé également pour mesurer la luminosité et rejeter le bruit de fond p-gaz induit par l'accélérateur. Le détecteur V0 est l'objet principal du travail rapporté dans les chapitres 3, 4 et 5 de ce document.

2.2.2 Spectromètre dimuon

Le spectromètre dimuon [5] [6] est conçu pour détecter les muons à petits angles dans une ouverture angulaire de 171° à 178° , correspondant à une couverture en pseudo-rapacité de $-4 < \eta < -2.5$. La détection des dimuons nécessite l'utilisation de blindages importants afin de réduire le bruit de fond issu de la décroissance des mésons π et K , produits en grand nombre dans les collisions d'ions lourds.

Le spectromètre dimuon est donc constitué de plusieurs parties :

- absorbeur frontal, blindage de faisceau, filtre à muons,
- dipôle magnétique,
- système de trajectographie,
- système de déclenchement.

Une vue simplifiée de ces divers éléments est montrée figure 2.9.

2.2.2.1 Absorbeur frontal, blindage de faisceau et filtre à muons

Les blindages sont un aspect important du spectromètre, à la fois à l'avant, pour réduire le bruit de fond issu des pions et kaons, mais aussi autour du tube du faisceau qui traverse le spectromètre pour réduire le nombre de particules secondaires pouvant traverser les chambres.

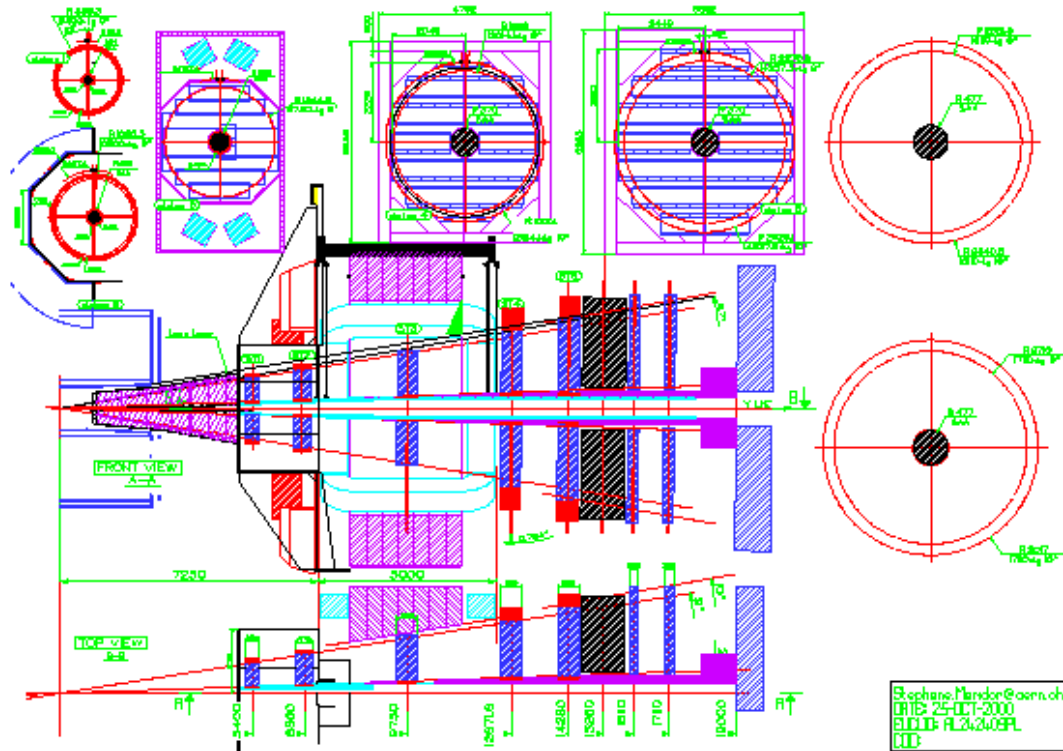


FIG. 2.9: Coupe longitudinale et transversale du spectromètre dimuon.

L'absorbeur frontal situé à l'intérieur de l'aimant de L3, à 90 cm du point d'interaction, est conçu pour supprimer autant que possible le flux de hadrons de haute énergie issu du vertex d'interaction. Il est constitué principalement de carbone et de béton afin de limiter la diffusion multiple à petit angle et la perte d'énergie des muons le traversant. Une succession de couches de plomb et de polyéthylène boré permet de réduire le bruit de fond sur les premières chambres de trajectographie. L'absorbeur est de plus recouvert d'une couche de plomb pour limiter les particules rétro-diffusées vers la TPC

Le spectromètre est également protégé sur toute sa longueur, par un blindage entourant le tube du faisceau, fait de tungstène, de plomb et d'acier inoxydable, pour minimiser le bruit de fond venant des particules, et gerbes de particules produites lors de la collision, dans le tube du faisceau lui-même.

Une protection supplémentaire est nécessaire pour les chambres de déclenchement. C'est pourquoi un mur de fer de 1 m d'épaisseur est placé en avant de la première chambre de déclenchement. Il sert à supprimer les hadrons restants après l'absorbeur frontal. La présence de ce mur de fer, en plus de l'absorbeur, augmente le seuil de détection en impulsion des muons à environ 5 GeV/c.

2.2.2.2 Aimant dipolaire

Un aimant dipolaire pour courber la trajectoire des muons dans le plan vertical est placé à 7 m du point d'interaction. Il possède un champ nominal de $B = 0.7$ T (avec un champ magnétique intégré de 3 T.m), nécessaire pour atteindre la résolution en masse fixée.

2.2.2.3 Chambres de trajectographie ("tracking")

Le système de trajectographie est composé de 10 chambres réparties en 5 stations de 2 plans chacune. Les deux premières stations, situées entre l'absorbeur et l'aimant, sont faites de quatre quadrants, alors que les trois autres (dont une située à l'intérieur de l'aimant dipolaire) sont réalisées à base de lattes individuelles.

Les chambres de trajectographie sont des CPC ("Cathode Pad Chamber"), constituées de deux plans de cathode séparés de 5 mm, segmentés en cellules ou "pads" de taille variable selon les chambres, ce qui permet la mesure des positions X-Y.

Entre ces deux plans se trouvent les fils d'anode espacés de 2.5 mm, autour desquels se développe l'avalanche à l'origine de la distribution de charge induite sur les cathodes. Les chambres fonctionnent avec un mélange gazeux Ar/CO₂ (80%/20%).

La résolution atteinte est inférieure à 100 μm dans le plan de déviation magnétique, et inférieure à 2 mm dans le plan perpendiculaire de non déviation. La résolution en masse invariante est de l'ordre de 100 MeV/c² à la masse du Υ .

2.2.2.4 Chambres de déclenchement ("trigger")

Le déclenchement est effectué par deux stations de deux plans de RPC ("Resistive Plate Chamber"). Elles sont placées à la suite des chambres de trajectographie, à l'aval du filtre à muons. Les deux stations sont situées respectivement à 16 et 17 m du point d'interaction. L'impulsion transverse des particules est calculée à partir de la déviation mesurée entre les deux stations du détecteur pour les traces qui pointent en direction du vertex d'interaction dans le plan de non-dévié par l'aimant dipolaire. Un schéma de principe du fonctionnement du "trigger" est donné figure 2.10.

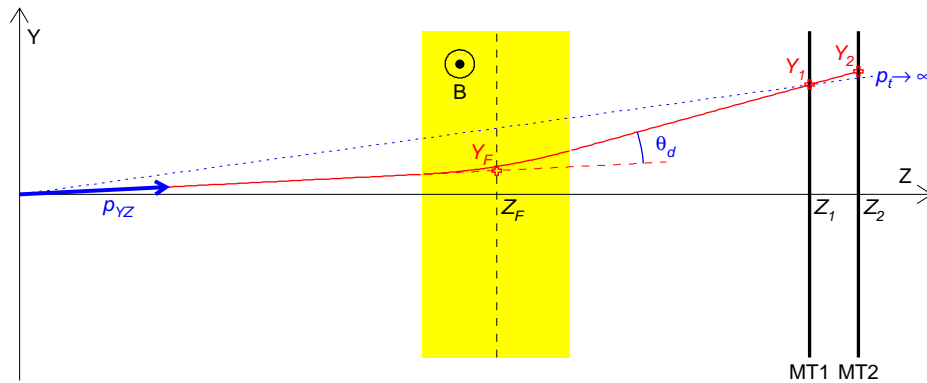


FIG. 2.10: Schéma de principe du fonctionnement du "trigger" du spectromètre dimuon.

Afin de réduire à un niveau acceptable la probabilité de déclencher sur des événements ne comportant pas de paire de muons issus de la désintégration de résonances comme le J/ψ , le Υ ou les quarks lourds, il est nécessaire d'appliquer une coupure en impulsion transverse sur les muons individuels. Ceci permet d'éliminer une large part du bruit de fond résiduel constitué des muons de faible p_T issus de la désintégration de π et K avant l'absorbeur. Un signal de "trigger" dimuon est délivré si au moins deux particules ayant une impulsion transverse au dessus d'un seuil sont détectées.

Les "strips" horizontales de chaque plan donnent la déviation magnétique, tandis que les "strips" verticales donnent la position dans le plan de non-déviation. La coupure sur l'impulsion transverse est effectuée en ligne, au niveau de l'électronique de déclenchement. Deux seuils en impulsion transverse sont envisagés, un seuil bas à 1 GeV/c adapté à la détection des muons issus de la désintégration du J/ψ , et un seuil haut à 2 GeV/c adapté à l'étude du Υ .

2.2.2.5 Performances du spectromètre

La résolution en impulsion du système de trajectographie a été évaluée en utilisant le code de simulation AliRoot [7]. La figure 2.11 montre la dépendance en pseudo-rapacité de la résolution relative, pour des muons ayant une distribution en p_T semblable à celle donnée par la désintégration de résonances J/ψ et Υ . La résolution reste inférieure à 1%, dans toute l'acceptance du spectromètre. La principale contribution à la dégradation de la mesure de l'impulsion des muons vient des fluctuations de perte d'énergie dans l'absorbeur frontal. La seconde source d'erreur est la diffusion multiple dans les chambres de trajectographie. Enfin la dernière contribution inclut les erreurs issues du désalignement et de la précision de mesure.

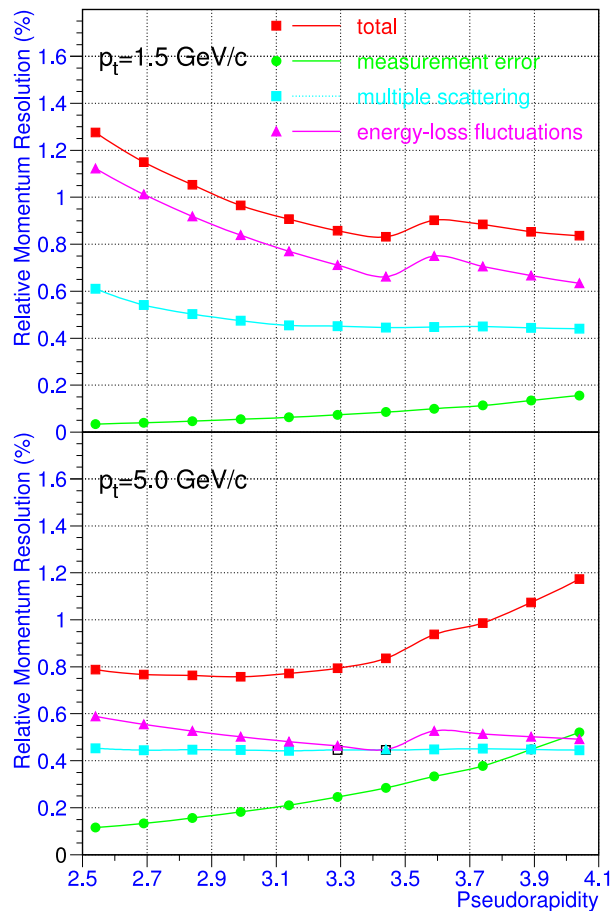


FIG. 2.11: Résolution relative sur l'impulsion des muons, en fonction de la pseudo-rapacité (dans l'acceptance du spectromètre). En haut pour une coupure de 1.5 GeV/c sur l'impulsion transverse des muons individuels, et en bas pour une coupure en impulsion transverse de 5 GeV/c.

Le quadri-vecteur énergie-impulsion de la paire de muons est la somme des quadri-vecteurs de chacun des muons. L'impulsion et la masse invariante peuvent être calculées à partir des

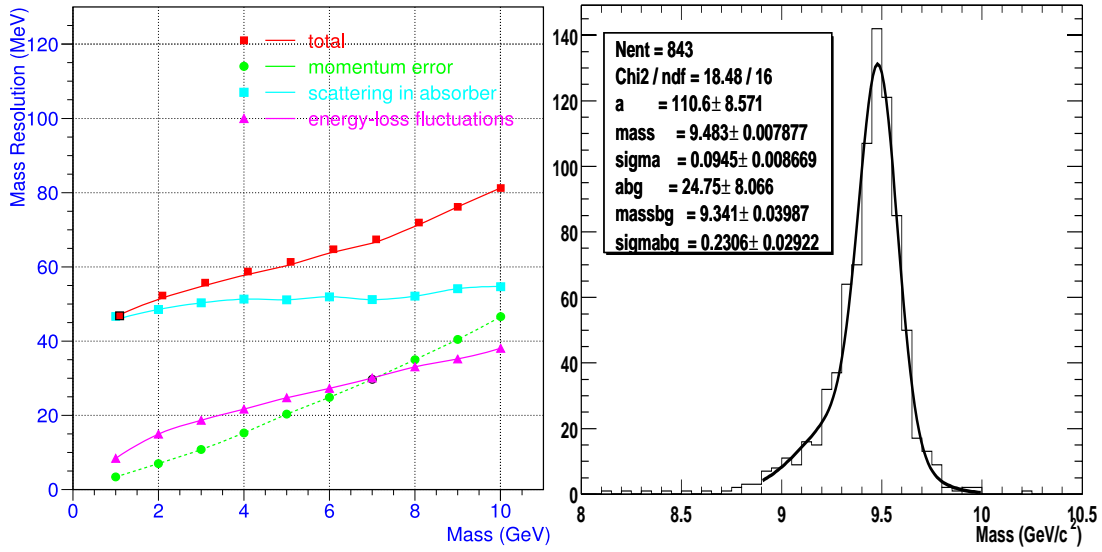


FIG. 2.12: Résolution en masse en fonction de la masse invariante de la paire de muons (à gauche). Spectre en masse invariante du Υ (à droite).

relations suivantes :

$$P_{\mu^+\mu^-}^{\vec{}} = P_{\mu^+}^{\vec{}} + P_{\mu^-}^{\vec{}} \quad (2.1)$$

$$M_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{(E_{\mu^+} + E_{\mu^-})^2 - (P_{\mu^+}^{\vec{}} + P_{\mu^-}^{\vec{}})^2} \quad (2.2)$$

Ou bien encore :

$$M_{\mu^+\mu^-} = \sqrt{2(M_{\mu}^2 + E_{\mu^+}E_{\mu^-} - P_{x\mu^+}P_{x\mu^-} - P_{y\mu^+}P_{y\mu^-} - P_{z\mu^+}P_{z\mu^-})} \quad (2.3)$$

On obtient donc la masse invariante à partir de la connaissance des impulsions des deux muons ainsi que des angles d'émission des deux muons au vertex d'interaction. Des corrections sont effectuées au niveau de l'algorithme pour tenir compte de la diffusion multiple des muons dans l'absorbeur (Méthode de Brandson). La connaissance de la position du point d'interaction grâce à l'ITS est également nécessaire. La résolution en masse obtenue par simulation (figure 2.12) montre un accroissement régulier de 50 MeV à 80 MeV pour des masses invariantes de 1 GeV/c² à 10 GeV/c² (masse proche de celle du Υ).

Les performances de l'absorbeur ont été évaluées également par des simulations [8]. En effet celui-ci joue un rôle primordial pour l'élimination du bruit de fond hadronique, qui donne une contribution majoritaire à basse impulsion transverse et à faible masse invariante.

La figure 2.13 donne le spectre en masse invariante obtenu à partir de la combinatoire de muons de signe opposé issus de la désintégration de pions et kaons, par collision centrale Pb-Pb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV, ceci pour trois coupures en impulsion transverse appliquées sur l'impulsion des muons individuels.

L'interaction de ces hadrons primaires dans l'absorbeur produit des gerbes de particules secondaires, susceptibles de donner une contribution supplémentaire au spectre en masse invariante. Cette contribution est visible figure 2.13. On observe avec une coupure basse de 0.5 GeV/c en p_T , dans la région des basses masses ($m < 1.5$ GeV/c²), que 45% du spectre est constitué de muons secondaires issus de l'interaction de hadrons primaires dans l'absorbeur.

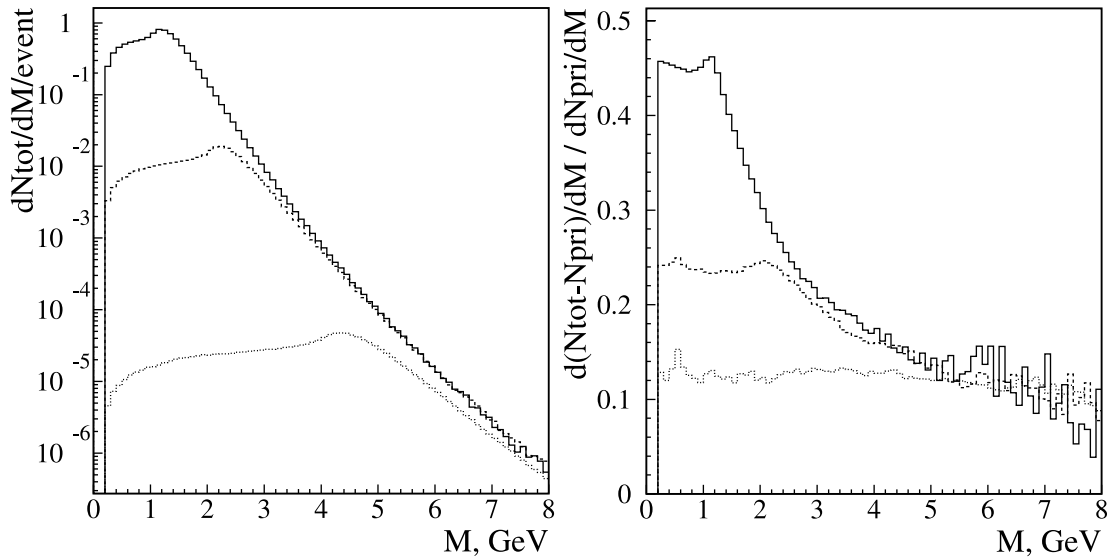


FIG. 2.13: Spectre en masse invariante des muons issus de la désintégration de pions et kaons (à gauche). Rapport secondaires/primaire en fonction de la masse invariante (à droite). Trois coupures en impulsion transverse ont été appliquées : 0.5, 1 et 2 GeV/c.

2.2.3 Système de déclenchement et acquisition de données

Le système de déclenchement et d'acquisition d'ALICE est conçu pour fonctionner à la fois en collisions d'ions lourds et proton-proton. Il doit être capable d'acquérir des événements de grande multiplicité en collision ion-ion, aussi bien que des événements de faible multiplicité à une grande fréquence en collision p-p.

TAB. 2.2: Paramètres du "trigger" d'ALICE.

Mode de collision	p-p	Pb-Pb
Distance entre paquets (ns)	25	125
Luminosité ($cm^{-2}.s^{-1}$)	$< 3 \cdot 10^{30}$	10^{27}
Taux d'interaction (Hz)	$2 \cdot 10^5$	8000
Temps de latence du trigger L0 (μs)	1.2	
Taux de déclenchement max. du L0 (kHz)	1.2	1.3
Temps de latence du trigger L1 (μs)	5.5	
Taux de déclenchement max. du L1 (kHz)	1.1	
Temps de latence du trigger L2 (μs)	< 100	
Taux de déclenchement max. du L2 (Hz)	< 500	40

Le système comporte trois niveaux de décision successifs :

Niveau L0 : Le signal L0 est le premier signal délivré à un temps fixe de 1.2 μs après l'interaction. Il est issu de l'électronique frontale des sous-détecteurs. Les sous-détecteurs répondent en envoyant un signal BUSY au système de déclenchement, indiquant qu'ils ne doivent plus recevoir d'autres signaux de trigger.

Niveau L1 : Le signal L1 est envoyé $5.5 \mu s$ après l'interaction. Ce signal déclenche la distribution du numéro d'événement aux détecteurs et initie le transfert des données stockées dans les registres des détecteurs, aux mémoires de sauvegarde.

Niveau L2 : Le signal L2 arrive $100 \mu s$ après l'interaction, et déclenche le transfert des données vers le système d'acquisition.

Les caractéristiques du "trigger" d'ALICE sont résumées dans le tableau 2.2. Le niveau L0 fonctionnera à un taux de déclenchement maximum de 1.2-1.3 kHz, le niveau L1 à 1.1 kHz et L2 à $500(p-p)/40(Pb-Pb)$ Hz. A comparer au taux d'interaction de 200 kHz en collision p-p et 8 kHz en collision Pb-Pb.

Références

Le LHC et l'expérience ALICE

- [1] ALICE Physics Performance Report, Chapitre 2 (2003)
- [2] ALICE Physics Performance Report, Chapitre 3 (2003)
- [3] L. Betev, P. Chochula, Definition of the ALICE Coordinate System, ALICE-INT-2003-038 (2003)
- [4] A Transition Radiation Detector, Addendum to ALICE proposal, CERN/LHCC 99-13 (1999)
- [5] ALICE Technical Design Report N°5, CERN/LHCC 99-22 (1999)
- [6] Addendum to the ALICE Technical Design Report N°5, CERN/LHCC 2000-046 (2000)
- [7] ALICE Off-line Project, <http://aliweb.cern.ch/offline/>
- [8] S. Grigoryan, ALICE-INT-2002-06 (2002)

3 Le Détecteur V0

Dans ce chapitre, le détecteur V0 est décrit du point de vue instrumental. Les résultats des tests en laboratoire et sur faisceau ayant permis l'optimisation des performances du V0 y sont également présentés.

3.1 Introduction

L'objectif premier du détecteur V0 était de valider le déclenchement du bras du dimuon. C'est pour cela, que le V0, dans sa version initiale n'était constitué que d'une seule partie (V0C) située dans l'acceptance du spectromètre [1]. A la demande de la collaboration, le projet a été ensuite étendu et est actuellement constitué de deux parties situées de part et d'autre du vertex d'interaction d'ALICE (V0A et V0C).

Le détecteur V0 doit remplir plusieurs fonctions. Il doit donner un déclenchement de biais minimum ("minimum bias"), ainsi que deux déclenchements de centralité en collisions ion-ion pour les détecteurs centraux d'ALICE. Ces déclenchements doivent être délivrés malgré une dynamique très large du nombre de particules chargées traversant le V0, à partir d'une particule détectée avec l'efficacité la meilleure possible. Ces particules ne viennent pas seulement de la collision initiale, mais aussi de ré-interactions des particules primaires dans les matériaux présents dans le détecteur ALICE. Les distributions de multiplicité des particules chargées et l'efficacité de déclenchement en sont modifiées. Lors des collisions d'ions lourds, la proportionnalité entre le nombre de particules et le signal délivré par les éléments du V0 permet d'avoir un indicateur de la centralité de la collision. L'extraction de quantités comme la multiplicité et le paramètre d'impact sera cependant difficile sans l'aide de simulations.

En collisions p-p, un important bruit de fond venant de l'interaction de protons des faisceaux avec des molécules du gaz résiduel présentes dans la chambre à vide de l'accélérateur est attendu. La contribution de ce bruit de fond sera particulièrement importante dans le V0, mais également au niveau des chambres de déclenchement du spectromètre dimuon. Le détecteur V0 est capable de rejeter une large part des faux déclenchements dimuon induits par ce bruit de fond.

La couverture aux petits angles du V0 permet également d'envisager la possibilité de mesurer la luminosité en collisions p-p et de suivre son évolution avec le temps.

3.2 Description générale

Le rôle central attribué au V0 dans ALICE impose de choisir un système robuste et efficace, capable de fournir une réponse en temps très rapide, inférieure à 25 ns, temps séparant deux paquets de protons du LHC. De plus, les deux ensembles du détecteur doivent être aussi grands que possible pour couvrir le plus grand intervalle possible en pseudo-rapacité, et être également le plus compact possible selon l'axe du faisceau du fait de l'espace disponible réduit à l'intérieur de l'aimant L3.

L'ensemble vers les Z positifs, nommé V0A, est situé à l'opposé du spectromètre relativement au vertex, à une distance de 3.5 m. Sa couverture en pseudo-rapacité va de $\eta = 2.8$ à

$\eta = 5.1$. Sa couverture azimutale est complète, de 0 à 360 degrés. Son diamètre est de 86 cm. Le détecteur est monté à l'intérieur d'une boîte rigide, partie intégrante de la structure mécanique supportant le PMD et le T0A.

L'ensemble vers les Z négatifs, ou V0C, est situé à l'avant du spectromètre dimuon, devant l'absorbeur frontal à 87 cm du vertex. Sa couverture en pseudo-rapacité va de $\eta = -3.8$ à $\eta = -1.7$ et son diamètre est de 65 cm. Il couvre l'acceptance du spectromètre ($\Delta\eta = [-3.8, -2.5]$) aussi bien que l'acceptance du FMD ($\Delta\eta = [-3.8, -1.7]$).

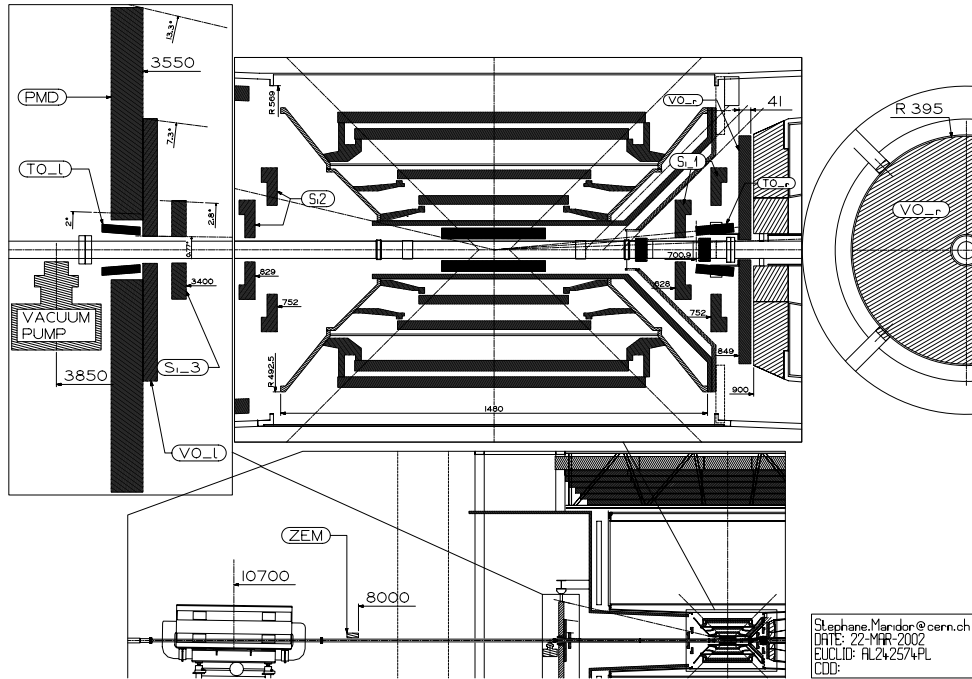


FIG. 3.1: Vue en coupe de la zone interne du détecteur ALICE et situation du V0.

La segmentation des deux réseaux, V0A et V0C, était à l'origine constituée de 72 cellules élémentaires. Pour des raisons de budget, cette segmentation devra être réduite. Nous décrivons ici des ensembles de 48 compteurs disposés selon 4 couronnes concentriques, comme le montre la figure 3.2. Les quatre couronnes couvrent entre 0.4 et 0.7 unité de pseudo-rapacité et sont divisées en 12 secteurs de 30°. Chaque élément de la quatrième couronne est subdivisé en 2 parties identiques afin d'optimiser l'uniformité du signal et minimiser la fluctuation en temps. Les acceptances angulaires et en pseudo-rapacité pour chaque couronne sont données dans le tableau 3.1.

TAB. 3.1: Couverture en pseudo-rapacité et angulaire du V0A et V0C.

Couronne	V0A		V0C	
	η_{max}/η_{min}	$\theta_{min}/\theta_{max}(deg.)$	η_{max}/η_{min}	$\theta_{max}/\theta_{min}(deg.)$
1	5.1/4.5	0.7/1.3	-3.8/-3.2	177.4/175.1
2	4.5/3.9	1.3/2.3	-3.2/-2.5	175.1/170.6
3	3.9/3.2	2.3/4.7	-2.5/-2.1	170.6/166.0
4	3.2/2.8	4.7/7.0	-2.1/-1.7	166.0/159.3

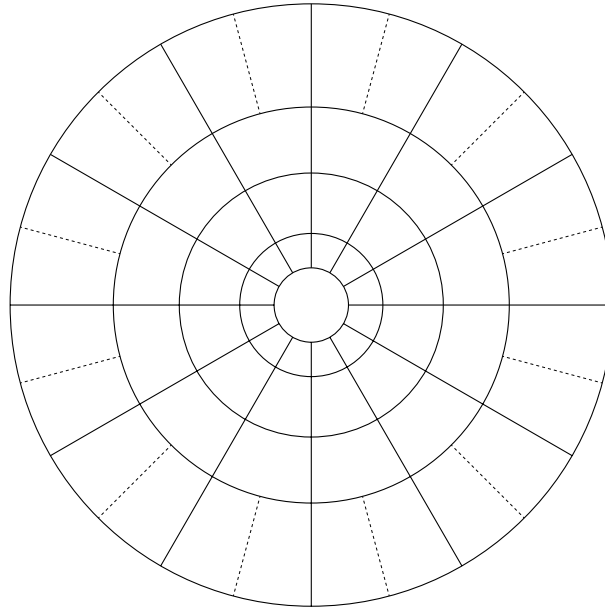


FIG. 3.2: Vue de la segmentation des systèmes V0A et V0C.

3.3 Compteur élémentaire

En réaction p-p, 80% des événements donnent moins de 12 particules chargées par couronne (voir Section 4.5 au Chapitre 4), ce qui signifie que chaque élément du V0 sera traversé en moyenne par une particule à chaque événement. Une grande efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation (MIP) est alors requise pour que le V0 joue pleinement son rôle.

En réaction Pb-Pb centrale, le nombre de MIP pour les couronnes 2, 3 et 4 du V0 peut aller jusqu'à 6000 (voir Section 4.6 au Chapitre 4), soit 500 particules au minimum d'ionisation par élément du V0. Il faut noter cependant que chaque compteur de la première couronne du V0C, à cause du bruit de fond des secondaires, reçoit deux fois plus de particules.

Les exigences pour les éléments du V0 sont les suivantes :

- un signal élevé et uniforme provenant de la détection des particules au minimum d'ionisation,
- une grande dynamique pour la multiplicité des particules chargées (1-1000),
- une résolution en temps meilleure que 1 ns pour le MIP afin d'avoir une bonne efficacité de réjection des déclenchements sur le bruit de fond,
- un faible bruit intrinsèque afin d'éviter le déclenchement inhérent au détecteur lui-même.

Pour répondre à ces exigences, un compteur à base de scintillateurs organiques a été adopté. La lumière produite excite des fibres à décalage de longueur d'onde ("WLS fiber") puis, du fait du manque d'espace, est transportée aux photo-multiplicateurs par fibre optique sur une distance de plusieurs mètres. Une technique similaire a été adoptée pour la calorimétrie [2–4], la mesure de la multiplicité [5, 6] et du temps [7] par d'autres expériences. Ce développement est basé évidemment sur ces travaux [8, 9]. Les tests menés ici permettent de définir un système optimisé pour l'usage particulier qui en est fait dans ALICE.

Les scintillateurs testés sont taillés dans du BC408 de Bicron [10]. La figure 3.3 montre le spectre d'émission du BC408. On voit que le maximum du pic d'émission est situé à environ

430 nm.

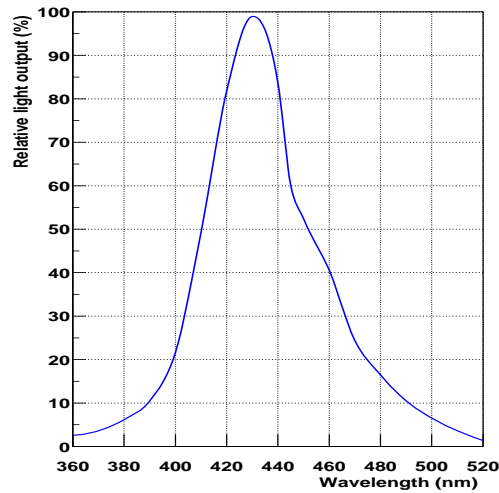


FIG. 3.3: Spectre d'émission du scintillateur BC408 [10].

Afin de récolter la lumière de scintillation produite, des fibres optiques à décalage de longueur d'onde (WLS) BCF92 (ou Y11 de Kuraray [11]), sont insérées soit sur les faces, soit sur les côtés des éléments.

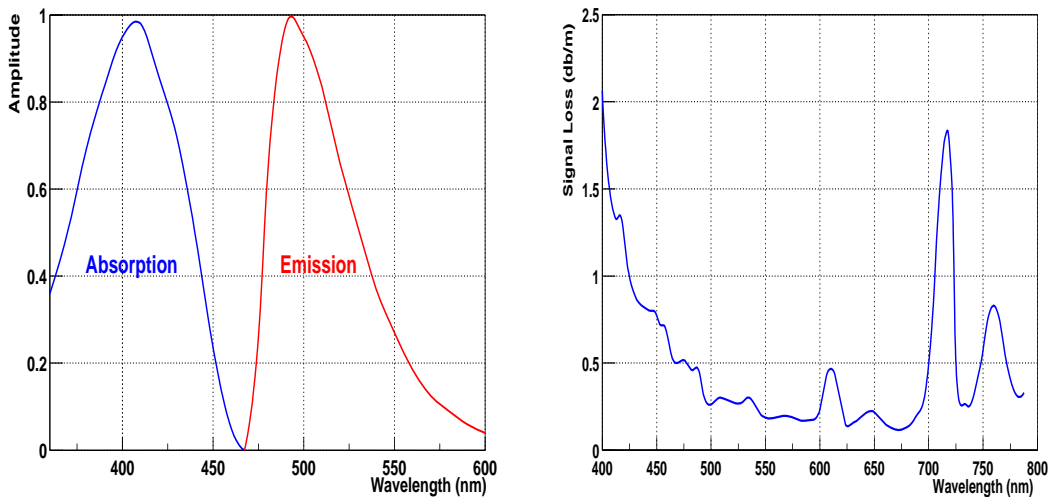


FIG. 3.4: Pic d'émission et d'absorption de la lumière pour les fibres BCF92 [12] (figure de gauche). Atténuation en fonction de la longueur d'onde de la lumière transportée dans les fibres claires BCF98 [12] (figure de droite).

Le maximum du pic d'absorption des fibres BCF92 (Y11) est situé à 410 nm (430 nm), proche de la longueur d'onde de la lumière de scintillation pour la fibre Y11. La lumière est ensuite décalée vers les plus grandes longueurs d'onde, autour de 490 nm (480 nm) (figure 3.4 de gauche), avant d'être transmise à une fibre claire BCF98 pour être transportée jusqu'au photomultiplicateur. La figure 3.4 de droite montre l'atténuation en fonction de la longueur d'onde

de la lumière transportée. Autour de 490 nm l'atténuation subit une grande variation entre 0.5 et 0.3 dB/m.

3.4 Conditions expérimentales des tests

Afin d'optimiser la géométrie des éléments du V0, des tests sur faisceau au PS du CERN délivrant des pions d'énergie 7 GeV/c environ ont été menés, ainsi que des mesures ponctuelles en laboratoire avec des rayons cosmiques.

3.4.1 Banc de tests

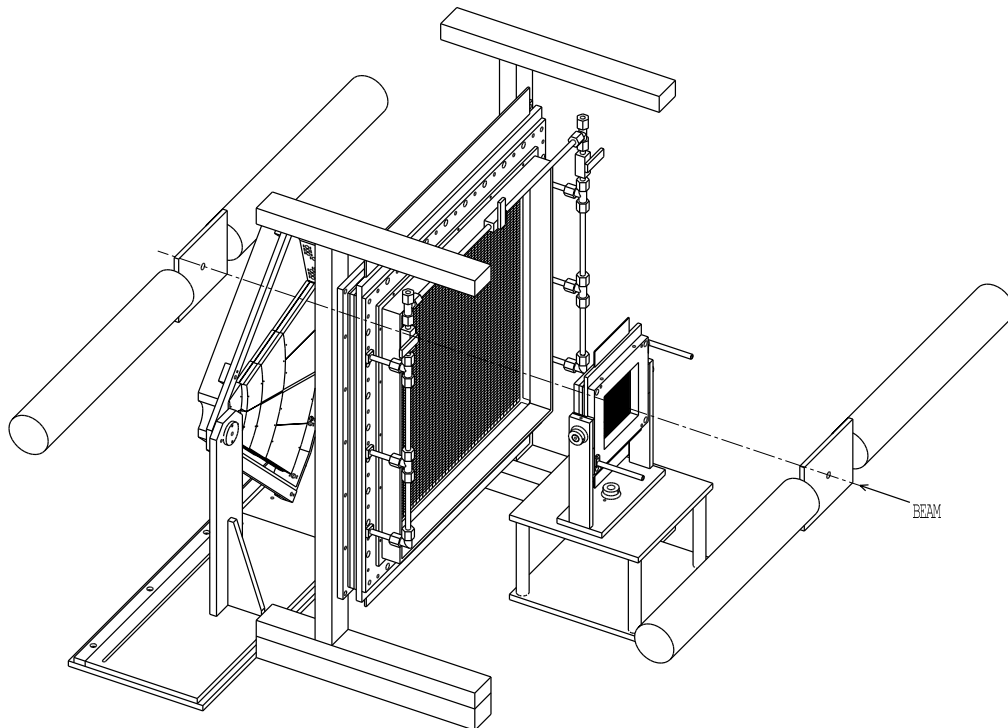


FIG. 3.5: Vue en 3D du dispositif utilisé sur la ligne de faisceau T10 du PS au CERN. Devant et derrière se trouvent les PM de déclenchement, au centre les éléments du V0 testé, précédés de deux chambres à fils.

Un banc de tests a été monté (voir figure 3.5) et utilisé en laboratoire et sur la ligne de faisceau T10-PS.

Le déclenchement est donné par quatre plaques de scintillateurs (T1, T2, T3 et T4) de $12 \times 14 \text{ cm}^2$ situées en début et en fin de banc (voir schéma électronique figure 3.6). La lumière de scintillation est alors récoltée avec des photo-multiplieurs XP2020 [13] qui donnent le signal de déclenchement, la porte d'analyse des charges (GATE) et la référence en temps (START). La lumière donnée par les éléments du V0 est transportée par fibre optique jusqu'à des photo-multiplieurs XP2020. La charge et le temps sont numérisés avec un ADC V465 (270 pC pour 4096 canaux) et un TDC V488 (25 ps par canal) de CAEN [14].

Pour mesurer l'homogénéité de réponse des éléments de scintillateurs, deux chambres à fils CPC ("Cathod Pad Chamber") sont utilisées. Les deux chambres ALICE 1 et ALICE 2, de taille

respective $10 \times 11 \text{ cm}^2$ et $35 \times 40 \text{ cm}^2$ sont situées devant les éléments à tester et permettent d'obtenir la position des impacts sur les compteurs. Le circuit C-RAMS V551 de CAEN initie la lecture des chambres dès réception du signal de déclenchement fourni par les PM de "trigger". Le circuit C-RAMS V550 numérise les informations données par les circuits GASSIPLEX de lecture des charges cathodique des chambres.

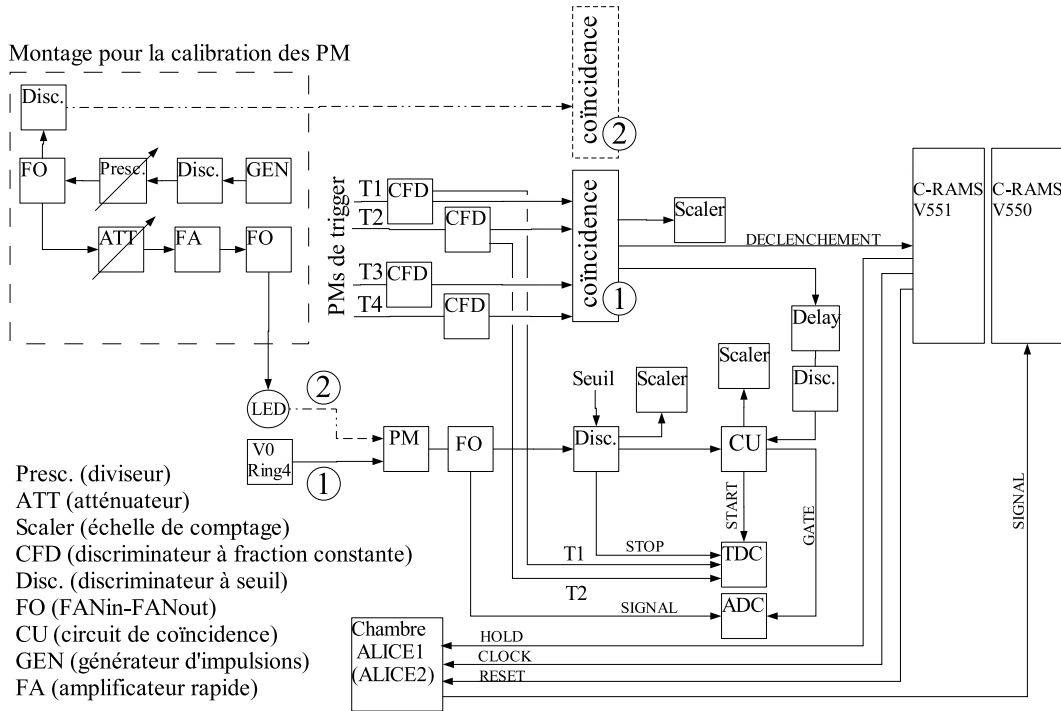


FIG. 3.6: Schéma électronique du système d'acquisition utilisé lors des tests.

3.4.2 Calibration des photo-multiplicateurs

Afin d'obtenir le nombre de photo-électrons donnés par chaque élément scintillant du V0, il faut calibrer les photo-multiplicateurs.

Pour effectuer cette opération, chaque PM est équipé d'une diode électro-luminescente (LED) située devant la photo-cathode et excitée par un générateur d'impulsions (la figure 3.6 montre le schéma électronique correspondant). L'ajustement au moyen d'un atténuateur de l'amplitude des impulsions envoyées à la LED, donc de la lumière au niveau de la photo-cathode, permet d'optimiser les conditions d'éclairement pour une extraction privilégiée d'un photo-électron, appelé photo-électron unique.

La figure 3.7 donne un exemple de distribution obtenue à la sortie d'un PM. On observe la contribution de 1 et 2 photo-électrons au dessus d'un pedestal correspondant à 0 photo-électron. Un ajustement de l'ensemble de la distribution, comprenant les contributions du pedestal, de 1 et 2 photo-électrons est également montré (des ajustements gaussiens ont été employés). Dans ce cas particulier, 20 canaux ADC correspondent à 1 photo-électron.

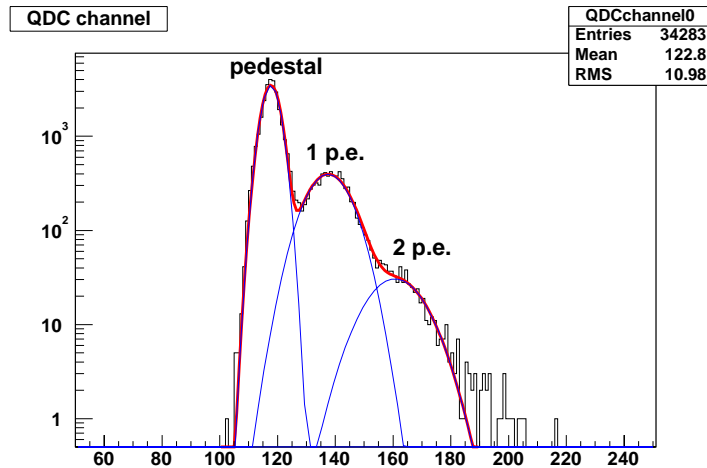


FIG. 3.7: Exemple de calibration d'une voie électronique équipée d'un photo-multiplicateur. L'atténuation appliquée au signal d'excitation de la LED est de 18.5 dB.

3.4.3 Géométrie des éléments testés

Trois configurations différentes des éléments ont été testées, ceci afin de choisir la géométrie des compteurs pour satisfaire aux objectifs fixés pour les performances du détecteur. Les compteurs individuels sont tous constitués de scintillateur organique BC408. Ces configurations sont les suivantes :

- **Setup A (figure 3.8)** : dans cette configuration, six fibres optiques (WLS) Y11 ou BCF92 sont insérées sur la face supérieure du compteur.

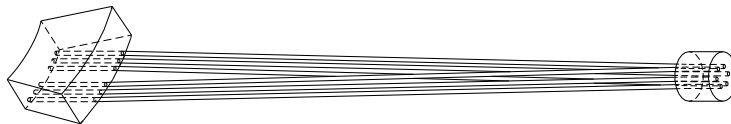


FIG. 3.8: Schéma du Setup A.

- **Setup B (figure 3.9)** : dans cette géométrie, 8 fibres optiques WLS sont insérées sur chaque côté des éléments.



FIG. 3.9: Schéma du Setup B.

- **Setup C (figure 3.10)** : la photo représente un prototype d'un compteur du V0A dans lequel des fibres (WLS) BCF92 sont régulièrement insérées sur les deux faces des éléments. Dans ce cas, le détecteur tout entier est réalisé d'une seule pièce, par gravure dans un disque de scintillateur. Les différents compteurs sont alors isolés par de la colle opaque à la lumière, qui sert également à rigidifier l'ensemble.

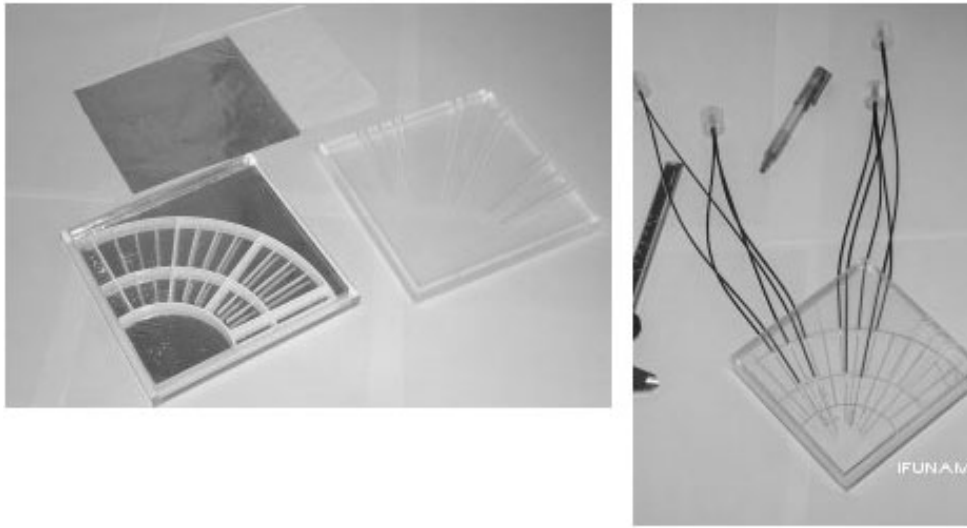


FIG. 3.10: Vue du prototype d'un compteur selon le Setup C.

3.5 Résultats

3.5.1 Observations générales issues de tests en 2001-2002

Les premiers tests, avec des éléments des Setup A et C (décrits dans la Section 3.4.3), ont été effectués durant les années 2001 et 2002. Plusieurs observations ont été faites, qui sont rassemblées dans la référence [15]. En premier lieu, la lumière donnée par les fibres (WLS) BCF92 de BICRON ne dépend pas significativement de leur diamètre (des fibres de 1.0 et 1.2 mm ont été testées).

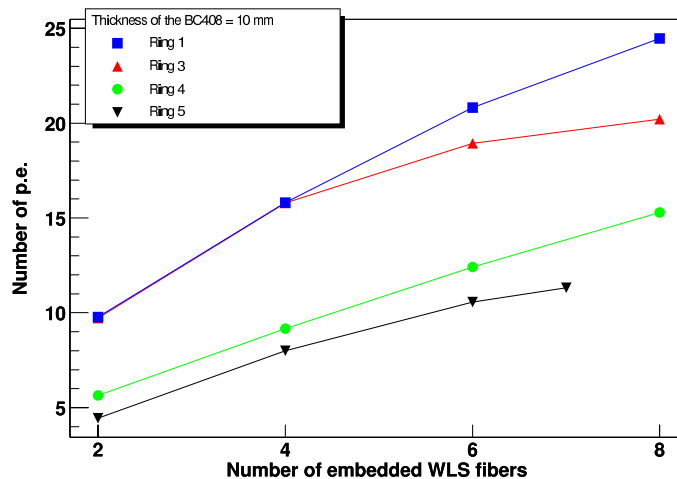


FIG. 3.11: Nombre de photo-électrons détectés en fonction du nombre de fibres WLS BCF92 insérées dans les éléments de scintillateur du Setup A.

Pour une même épaisseur de scintillateur, les fibres Y11 de Kuraray sont deux fois plus efficaces que les fibres BCF92. On observe également une saturation de la lumière de scintillation

collectée avec l'augmentation du nombre de fibres utilisées. On remarque aussi que, pour un nombre de fibres optiques identique, la lumière collectée diminue avec l'augmentation de la surface des éléments. C'est un effet de l'atténuation de la lumière à l'intérieur du scintillateur (figure 3.11). L'atténuation de la lumière dans les fibres claires BCF98 a aussi été mesurée. Un facteur 2 a été obtenu avec une longueur de 10 m. On doit remarquer que toutes les mesures citées ci-dessus sont entachées d'incertitudes évaluées à $\pm 15\%$.

D'autres tests avec des rayons cosmiques ont servi à comparer plusieurs types de revêtements réfléchissants enveloppant les compteurs. Des scintillateurs recouverts d'un film de teflon ou d'une feuille d'aluminium donnent deux fois plus de lumière que des éléments recouverts de peinture réfléchissante au dioxyde de titane BC620 de Bicon.

La collection de lumière peut être améliorée avec un réflecteur à l'extrémité des fibres (gain de 30%). De même, du ciment optique utilisé pour le maintien des fibres dans le scintillateur permet d'augmenter la lumière collectée de 30%. Des pertes de lumière se produisent au niveau de la connection entre fibres WLS et fibres claires, et entre fibres claires et la photo-cathode du PM. Ces pertes (de l'ordre de 30% à chaque connection) peuvent être compensées partiellement par l'utilisation de graisse optique.

3.5.2 Résultats des tests de 2003

Les mesures ont principalement porté sur la quantité de lumière récoltée, la résolution en temps fournie par le MIP et l'homogénéité de réponse des éléments en fonction de la position de l'impact des particules sur les compteurs. Deux secteurs du V0 (selon la géométrie à 72 éléments), chacun comportant 6 éléments de scintillateur, ont été testés sous faisceau (photo de la figure 3.12). Chaque compteur individuel est du type du Setup B (figure 3.13 de gauche), soit un scintillateur BC408 de 2 cm d'épaisseur, équipé de 8 fibres WLS Y11 insérées de chaque côté de l'élément, suivies de deux connecteurs pour branchement à des faisceaux de fibres claires BCF98 de 1 m de longueur. Une version améliorée du Setup C à également été testée (figure 3.13 de droite), dans laquelle un plus grand nombre de fibres WLS sont insérées dans les deux faces du bloc de scintillateur.



FIG. 3.12: Vue de face et de côté du prototype selon le Setup B testé sur faisceau en 2003.

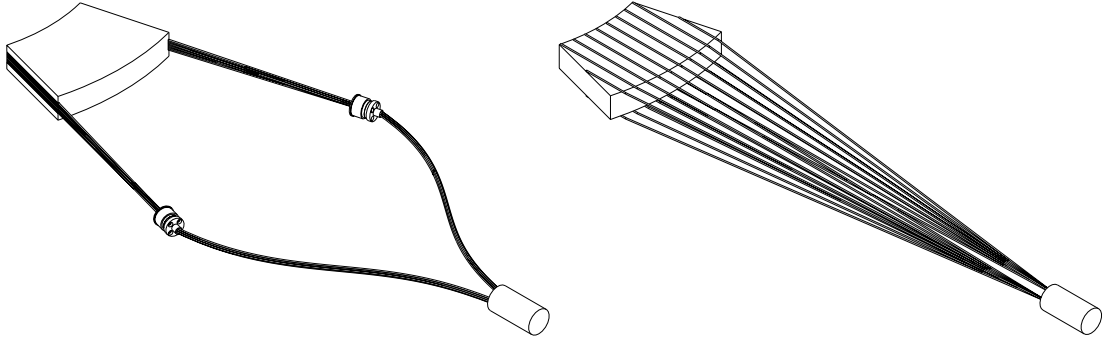


FIG. 3.13: A gauche, géométrie d'un compteur individuel du type Setup B. A droite, version améliorée du Setup C.

3.5.2.1 Lumière produite

Les distributions en charge exprimées en nombre de photo-électrons, sont montrées figure 3.14. La position du MIP est donnée par le maximum d'une fonction gaussienne ajustée sur la distribution en charge.

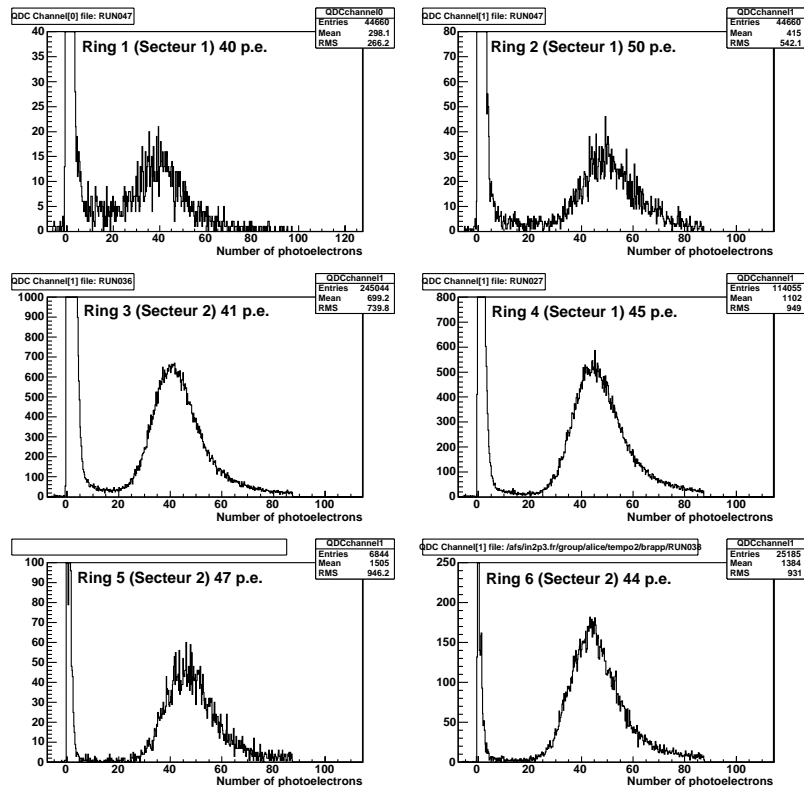


FIG. 3.14: Spectres ADC obtenus pour les 6 éléments d'un secteur du V0C selon le Setup B (Ring 5 et Ring 6 désignent les deux éléments issus de la scission en deux parties du compteur de la 5^{me} couronne).

Le tableau 3.2 résume les résultats obtenus pour les éléments testés des deux secteurs du V0C. Il est indiqué la position du MIP en photo-électrons et sa largeur (1σ) exprimée en photo-électrons et en pourcentage. On obtient des résultats homogènes quelque soit la couronne ou le secteur étudié. La lumière produite est comprise entre 40 et 54 photo-électrons.

TAB. 3.2: Lumière obtenue et résolution en temps pour les éléments des deux secteurs du VOC testés en faisceau.

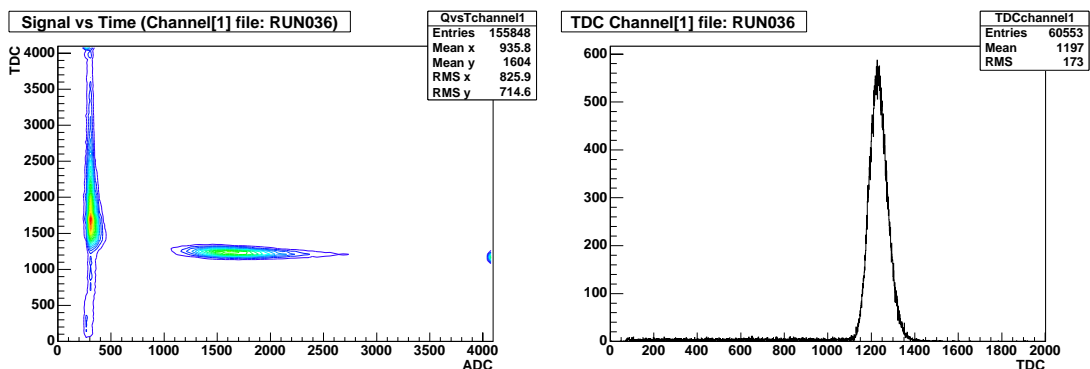
VOC		BC408 (2cm) - Setup B			
		Position du MIP (p.e.)	$\sigma_{p.e.}$	σ_{MIP}	$\sigma_{time}(ns)$
Secteur 1	Ring 1	40	11	0.28	0.77
	Ring 2	50	10	0.20	0.64
	Ring 4	46	8	0.18	0.89
	Ring 5	54	9	0.17	-
Secteur 2	Ring 1	52	11	0.20	0.56
	Ring 2	43	9	0.22	0.72
	Ring 3	41	7.5	0.19	0.78
	Ring 4	40	8	0.19	0.87
	Ring 5	47	8	0.17	0.83
	Ring 6	43	8	0.19	0.81

3.5.2.2 Résolution en temps

La géométrie des compteurs est la même que précédemment. La résolution en temps des éléments du VOC assemblés selon le Setup B a été mesurée (tableau 3.2). Des résultats obtenus précédemment avec le Setup A sont aussi montrés ici. Sa valeur est obtenue en soustrayant quadratiquement la résolution en temps du trigger (mesurée parallèlement à celle de l'échantillon) appelée σ_{ref} , à la résolution en temps donnée par les éléments σ_{mes} :

$$\sigma_{temps}^{MIP} = \sqrt{\sigma_{mes}^2 - \sigma_{ref}^2} \quad (3.1)$$

Pour obtenir la résolution en temps σ_{mes} , une gaussienne est ajustée sur la distribution donnée par les TDC. Cette distribution est établie en prenant en compte uniquement les événements ayant une charge au dessus du piédestal.

**FIG. 3.15:** A gauche, corrélation entre les distributions TDC et ADC pour un élément testé. A droite, distribution TDC après suppression des événements "piédestaux" de l'ADC.

Sur la figure 3.15 (à gauche) on peut voir le tracé des informations du temps (en canaux TDC) en fonction de la charge (en canaux ADC). Le piédestal en charge est associé à des

particules qui traversent les compteurs de déclenchement mais ne traversent pas l'échantillon du V0 de taille transverse réduite. La figure 3.15 (à droite) montre le spectre en temps obtenu, en canaux TDC (1 canal équivaut à 22 ps), après coupure sur le spectre ADC.

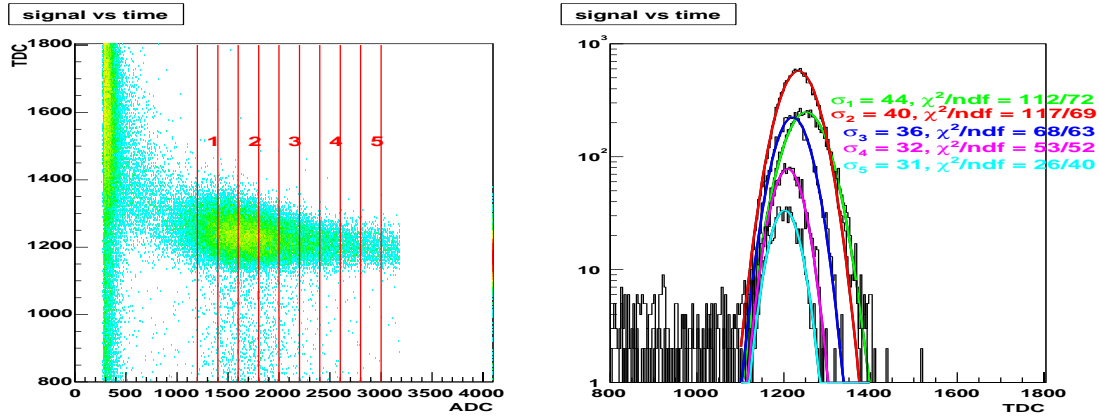


FIG. 3.16: Distribution bi-paramétrique du signal TDC en fonction de la valeur de l'ADC (figure de gauche). Plusieurs tranches dans le spectre ADC ont été projetées pour obtenir une série de distribution en temps (figure de droite).

La figure 3.16 montre les distributions en temps obtenues à partir de projection de différentes tranches faites dans la représentation bi-dimensionnelle du temps en fonction de la charge. Elles ont une forme gaussienne. La résolution donnée par le σ des gaussiennes ajustées varie inversement à la racine du nombre de photo-électrons, $\sigma \propto 1/\sqrt{N_{pe}}$. La projection du spectre en entier (sauf piédestal) montre un élargissement à la base de la gaussienne dû aux faibles charges situées dans le "creux" séparant le MIP du piédestal.

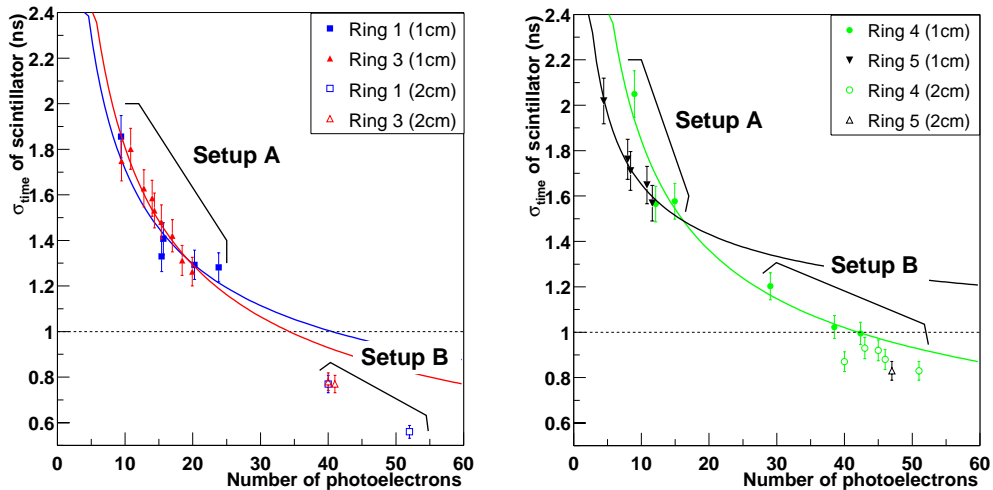


FIG. 3.17: Résolution en temps en fonction de la lumière (photo-électrons) pour les éléments des couronnes 1, 3, 4 et 5. Sur les points pleins (Setup A avec 1 cm d'épaisseur de scintillateur) a été ajustée une fonction en \sqrt{N} , où N est le nombre de photo-électrons. Les points vides désignent les résultats obtenus lors des tests sur faisceau au CERN pour des éléments du Setup B de 2 cm d'épaisseur.

Dans les figures 3.17 est reportée la résolution en temps mesurée en fonction du nombre

de photo-électrons, pour les éléments des couronnes 1, 3, 4 et 5. Plusieurs résultats de tests différents sont reportés (Setup A, Setup B, 1 cm et 2 cm d'épaisseur). Une courbe de la forme $p_1/\sqrt{N} + p_2$, où N est le nombre de photo-électrons et p_1, p_2 deux paramètres libres, a été ajustée sur les résultats obtenus. On voit que pour obtenir une résolution en temps inférieure à 1 ns, il est nécessaire d'augmenter la lumière récoltée. Ce qui a été obtenu grâce à l'adoption du Setup B à la place du Setup A. Les résultats obtenus, avec des éléments scintillants de 2 cm d'épaisseurs, sont reportés pour comparaison (setup B, 2 cm).

3.5.2.3 - Homogénéité spatiale de la réponse des éléments de scintillateur

Pour connaître la lumière produite dans les éléments de scintillateur en fonction de la position de l'impact des particules, deux chambres proportionnelles multifils à cathode segmentée ont été utilisées. Ces chambres sont deux prototypes qui avaient été développés pour le spectromètre dimuon d'ALICE [16]. La position du point d'impact de la particule incidente sur les chambres est mesurée en utilisant la distribution de la charge induite sur la cathode (et non le signal sur les fils d'anode).

Deux algorithmes peuvent être utilisés pour déterminer les coordonnées du point d'impact sur la chambre : la méthode du centre de gravité ou l'ajustement d'une fonction de Mathieson [17].

- Mesure de la position de l'impact des particules sur les éléments

La reconstruction de la position x-y par la méthode du centre de gravité est faite en calculant le barycentre des charges des clusters données par les segments cathodiques des chambres :

$$\hat{x}_{rec} = \frac{\sum_{i=1}^{n_p} A_i \cdot x_i}{\sum_{i=1}^{n_p} A_i} \quad (3.2)$$

$$\hat{y}_{rec} = \frac{\sum_{i=1}^{n_p} A_i \cdot y_i}{\sum_{i=1}^{n_p} A_i} \quad (3.3)$$

où A_i est l'amplitude des signaux mesurés sur les segments centrés en $y_i = i \cdot w_y, x_i = i \cdot w_x, n_p = 2$ ou 3 est le nombre de segments considérés et w_y, w_x la largeur des segments dans les directions y et x.

Cependant, du fait de l'utilisation de points discrets pour évaluer une distribution de charge continue, il apparaît une erreur systématique qui dépend de la position du point d'impact sur le segment. Une fonction correctrice peut alors être utilisée. Nous avons préféré utiliser la fonction analytique de Mathieson pour tenir compte de ces effets.

Dans cette méthode on cherche à ajuster à la distribution de charge une fonction de Mathieson [18–21] ayant la forme générale suivante :

$$\rho(y) = Q_A \frac{K_2 \sqrt{K_3}}{4 \arctan(\sqrt{K_3})} \frac{1 - \tanh^2(K_2(y - y_A)/h)}{1 + K_3 \tanh^2(K_2(y - y_A)/h)} \quad (3.4)$$

où y_A est la position de l'avalanche, Q_A la charge, $K_{2,3}$ des paramètres dépendant de la géométrie de la chambre et h la distance séparant les fils des deux plans de cathode.

La figure 3.18 montre la distribution des impacts sur une des deux chambres utilisées en test (ALICE1). Les positions ont été reconstruites en considérant des clusters s'étalant sur 3×3

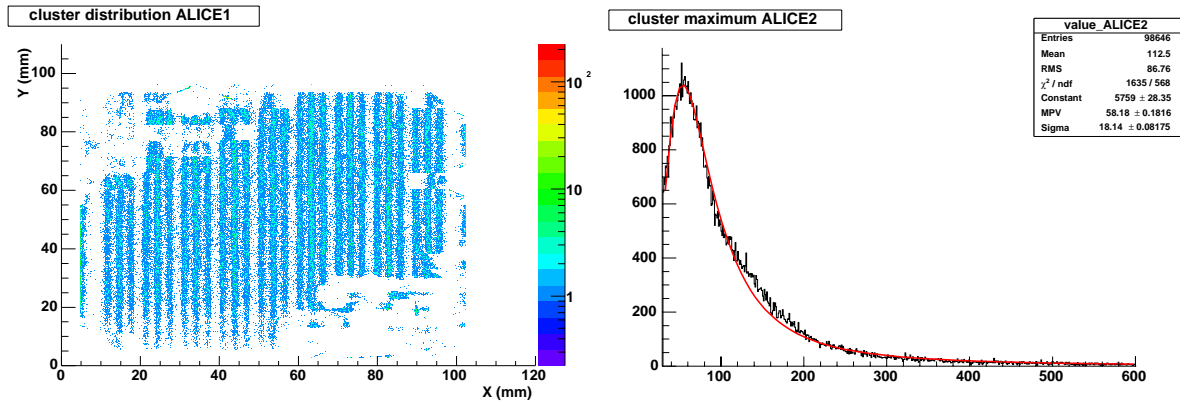


FIG. 3.18: Distribution des impacts de particules sur la chambre ALICE1 (figure de gauche). Les positions X-Y sont reconstruites par la méthode de Mathieson. Distribution de charge des clusters pour la chambre ALICE2 (figure de droite) et ajustement d'une distribution de Landau.

segments autour de la valeur centrale. L'axe d'abscisse est perpendiculaire aux fils d'anode. On observe parfaitement les groupements de 3 fils situés devant chaque segment. Des zones "blanches" apparaissent du fait d'un défaut localisé de l'électronique de lecture. La distribution du maximum de chaque cluster suit une distribution de Landau, cette distribution est tracée figure 3.18 pour la chambre ALICE2.

- Homogénéité de la réponse des scintillateurs

Du fait du trop grand nombre de segments inefficaces sur les deux chambres, il n'a pas été possible d'utiliser simultanément les deux chambres pour reconstruire la position du point d'impact sur les éléments de scintillateurs. Seule la deuxième chambre, la plus proche des éléments testés, a été utilisée. L'image de la distribution du faisceau sur le compteur est similaire à l'image du faisceau sur la chambre faiblement modifiée par l'effet de la divergence des traces. Les Setup B et C ont été testés. Sur la figure 3.19 on voit la distribution exprimée en photo-électrons de la lumière récoltée en fonction de la position X,Y de la particule incidente, ceci pour différents éléments de scintillateur.

Afin d'éliminer les effets dus au profil du faisceau, les distributions sont normalisées par rapport au nombre de particules traversant chaque "Bin". La taille des "Bins" sur les cartes X-Y montrées (figure 3.19) est de 2 mm verticalement le long des fils d'anode et de 7.7 mm horizontalement. Sur chacune des cartes, on reconnaît la forme trapezoïdale de la projection des éléments sur la chambre ALICE2. Les lignes pointillées indiquent les limites des tranches projetées selon les axes X et Y (11 "Bins" verticalement et 2 "Bins" horizontalement). Les distributions issues de ces projections, sont montrés figure 3.20.

La lumière produite est homogène pour les éléments du Setup B. Les effets de bord correspondent à des particules ne traversant pas entièrement le scintillateur. Le Setup C (scintillateur de 1 cm d'épaisseur sans fibre claire) montre une inhomogénéité de l'ordre de 30% selon les deux directions. La lumière recueillie est plus importante pour une particule traversant au centre du scintillateur que près des bords. Le nombre de photo-électrons par MIP est plus faible que celui fourni par le Setup B, même en tenant compte de l'épaisseur moitié des éléments.

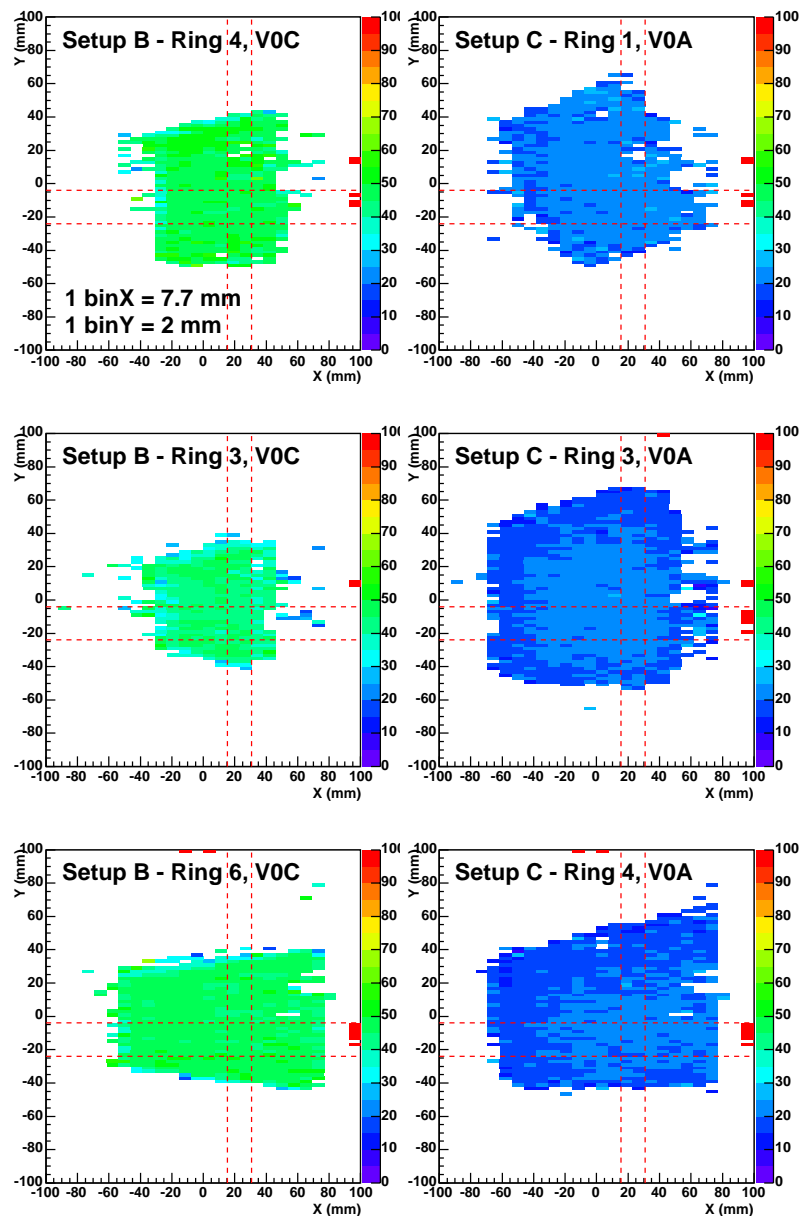


FIG. 3.19: Distribution de la lumière (en photo-électrons par MIP) en fonction de la position en X et Y de l'impact des particules sur les éléments de scintillateurs. Les distributions sont normalisées par rapport au nombre de particules.

- Simulation de la réponse des éléments du V0

Une simulation de la réponse optique des éléments du V0 a été réalisée avec le programme LITRANI [22]. Ce programme permet de générer des photons le long de traces de particules traversant différents matériaux optiques et de les propager. Plusieurs processus de création des photons à partir de particules traversant les matériaux optiques peuvent être choisis (émission Cerenkov, cascade électromagnétique, etc...). Pour propager les photons, le programme tient compte de la géométrie et des paramètres optiques des différents milieux utilisés, tel l'indice de réfraction, d'absorption, de diffusion, la longueur d'absorption, les coefficients de réflexion et de diffusion.

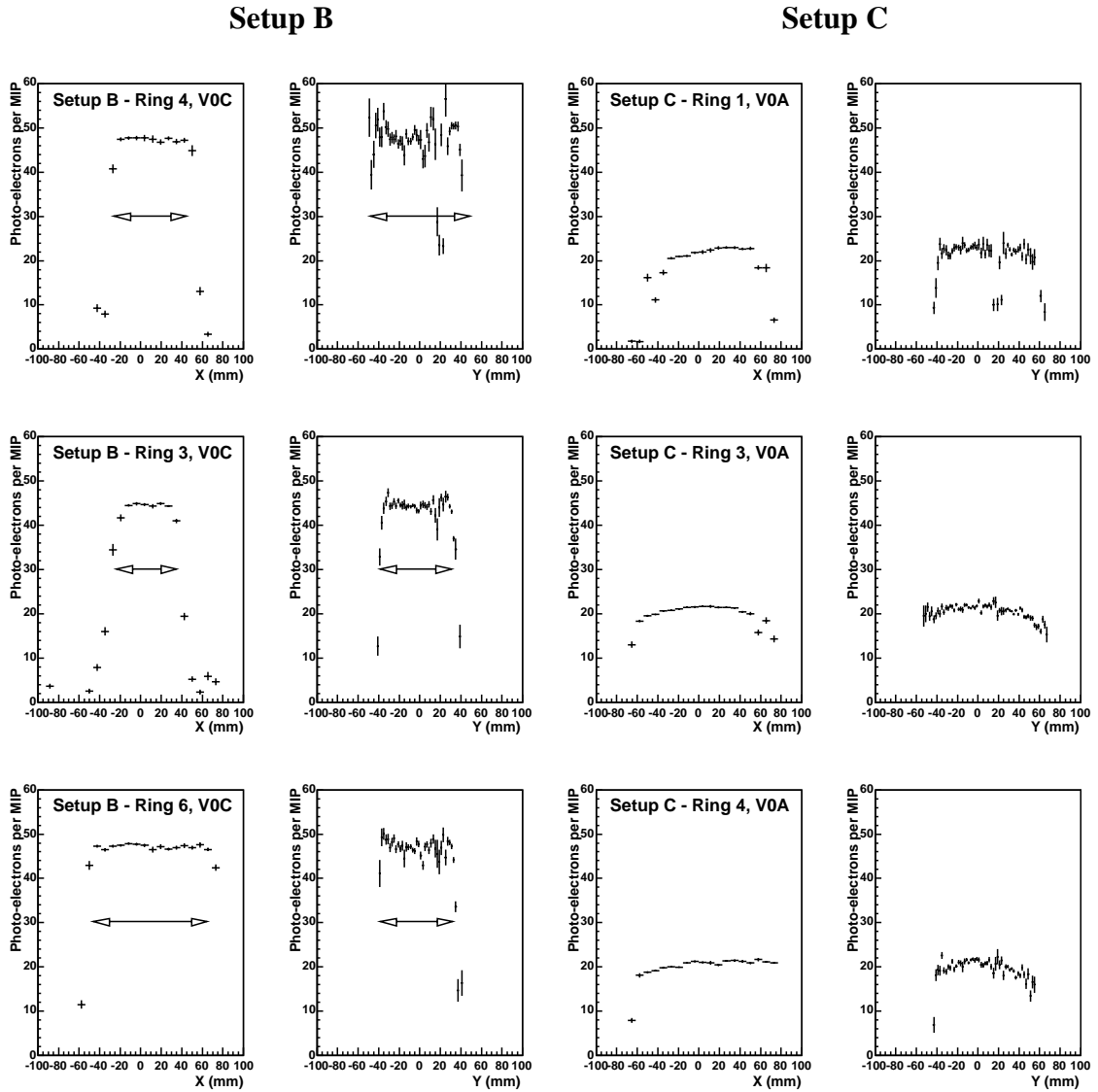


FIG. 3.20: Projections selon les axes X et Y des distributions de la figure 3.19. La taille des éléments selon le Setup B est indiquée par des flèches (distributions des deux premières colonnes de gauche).

Deux géométries de compteurs du V0 ont été implémentées. La première géométrie correspond au Setup B (figure 3.21 de gauche), c'est à dire un scintillateur BC408 de 2 cm d'épaisseur, où la lumière est recueillie sur 2 côtés des éléments. Les 6 faces sont recouvertes de la même matière réfléchissante (Téflon) avec un coefficient de réflexion égal à 1. La lumière obtenue au niveau de la photo-cathode des PM est proportionnelle au nombre de photons récoltés sur les surfaces de contact avec les fibres WLS. La seconde géométrie est le Setup C (figure 3.21 de droite), soit un scintillateur de 1 cm d'épaisseur, où les photons sont recueillis sur les deux faces des éléments. Pour cet élément, les deux faces supérieure et inférieure sont recouvertes de Téflon, alors que les 4 autres faces latérales sont recouvertes d'une colle avec un coefficient d'absorption a priori inconnu, mais probablement beaucoup plus grand.

Pour les deux géométries, le nombre de photons récoltés en fonction de la position de l'impact de la particule incidente sur l'élément, a été simulé avec des pions de 7 GeV/c (voir fi-

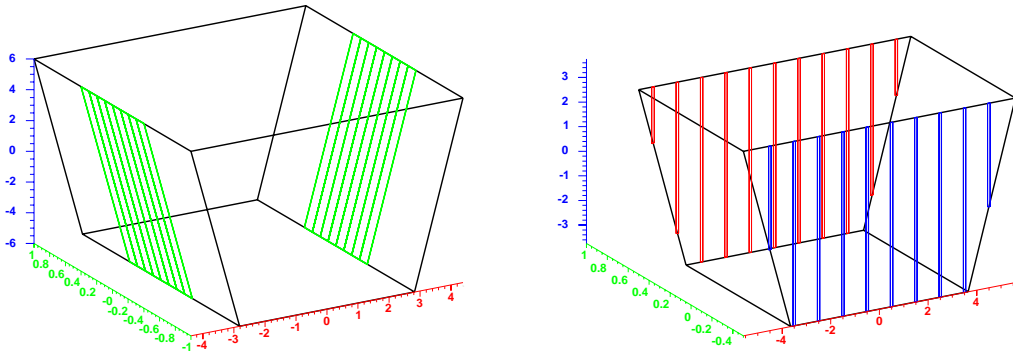


FIG. 3.21: Géométries des deux compteurs (Setup B à gauche et Setup C à droite) implémentées dans LITRANI.

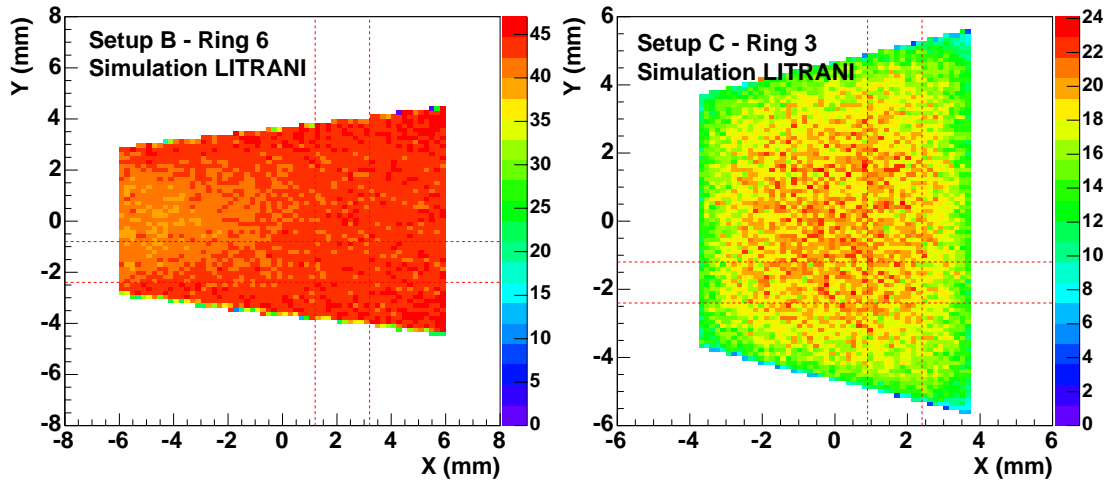


FIG. 3.22: Distribution de la lumière (en photo-électrons) en fonction de la position en X et Y de l'impact des particules sur les éléments de scintillateurs, obtenue par simulation avec le programme LITRANI. Les distributions sont normalisées avec le nombre de photo-électrons obtenu expérimentalement. La figure de gauche est la distribution obtenue pour un élément du Setup B, la figure de droite pour un élément du Setup C.

gure 3.22).

- Élément selon le Setup B

La figure 3.23 montre les projections selon une bande verticale et horizontale de la lumière récoltée en fonction de la position (voir figure 3.20). Sur la même figure sont reportés les résultats obtenus en tests sur faisceau pour la couronne 5 du Setup B.

Le maximum de la distribution obtenue par simulation est ajusté sur les données expérimentales. Il est possible de retrouver à partir de la simulation le nombre relatif de photons-électrons obtenu lors des tests. On peut écrire :

$$N_{p.e.} = N_0 \times \epsilon_1 \times \epsilon_2 \times \epsilon_3 \times \epsilon_4 \times \epsilon_5 \times \epsilon_6 \quad (3.5)$$

La perte d'énergie dans le scintillateur BC408 pour des pions de 7 GeV est de 2.4 MeV/cm. Environ 12000 photons sont créés pour 1 MeV d'énergie perdue dans le BC408, soit environ

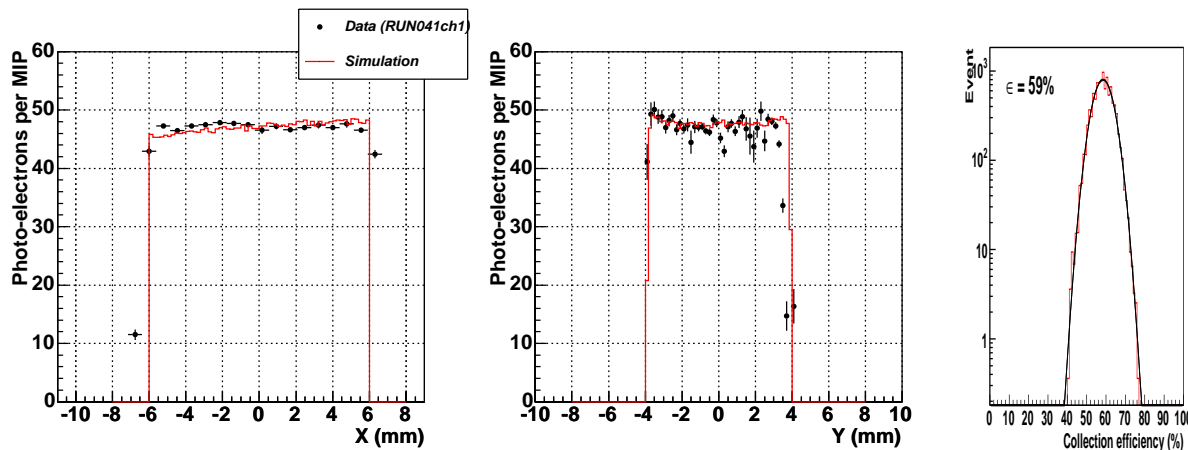


FIG. 3.23: Distributions de la lumière récoltée en fonction de la position selon les axes X et Y, pour la couronne 5 du Setup B. A gauche, projection selon l'axe vertical défini au paragraphe précédent. Au centre selon l'axe horizontal. Les points représentent les résultats expérimentaux avec leur erreurs, le trait plein le résultat de la simulation avec LITRANI. A droite, efficacité de collection de la lumière de scintillation.

58000 photons dans les éléments de scintillateur de 2 cm d'épaisseur (N_0). L'efficacité de collection des photons (nombre de photons recueillis sur les fibres divisé par le nombre de photons générés) est ϵ_1 (59% obtenu avec LITRANI, voir figure 3.23). Un pourcentage ϵ_2 de ces photons sont absorbés et réémis à la longueur d'onde d'émission de la fibre WLS. Le pourcentage de photons convertis qui sont piégés et transportés par la fibre WLS est ϵ_3 (4% d'après BICRON). Le connecteur entre la fibre WLS et la fibre claire absorbe 30% des photons d'après les mesures (soit $\epsilon_4 = 70\%$) et la fibre claire atténue la lumière du facteur ϵ_5 selon sa longueur. L'efficacité quantique de la photo-cathode du photo-multiplicateur est ϵ_6 (environ 15% d'après Philips). Ainsi, $N_0, \epsilon_1, \epsilon_3, \epsilon_4, \epsilon_5, \epsilon_6$ sont connus et $N_{p.e.}$ est mesuré. Le facteur ϵ_2 qui dépend de la fibre WLS et de l'incidence des photons sur celle-ci peut être évalué à partir des mesures. Par exemple pour une fibre Y11 avec 1 mètre de fibre claire ($\epsilon_5 = 0.9$) on obtient :

$$\epsilon_2 = \frac{47}{58000 \times 0.59 \times 0.04 \times 0.70 \times 0.90 \times 0.15} = 0.36 \quad (3.6)$$

- Élément selon le Setup C

La figure 3.24 montre les projections pour la couronne 3 du Setup C. Plusieurs distributions sont tracées pour différentes valeurs (50%, 25% et 0%) du coefficient d'absorption de la colle recouvrant les faces latérales de l'élément et pour une épaisseur de 1 cm de scintillateur. Les résultats obtenus avec LITRANI reproduisent l'inhomogénéité du Setup C si un coefficient d'absorption de 50% est introduit. Ici ϵ_2 déduit de la relation 3.5 conduit à une valeur :

$$\epsilon_2 = \frac{20}{29000 \times 0.30 \times 0.04 \times 0.15} = 0.38 \quad (3.7)$$

L'efficacité de conversion obtenue est similaire à celle obtenue pour le Setup B, compte tenu des incertitudes sur les différents termes de l'équation 3.5.

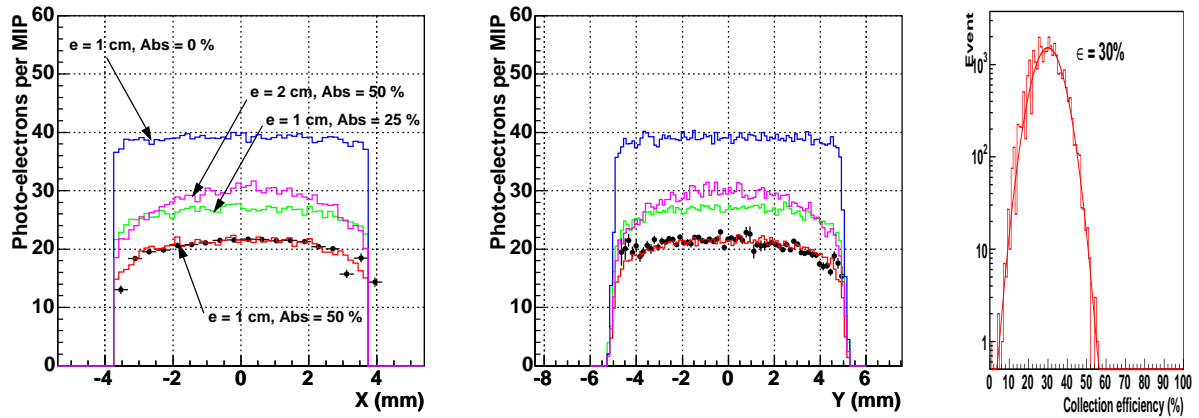


FIG. 3.24: Distributions de la lumière récoltée en fonction de la position selon les axes X et Y, pour la couronne 3 du Setup C. A gauche, projection selon l'axe vertical défini au paragraphe précédent. Au centre selon l'axe horizontal. Les points représentent les résultats expérimentaux avec leur erreurs, le trait plein le résultat de la simulation avec LITRANI. A droite, efficacité de collection de la lumière de scintillation.

- Comparaison des efficacité de collection

La simulation permet d'affirmer également que le Setup B est plus efficace pour recueillir la lumière que le Setup C. L'efficacité de collection des photons ϵ_1 produits par scintillation a été simulée en fonction du nombre de fibres utilisées (Setup B) et de l'épaisseur du scintillateur (Setup C). Les résultats sont montrés tableau 3.3. Pour un élément de la 4^{ème} couronne du Setup B l'efficacité de collection est de 59%, 61% et 66% pour 8, 9 et 12 fibres WLS.

TAB. 3.3: Efficacité de collection de la lumière donnée par LITRANI pour différentes configurations des Setups B et C (4^{ème} couronne).

Setup B			
Epaisseur (cm)	2	2	2
Nb. de fibres WLS	8	9	12
Efficacité de collection (%)	59	61	66
Setup C			
Epaisseur (cm)	1	1	2
Absorption du ciment optique(%)	50	25	0
Efficacité de collection (%)	30	39	59

Pour le Setup C l'efficacité de collection varie de 30% à 59% selon la valeur du coefficient d'absorption de la colle recouvrant les faces latérales des éléments. Le fait de doubler l'épaisseur du scintillateur augmente la surface absorbante, de ce fait l'efficacité de collection est plus faible (environ 20%). De plus, la perte d'efficacité dans la zone des bords du scintillateur est proportionnellement plus importante pour un élément de 2 cm que pour un élément de 1 cm (figure 3.24). Il faut noter que les deux setups seraient équivalents en terme d'efficacité de collection (ϵ_1) si la valeur de l'absorption du ciment était égale à 0%.

3.5.3 Résultats des tests de 2004

Afin de déterminer les performances d'une voie individuelle dans sa configuration finale, un compteur du Setup B a été testé avec des rayons cosmiques. Quatre longueurs de fibre claire BCF98 ont été utilisées (1, 5, 10 et 16 mètres) couplées à deux types de fibres à décalage de longueur d'onde (Bicron BCF92 et Kuraray Y11).

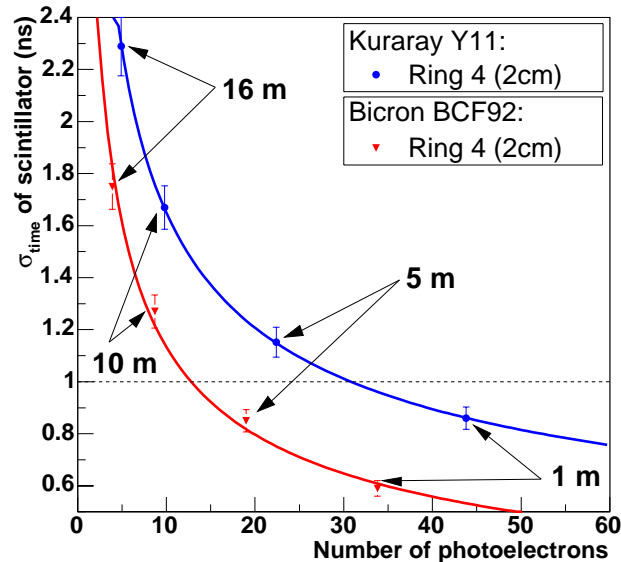


FIG. 3.25: Résolution en temps en fonction de la lumière (photo-électrons) pour un élément du ring 4 où sont insérées des fibres WLS Y11 ou BCF92, ceci avec différentes longueurs de fibres claires BCF98 (1, 5, 10 et 16 m).

La figure 3.25 montre les résultats obtenus, pour un élément du ring 4. On obtient avec 1 mètre de fibre claire, 34(44) photo-électrons pour les fibres WLS BCF92(Y11). Après 5 mètres, on a 19(22) photo-électrons, après 10 mètres on a 9(10) photo-électrons, et après 16 mètres 4(5) photo-électrons. Les fibres Kuraray Y11 permettent donc de recueillir plus de lumière de scintillation. Cependant, la résolution en temps obtenue avec les fibres Bicron BCF92 est meilleure. Les fibres Bicron - plus rapides - sont mieux adaptées pour la mesure du temps de vol. Il faut toutefois noter que la résolution en temps avec 10 et 16 mètres de fibre claire est supérieure à 1 ns pour les deux types de fibres WLS. Cela ne répond pas aux spécifications imposées d'une résolution égale ou meilleure que 1 ns. Avec une longueur de 5 mètres de fibre claire, un élément équipé de fibres WLS (BCF92) fournit 19 photo-électrons avec une résolution en temps de 0.85 ns. C'est cette configuration avec au maximum 5 mètres de fibres claires qui est retenue pour la réalisation du détecteur.

L'efficacité de détection des éléments de scintillateur a été également étudiée. Pour mesurer cette efficacité, un seuil variable est appliqué sur l'amplitude des impulsions générées par le photo-multiplicateur. Pour chaque valeur du seuil, le rapport du nombre d'événements au-dessus du seuil sur le nombre d'événements donnés par le trigger permet de calculer l'efficacité.

La figure 3.26 de gauche montre un ensemble de distributions de charges obtenues (pour le ring 4 avec des fibres WLS Y11 suivies de 1 m de fibre claire) après application de différentes valeurs de seuil (30 mV à 240 mV) sur le signal.

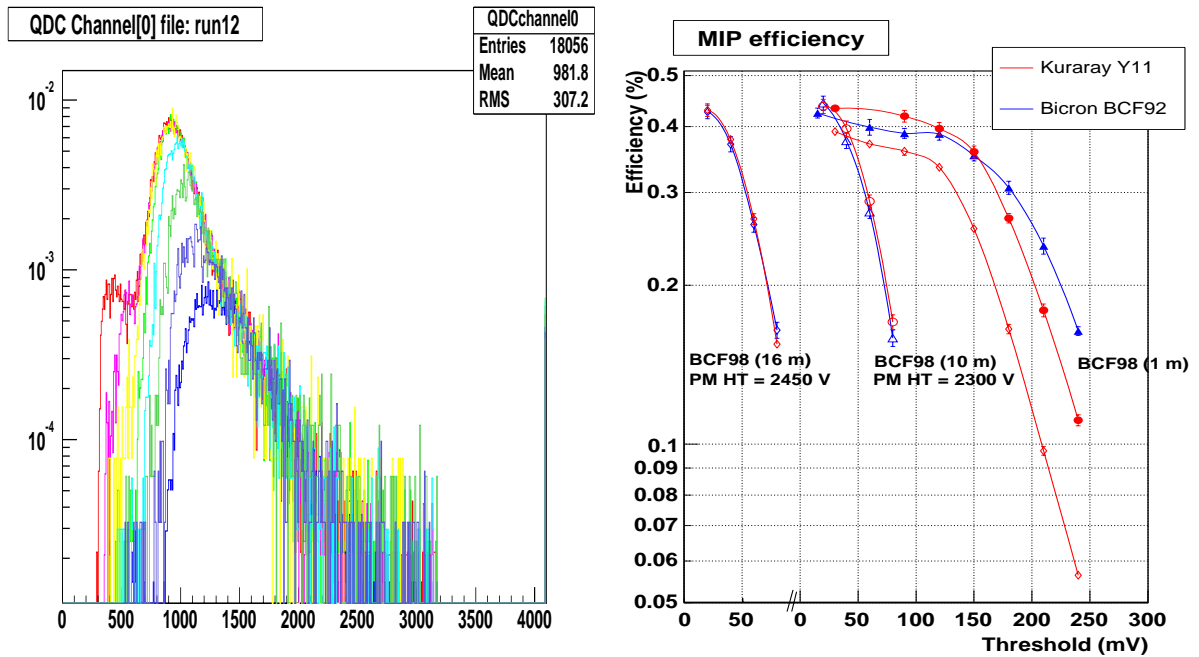


FIG. 3.26: A gauche, spectres de charges en canaux ADC obtenus (pour le ring 4) après application de différentes valeurs de seuil sur l'amplitude des impulsions fournies par le photo-multiplicateur. A droite, efficacité de détection en fonction de la valeur du seuil.

La figure 3.26 de droite montre les courbes d'efficacité de détection en fonction de la valeur du seuil. Les mesures sont faites avec des fibres WLS Bicon BCF92 et Kuraray Y11, suivies de 1, 10 et 16 mètres de fibre claire BCF98. Les courbes d'efficacité pour les deux types de fibres à décalage de longueur d'onde sont similaires, quelles que soient les longueurs de fibre claire. Ces mesures montrent que l'efficacité de détection du MIP est similaire quelque soit la fibre utilisée. La fibre BCF92 offre une résolution en temps meilleure que la fibre Y11. C'est donc la première qui est choisie. L'efficacité maximale atteinte est d'environ 42%. Ce chiffre n'est pas l'efficacité du compteur pour la détection du MIP. C'est une efficacité géométrique correspondant au rapport de la surface de l'élément de scintillateur sur la surface de détection du trigger.

3.5.4 Conclusion

Les résultats des tests présentés dans ce chapitre ont permis de définir et d'améliorer par itérations successives les compteurs élémentaires du détecteur V0. Ceux-ci, dans leur version finale, sont constitués de scintillateur organique de 2 cm d'épaisseur. Des fibres optiques à décalage de longueur d'onde sont insérées sur les côtés des éléments et permettent de récolter la lumière de scintillation. Cette lumière est transportée par environ 5 m de fibre claire jusqu'à des photo-multiplicateurs (situés dans le champ magnétique de l'aimant L3 et du dipôle du spectromètre).

Un tel dispositif (scintillateur BC408 couplé à des fibres BCF92 simple "cladding"¹) permet d'atteindre une résolution en temps d'environ 0.85 ns avec 19 photo-électrons au niveau de la photo-cathode. Le nombre de photo-électrons peut encore être augmenté en employant du

¹C'est à dire avec une seule enveloppe réfléchissante recouvrant le coeur de la fibre optique.

scintillateur BC404 qui produit des photons de scintillation de longueur d'onde (405 nm) plus proche du maximum d'absorption (400 nm) des fibres BCF92. Un meilleur couplage (ϵ_2) sera alors réalisé et un gain d'un facteur 1.2 est attendu. La lumière recueillie peut également être accrue par l'emploi de fibres WLS à double "cladding"² avec un gain (ϵ_3) d'un facteur 1.7. De ce fait, le nombre de photo-électrons peut être doublé (38 photo-électrons) procurant une résolution en temps meilleure encore (environ 0.6 ns). D'ultimes mesures sont ainsi programmées avant l'adoption finale du dispositif.

²Toutes les mesures précédentes ont été effectuées avec une fibre claire BCF98 à double "cladding".

Références

Le détecteur V0

- [1] B. Cheynis et al., ALICE/00-29 (2000)
- [2] S. Aota et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A352 (1995) 557
- [3] Z. Ajaltouni et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A388 (1997) 64
- [4] P. Amaral et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A443 (2000) 51
- [5] F. Ariztazabal et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A349 (1994) 384
- [6] M.M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A372 (1996) 143 ; A421 (1999) 558
- [7] G. Aguillion et al., Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A417 (1998) 266
- [8] S. Filippov et al., Experimental performances of SPD/PS detector prototypes, Internal note, LHCb/2000-31, CALO, 24 June 2000
- [9] V. Brekhovskih et al., The WLS fiber time properties study, Internal note, LHCb/2000-39, HCAL, 20 June 2000
- [10] Scintillation products, Bicron SAINT-GOBAIN
- [11] Scintillation Materials, Kuraray, Japan
- [12] Scintillating Optical Fibers, Bicron SAINT-GOBAIN
- [13] Philips Photonics, Immeuble "Le Levant", 2, rue du nouveau Bercy, 94220 Charenton le Pon, France
- [14] CAEN, Via Vetraia, 11-55043 Viareggio, Italy
- [15] B. Cheynis et al., ALICE/2003-040 (2003)
- [16] R. Guernane, Thèse (2001), Lyon
- [17] E. Gatti, A. Longoni, H. Okuno and P. Semenza, Nucl. Instr. and Meth. 163 (1979) 83
- [18] J.S. Gordon and E. Mathieson, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 227 (1984) 267
- [19] E. Mathieson and J.S. Gordon, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. 227 (1984) 277
- [20] J.R. Thomson, J.S. Gordon and E. Mathieson, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A234 (1985) 505
- [21] E. Mathieson, Nucl. Instr. Meth. in Phys. Res. A270 (1988) 602
- [22] LITRANI, Light Transport in Anisotropic Media, François-Xavier Gentit, DAPNIA-SPP, CEA-Saclay, <http://gentit.home.cern.ch/gentit/>

4 Performances du V0 : simulation et optimisation

Ce chapitre est consacré aux simulations des performances du détecteur V0 en collision proton-proton. Une simulation complète du détecteur dans l'environnement d'ALICE a permis d'étudier les diverses sources de bruit de fond influençant le fonctionnement du V0. L'efficacité de déclenchement en biais minimum, la multiplicité et l'efficacité de filtrage en réaction $pp \rightarrow \mu^+ X$ sont évaluées.

4.1 Introduction

Les performances du détecteur V0 dépendent des performances des voies élémentaires, et des conditions de fonctionnement du système. La localisation du détecteur dans la partie centrale d'ALICE, où sont présents divers éléments mécaniques, d'autres détecteurs, et le collisionneur lui-même fait que le niveau de bruit de fond est important. Celui-ci provient de deux sources.

La première source est la production de particules secondaires dans l'environnement mécanique d'ALICE (Section 4.3). Elles se superposent aux particules primaires émises à chaque collision. Cet effet a une influence sur l'efficacité de déclenchement sur les événements "minimum-bias" (Section 4.4) et, dans une large mesure, sur les capacités de mesure de la multiplicité des particules chargées en réaction p-p et Pb-Pb (Section 4.5 et 4.6).

La seconde source de bruit de fond provient d'interactions de particules des faisceaux avec le gaz résiduel de la chambre à vide du LHC (Section 4.7). Cette contribution est très importante en faisceaux de protons. Cette production de particules parasites induit deux effets. Le premier est la production de déclenchements intempestifs par le V0, qui s'ajoutent aux déclenchements "minimum-bias" dus à la physique p-p. Cela oblige à trouver une méthode qui permette d'éliminer ce bruit sans diminuer drastiquement l'efficacité de déclenchement physique. La conjonction de la sélection sur le temps entre les réponses des deux hodoscopes avec le nombre minimum de cellules touchées requises pour le déclenchement, permet d'éliminer une grande partie de ce bruit de fond (Section 4.8). Le second effet dû aux interactions p-gaz est la production de déclenchements par les chambres du spectromètre dimuon. Dans la plupart des cas, et grâce à sa petite taille transverse, le détecteur V0, ne détecte pas de particules. Il joue alors le rôle de filtre (Section 4.9).

4.2 Simulation du V0 avec AliRoot

Pour étudier les performances du V0, le code de simulation AliRoot [1] de la collaboration ALICE a été utilisé. L'environnement de simulation AliRoot basé sur ROOT offre une interface écrite en C++ aux générateurs Monte-Carlo et au code de transport GEANT 3. Un fichier de configuration unique permet de sélectionner le type d'événement et le générateur choisi (PYTHIA, HIJING ou autre). Le code GEANT 3 prend en charge le transport et les interactions des particules générées dans les matériaux des détecteurs. Les traces générées et les caractéristiques

des impacts (HITS) dans les détecteurs sont stockées dans des arbres, à l'intérieur de fichiers Root.

La géométrie du détecteur (V0A et V0C) est implémentée pour GEANT 3 sous forme de déclaration de volumes actifs. La figure 4.1 montre la géométrie du V0C telle qu'elle apparaît dans AliRoot. Elle consiste en 48 compteurs de scintillateurs organiques à l'intérieur d'une boîte en aluminium.

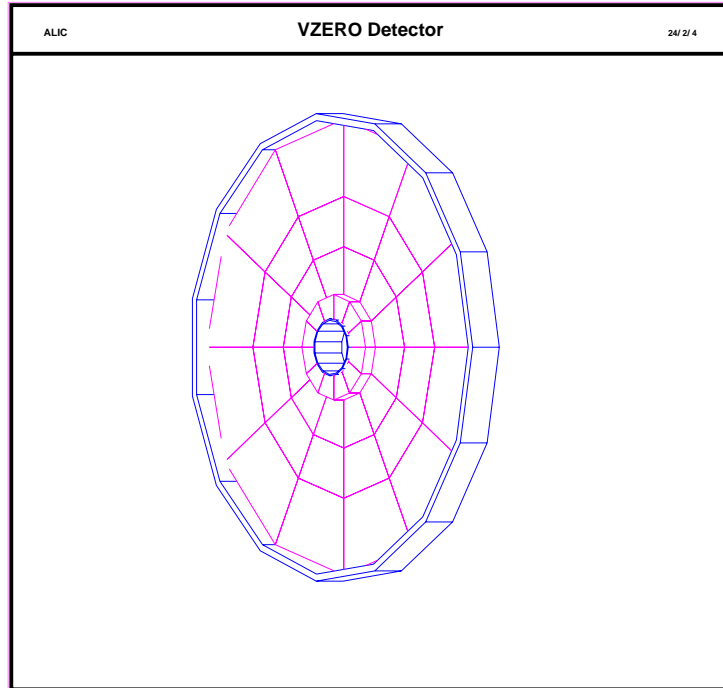


FIG. 4.1: Vue en 3D de la géométrie du détecteur V0C telle qu'elle apparaît dans AliRoot.

Le code GEANT 3 discrétise les trajectoires des particules en fonction du temps. A chaque pas de calcul, donc d'intervalle de temps, les différents processus et interactions sont évalués de façon probabiliste. Quand une trace sort d'un volume actif du détecteur V0 ou est stoppée à l'intérieur de celui-ci, les informations telles que la perte d'énergie dans le scintillateur, le temps de vol, l'impulsion de la particule sont écrites dans l'arbre de HITS de l'événement considéré.

4.3 Bruit de fond dû à la production de particules secondaires

La présence de matériaux à l'avant du détecteur V0 est la source d'un nombre important de particules secondaires, qui augmente le nombre de particules chargées qui traversent son volume. Les principales sources sont le tuyau de l'accélérateur, l'absorbeur frontal, le FMD, le T0 et la structure de l'ITS. L'efficacité de déclenchement ainsi que la mesure des multiplicités des particules chargées sont modifiées par ce bruit de fond. Les simulations de bruit de fond ont été faites en collision p-p à 7 TeV par proton en utilisant le générateur PYTHIA [2] dans l'environnement AliRoot. La figure 4.2 montre l'origine - le vertex d'émission - des particules chargées traversant les détecteurs V0A et V0C projetée sur les plans XY et ZX.

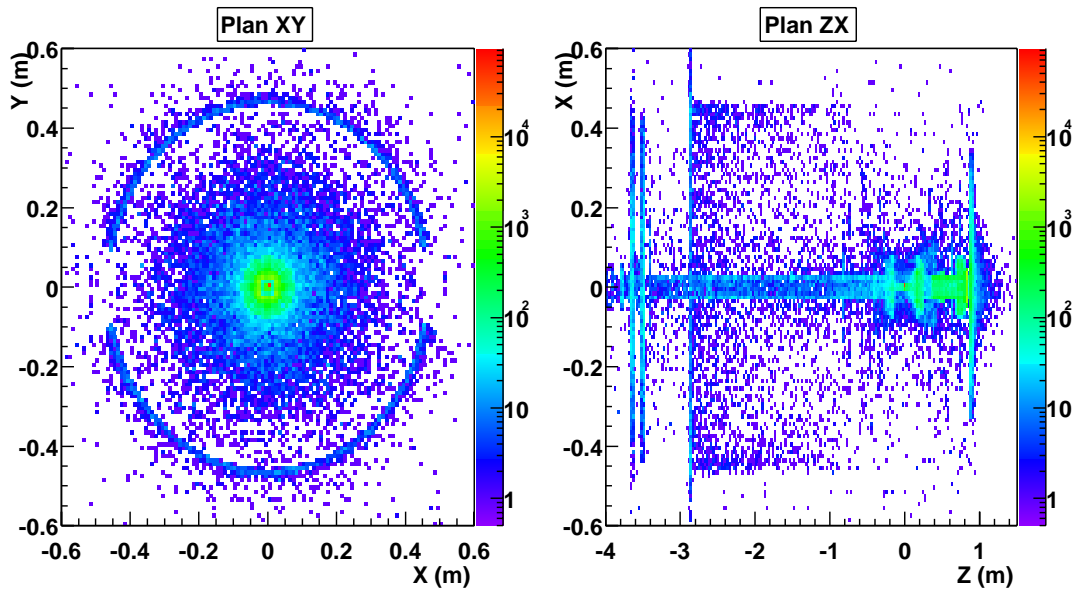


FIG. 4.2: Distribution du vertex d'émission des particules traversant les détecteurs V0C et V0A dans un plan transversal (XY) et longitudinal (ZX) par rapport au faisceau (situé le long de l'axe Z).

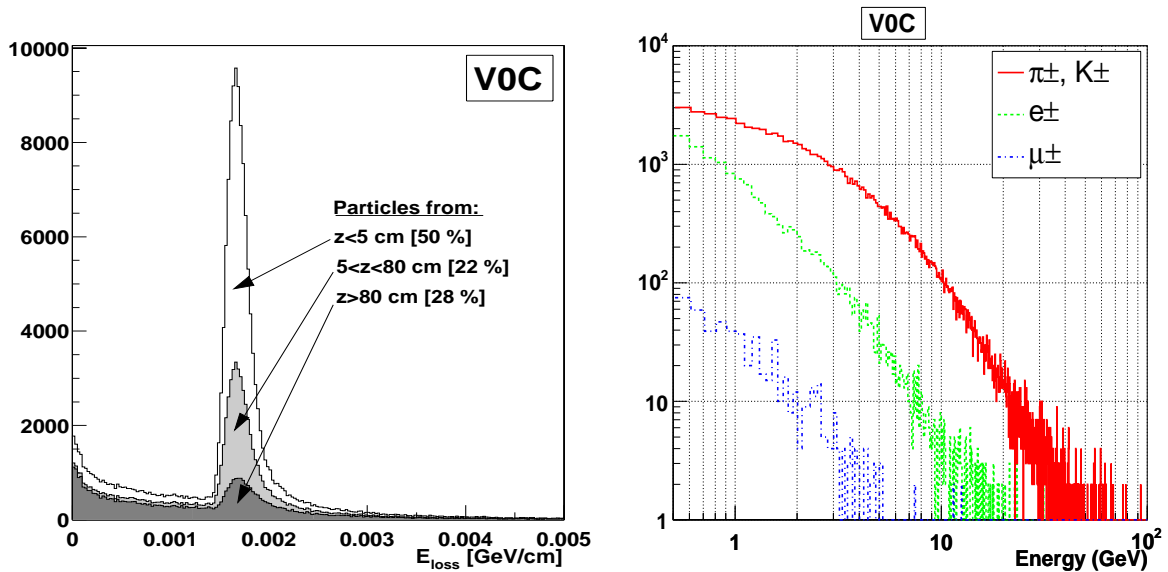


FIG. 4.3: Distribution de la perte d'énergie des particules traversant le V0C pour 1 cm de scintillateur (figure de gauche). Spectre en énergie des particules (muons, pions, kaons, électrons et positons) traversant le V0C (figure de droite).

La distribution de la perte d'énergie des particules traversant le détecteur V0C est montrée sur la figure 4.3. La perte d'énergie correspondant à une particule au minimum d'ionisation est d'environ 1.7 MeV pour 1 cm de scintillateur traversé. Les particules traversant le V0 proviennent à 28% de la bride, à 22% du tuyau de l'accélérateur et à 50% de la collision p-p (particules primaires). La résolution intrinsèque des scintillateurs n'est pas incluse. Le spectre en énergie des principales particules chargées donnant un impact dans le V0C est visible figure 4.3. La principale contribution vient des hadrons (pions et kaons), suivie par les électrons

et positons produits en quantité dans les matériaux environnant le V0.

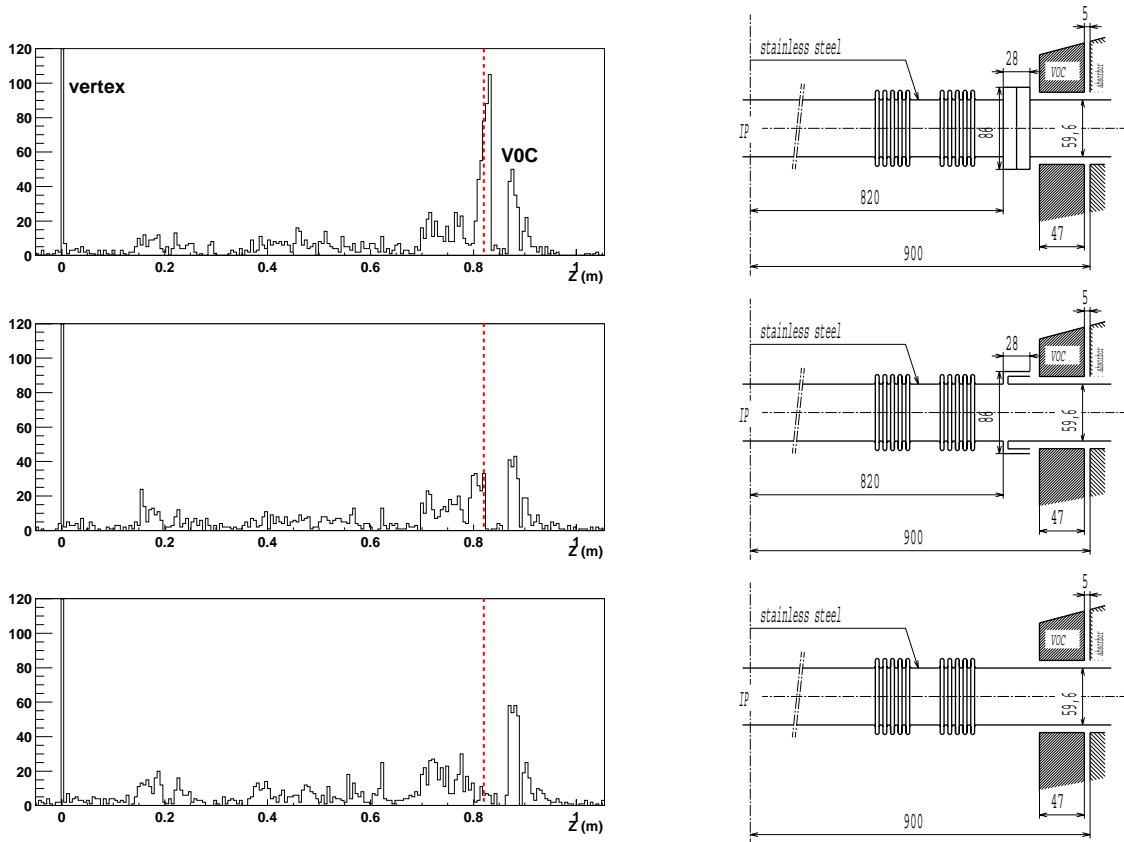


FIG. 4.4: Distribution du vertex d'émission des particules traversant le V0 le long de l'axe du faisceau (colonne de gauche) pour trois géométries différentes de la bride située devant le VOC (colonne de droite). La bride dans son état actuel (en haut), de dimension réduite (au milieu) et sans bride (en bas).

La distribution des vertex d'émission le long de l'axe du faisceau montre que les secondaires sont issus principalement de la partie de tube équipée de soufflets située entre le point d'interaction ($Z = 0$) et l'absorbeur, en particulier d'un point chaud dû à une bride située devant le VOC à 80 cm du vertex (figure 4.4).

Un changement dans la conception de la bride connectant deux portions du tube du faisceau au travers de l'absorbeur permettrait de réduire de façon importante le bruit de fond et d'éliminer le point "chaud" gênant. La figure 4.4 montre la distribution des vertex pour deux autres montages : avec une bride "creuse" de dimension réduite en épaisseur, et un tube continu sans bride. Cependant, pour l'instant aucune décision n'a été prise pour changer la conception de la bride.

Toutes les particules secondaires produites vont contribuer à l'élargissement de la distribution en temps des particules chargées traversant le V0. En effet ces particules peuvent être créées loin du vertex et subir l'effet du champ magnétique de L3. La figure 4.5 montre les spectres en temps des particules primaires et secondaires pour le V0A et V0C. On observe une forte décroissance en loi de puissance. Les distributions sont piquées à 12 ns pour le V0A et 3 ns pour le V0C, c'est à dire le temps mis par les particules primaires pour parcourir la distance séparant le vertex des compteurs à une vitesse proche de celle de la lumière. Si les particules primaires arrivent au détecteur dans un délai inférieur à 25 ns, ce n'est pas le cas pour un petit nombre de particules secondaires qui traversent le V0 tardivement. Dans le V0A(V0C),

90%(99%) des particules arrivent dans un temps $0 < t < 25$ ns et 10%(1%) des particules traversent le détecteur avec un temps de vol $25 < t < 100$ ns.

Seule une faible part du signal délivré par les éléments du V0 est due à des particules traversant les compteurs 25 ns après la collision (temps séparant deux croisements de faisceau de protons au LHC). En situation réelle, une partie plus faible du signal sera pris en compte, car l'électronique du V0 fonctionnera avec une porte en temps de quelques ns. Les particules secondaires traversant le V0 tardivement, peuvent être à l'origine d'un effet d'empilement "Pile-up" dans le détecteur, et induire ainsi de faux déclenchements lors de croisements de faisceaux ultérieurs en l'absence de collision p-p inélastiques.

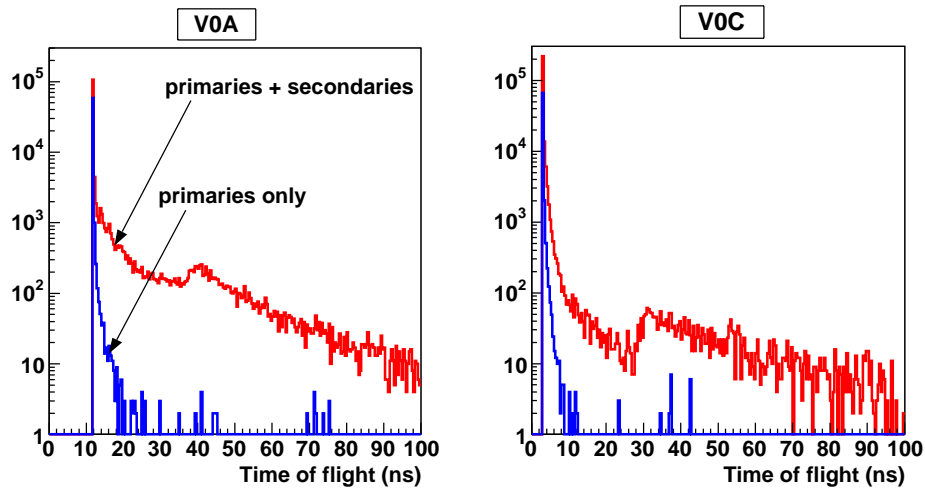


FIG. 4.5: Temps de vol des particules primaires et secondaires traversant le V0A et le V0C.

4.4 Efficacité de déclenchement

Le détecteur V0 doit produire un signal de déclenchement pour la plus grande fraction possible de collisions p-p. Il est donc nécessaire d'évaluer l'efficacité de déclenchement du V0. Le générateur PYTHIA a été utilisé dans l'environnement d'AliRoot pour générer des collisions élastiques et inélastiques p-p à une énergie de 14 TeV dans le centre de masse.

La figure 4.6 montre la distribution en multiplicité des particules chargées produites lors de collisions p-p inélastiques dans tout l'espace des phases. La composante élastique n'est pas détectée à cause de la couverture géométrique limitée du V0 à petit angle. Superposées à ces distributions sont montrées les distributions en multiplicité corrélées avec au moins une particule chargée dans le V0A (figure du haut), le V0C (figure du milieu) et avec une coïncidence d'au moins une particule chargée dans chacun des deux détecteurs V0A et V0C (figure du bas). Cette dernière condition est requise pour déclencher sur les événements de biais minimum. Les efficacités de détection ont été évaluées¹ avec le V0 seul (V0 only) et pour le V0 dans l'environnement d'ALICE (ALICE all). Dans ce dernier cas, la production de particules secondaires et la conversion de particules neutres dans le tuyau de l'accélérateur, l'absorbeur et

¹Pour cela, 10000 collisions p-p inélastiques ont été générées sans déplacement du vertex d'interaction (effet de peu d'influence sur l'efficacité). Les efficacités données par la suite sont déterminées avec une précision de l'ordre de 1%.

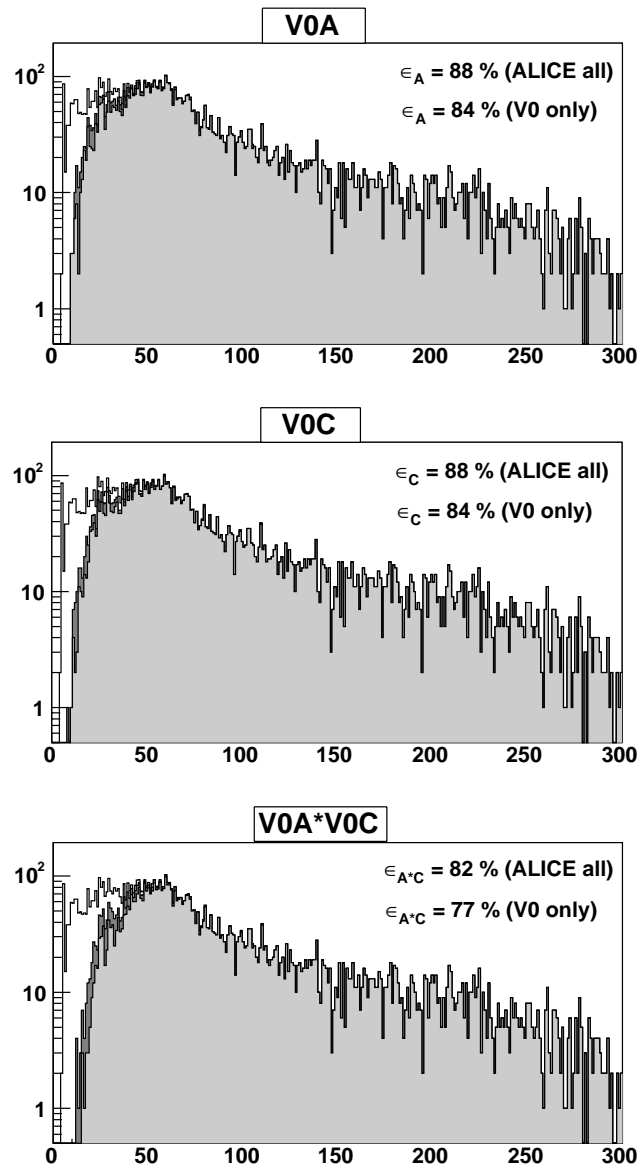


FIG. 4.6: Efficacité de déclenchement du V0 sur les événements p-p inélastiques. Les différentes distributions donnent la multiplicité des événements p-p donnant lieu à un déclenchement du V0A (en haut), du V0C (au milieu) et à une coïncidence V0A*V0C (en bas). Dans chacun des cas, la distribution en blanc est la multiplicité des événements p-p donnée par PYTHIA, en gris foncé en considérant le V0 seul et en gris clair en ajoutant l'effet de l'environnement du V0.

les sous-détecteurs centraux augmentent sensiblement l'efficacité. L'efficacité de détection des collisions inélastiques p-p est de 88% (84%) avec le V0A dans l'environnement d'ALICE (V0A seul), 88% (84%) avec le V0C et 82% (77%) avec la coïncidence V0A*V0C.

A la seule vue de ces résultats, il serait intéressant en terme d'efficacité de déclencher seulement avec l'un ou l'autre des deux détecteurs (V0A ou V0C) pour obtenir un gain de l'ordre de 6%. Seulement, à cause du bruit de fond important de l'accélérateur dû aux interactions p-gaz, il n'est pas envisageable d'employer les détecteurs V0A et V0C autrement qu'en coïncidence. En effet les événements p-gaz peuvent être éliminés sur la base de la différence de temps de

vol mesurée entre le V0A et le V0C pour un événement de bruit de fond et une collision p-p au point d'interaction. Si le bruit de fond résiduel est encore trop important, une condition supplémentaire sur le nombre minimal de cellules touchées du V0A et/ou V0C peut être envisagée.

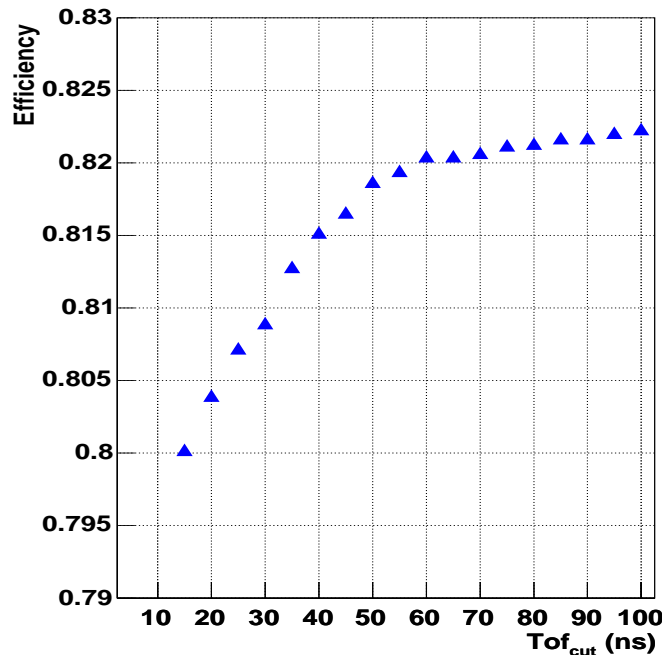


FIG. 4.7: Efficacité de déclenchement du V0 en fonction de la largeur de la porte en temps pendant laquelle les événements sont enregistrés.

Dans tous les résultats obtenus précédemment, toutes les particules secondaires ont été prises en compte. Afin de tenir compte de l'étalement en temps de l'arrivée de ces particules dans le V0, l'efficacité de déclenchement sur les événements inélastiques a été évaluée en faisant varier la porte en temps pendant laquelle on enregistre un événement. Sur la figure 4.7 on voit l'efficacité de déclenchement en fonction de la largeur de la porte en temps, de 15 ns à 100 ns. Elle varie peu, environ 2%, avec la largeur de la porte en temps.

En collision Pb-Pb, où la multiplicité des particules chargées est beaucoup plus grande, l'efficacité de détection sera très proche de 100%.

4.5 Multiplicité en réaction p-p

Les distributions en multiplicité dans le V0A et V0C sont représentées sur la figure 4.8.

Deux cas sont considérés : la multiplicité donnée après transport des traces jusqu'au V0 dans le vide (V0 only) et la multiplicité après transport dans l'environnement d'ALICE (ALICE all). La comparaison des deux distributions permet de mettre en évidence l'importante production de particules secondaires affectant le V0C et qui s'ajoutent aux particules primaires.

Sur la figure 4.10 les distributions en multiplicité pour chaque couronne du V0A et V0C sont montrées, avec transport des particules dans le vide et l'environnement d'ALICE. On remarque

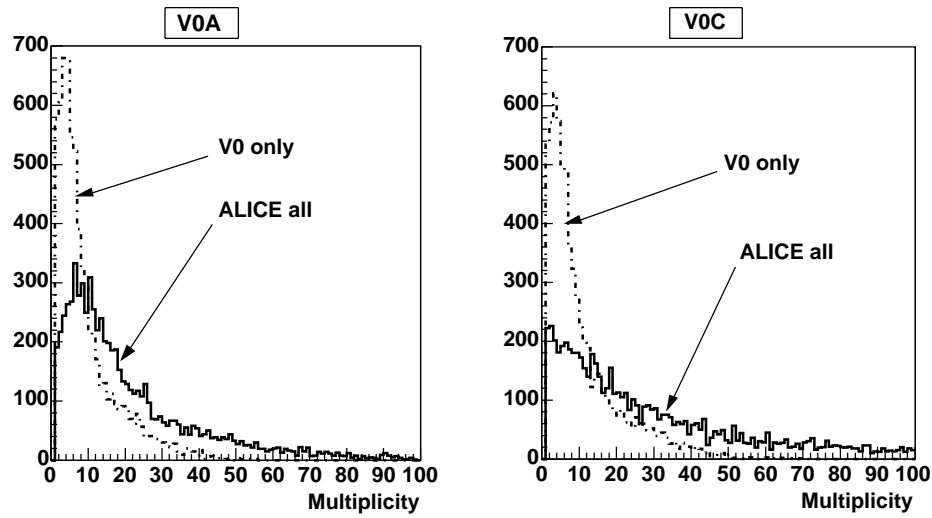


FIG. 4.8: Multiplicité des particules chargées dans le V0A et le V0C.

à nouveau l'augmentation de la multiplicité due aux particules secondaires, très importante dans la couronne 1 du V0C située le long du tube du faisceau.

D'après ces distributions on peut calculer le pourcentage d'événements donnant moins de 12 particules chargées (le V0 comporte 12 secteurs) dans chacune des couronnes. Pour la couronne 1 du V0C, ce pourcentage est de 50%. Dans les 3 couronnes extérieures il se situe entre 74% et 91%. Pour le V0A, entre 82% (couronne 1) et 93% (couronne 4) des événements donnent moins de 12 particules chargées. Ces résultats permettent d'affirmer que la plupart du temps, chaque élément du V0 sera touché au plus une fois par événement.

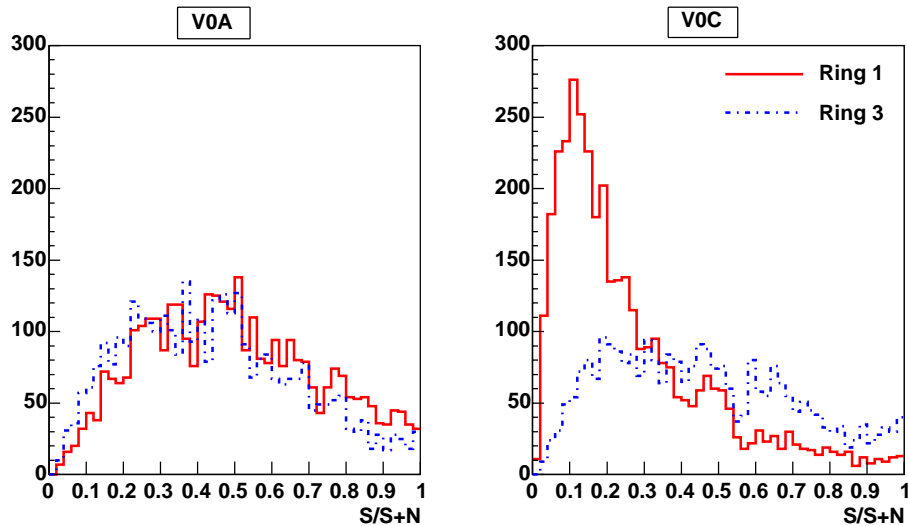


FIG. 4.9: Distribution du rapport signal sur signal plus bruit ($S/(S+B)$) dans les couronnes 1 et 3 du V0A et V0C.

L'évaluation du rapport signal sur signal plus bruit ($S/(S+B)$) a été faite pour les couronnes 1 et 3 du V0A et V0C. Le signal est défini comme la perte d'énergie dE/dX des particules primaires au niveau du V0. Le bruit de fond est calculé en incluant la perte d'énergie des particules

secondaires créées dans l'environnement d'ALICE. La figure 4.9 montre la distribution de ce rapport. Pour le V0A, la moyenne des distributions est d'environ 0.4-0.5, ce qui signifie qu'il y a en moyenne autant de particules secondaires que de particules primaires dans les couronnes 1 et 3. La moyenne de la distribution pour la couronne 1 du V0C, est située entre 0.1 et 0.2, à cause de l'important bruit de fond présent autour du tuyau de l'accélérateur.

Le détecteur V0 ne pourra donc être utilisé pour mesurer directement la multiplicité des événements p-p. La première couronne du V0C, particulièrement "bruyante" pourrait ne pas être utilisée dans le déclenchement du détecteur.

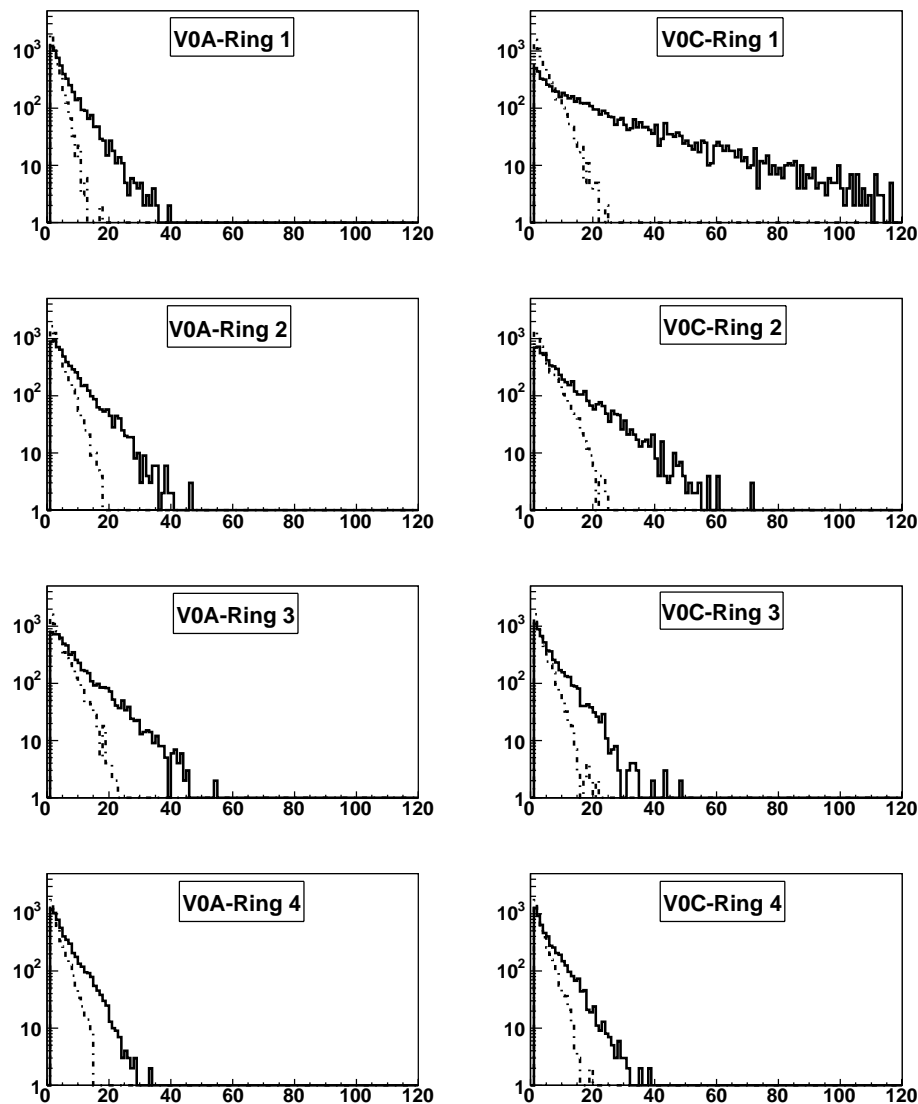


FIG. 4.10: Multiplicité des particules chargées dans chacune des 4 couronnes du V0A et V0C. La multiplicité donnée avec le V0 seul est tracée en trait pointillé, et avec le V0 dans l'environnement d'ALICE en trait plein.

4.6 Multiplicité en réaction Pb-Pb

La distribution en pseudo-rapacité des particules chargées produites dans des collisions Pb-Pb centrales ($0 < b < 5$ fm) à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV a été établie à l'aide du générateur d'événements Hijing [3].

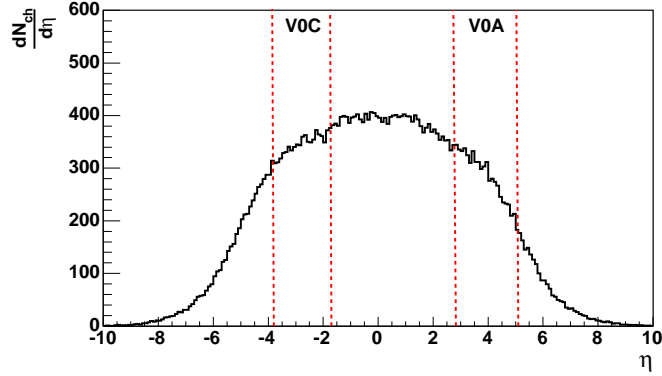


FIG. 4.11: Distribution en pseudo-rapacité des particules chargées produites dans des collisions Pb-Pb centrales ($0 < b < 5$ fm) à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. L'intervalle en pseudo-rapacité couvert par le V0A et V0C est indiqué par des traits pointillés.

La distribution obtenue (figure 4.11) présente un plateau s'étendant de $\eta = -2$ à $\eta = 2$. Le nombre moyen de particules chargées par unité de pseudo-rapacité à $\eta = 0$ est d'environ $\frac{dN}{d\eta} \sim 4400$.

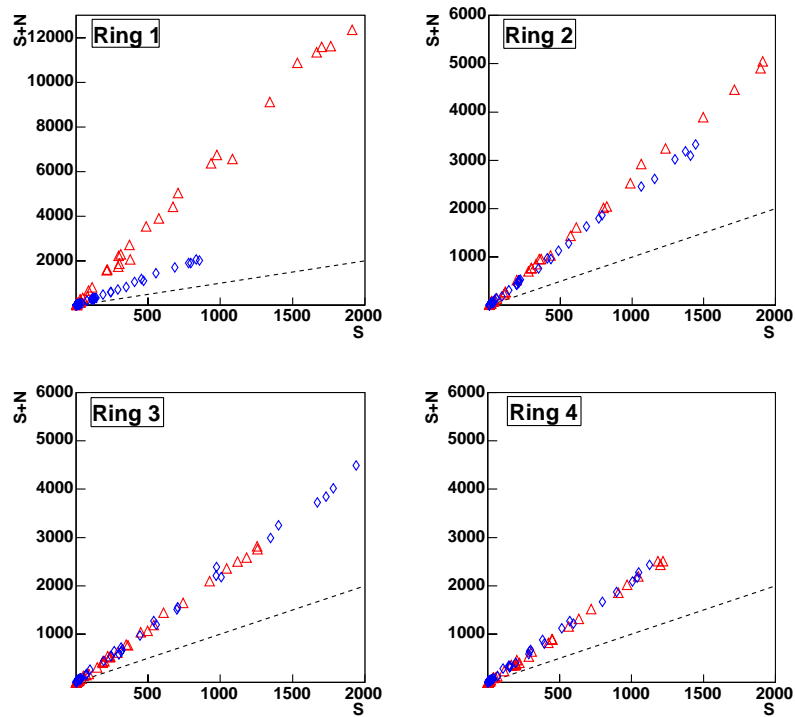


FIG. 4.12: Distributions de la multiplicité en réaction Pb-Pb dans chacun des rings du V0A (losanges) et V0C (triangles). Le signal effectif ($S+N$) est tracé en fonction du signal (S). Le trait pointillé indique le cas idéal où la production de particules secondaires est absente.

Afin de déterminer la multiplicité dans chacune des couronnes du V0A et V0C, 36 événements Pb-Pb de paramètre d'impact (b) variant de 0 à 15 fm ont été générés avec Hijing (six collisions centrales avec $b < 5$ fm et 30 collisions périphériques). La figure 4.12 montre les distributions obtenues. La multiplicité des particules chargées primaires et secondaires (S+N) créées dans l'environnement du V0 est tracée en fonction de la multiplicité donnée par les particules primaires seules (S). L'intensité du bruit de fond est similaire pour les couronnes 2, 3 et 4 du V0A et V0C. Comme en réaction p-p à faible multiplicité, la couronne 1 du V0C est la plus affectée par le bruit de fond.

Pour les couronnes 2, 3 et 4 un maximum de 6000 particules chargées est attendu, soit 500 particules par compteur individuel. La multiplicité maximale dans la couronne 1 du V0C est d'environ 12000, soit 1000 particules par élément.

Ces résultats sont importants pour définir la dynamique de l'électronique du détecteur V0. La même électronique devra fonctionner aussi bien en collision p-p que Pb-Pb avec une dynamique de 1 à 1000 particules au minimum d'ionisation.

4.7 Bruit de fond p-gaz

La production de particules par interaction des protons avec le gaz résiduel dans la chambre à vide du LHC est source importante de bruit de fond en réaction p-p. Ceci est particulièrement vrai dans l'expérience ALICE qui fonctionne à luminosité réduite ($L = 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$) contrairement aux autres expériences du LHC où $L = 1 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. La proportion d'événements p-Gaz est d'intensité égale aux événements p-p dans ALICE, alors qu'elle est de plusieurs ordres de grandeur inférieure dans les autres expériences du LHC.

Il est donc nécessaire d'évaluer l'influence de ce bruit de fond sur le fonctionnement du V0 (Sections 4.8 et 4.9). Ces interactions peuvent avoir lieu en dehors des zones expérimentales, on parle alors de "halo", ou bien dans la zone expérimentale (entre +20 m et -20 m), on parle alors de bruit de fond p-gaz proche.

4.7.1 Halo de bruit de fond

La simulation d'interactions p-gaz, pour évaluer le bruit de fond de halo, a été réalisée par un groupe de Protvino pour la collaboration LHCb. Des fichiers de bruit de fond ont été réalisés, qui peuvent être utilisés dans l'environnement d'ALICE. En effet les deux zones expérimentales autour d'ALICE et de LHCb sont similaires en ce qui concerne l'intégration des éléments de l'accélérateur. Il est donc justifié d'utiliser le fichier de données de LHCb pour évaluer les effets du halo dans la zone expérimentale d'ALICE.

Divers processus physiques sont à l'origine des cascades de particules secondaires au niveau des zones d'insertion du faisceau [4–7] :

- la diffusion inélastique : collisions des faisceaux de protons avec les noyaux du gaz résiduel de la chambre à vide, produisant une multitude de particules secondaires,
- la diffusion élastique : perte de protons par diffusion élastique proton-noyau,
- la "cleaning inefficiency" : diffusion de proton sur les collimateurs conduisant à des pertes de particules à la suite du système de "cleaning",
- les collisions aux points d'interaction autres que celui d'ALICE : les collisions p-p à haute luminosité à un point d'interaction peuvent donner des protons énergétiques transportés et perdus au niveau de la région d'insertion suivante.

La simulation des cascades de particules commence par l'interaction d'un faisceau de protons avec les noyaux du gaz résiduel (hydrogène, carbone et oxygène), en tenant compte de la densité du gaz au point d'interaction. Les particules résultant d'une interaction proton-noyau élastique ou inélastique, sont transportées au travers de l'optique de l'accélérateur jusqu'à leur point de sortie. Les particules perdues au niveau de la zone d'insertion du faisceau génèrent des particules secondaires qui sont transportées jusqu'à un plan situé à 19,9 m de distance du point d'interaction d'ALICE. C'est à partir de ce plan que les particules secondaires sont prises en compte et transportées au travers du détecteur. La figure 4.13 donne la distribution du nombre de

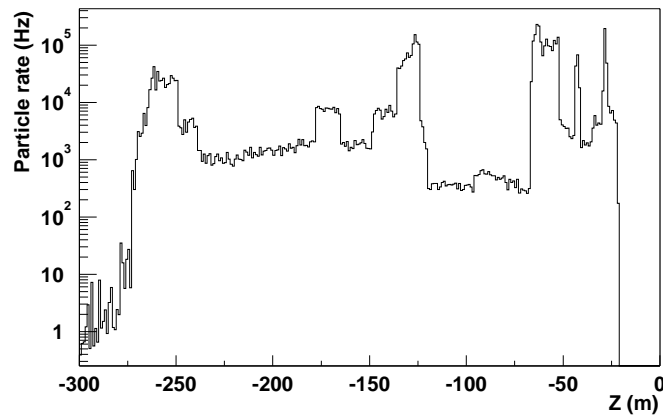


FIG. 4.13: Distribution du vertex primaire des interactions p-gaz le long du tube du faisceau (Z négatifs). La distribution du côté des Z positifs est identique.

particules secondaires par seconde, en fonction de la position du vertex primaire proton-noyau par rapport au point d'interaction d'ALICE. La distribution reflète la structure mécanique et magnétique de l'accélérateur, ainsi que le profil de la pression résiduelle de gaz au niveau de l'optique d'insertion du point IP2 où est située l'expérience ALICE. On voit que les interactions p-gaz à l'origine des secondaires sont situées dans une large zone jusqu'à 300 m du point d'interaction.

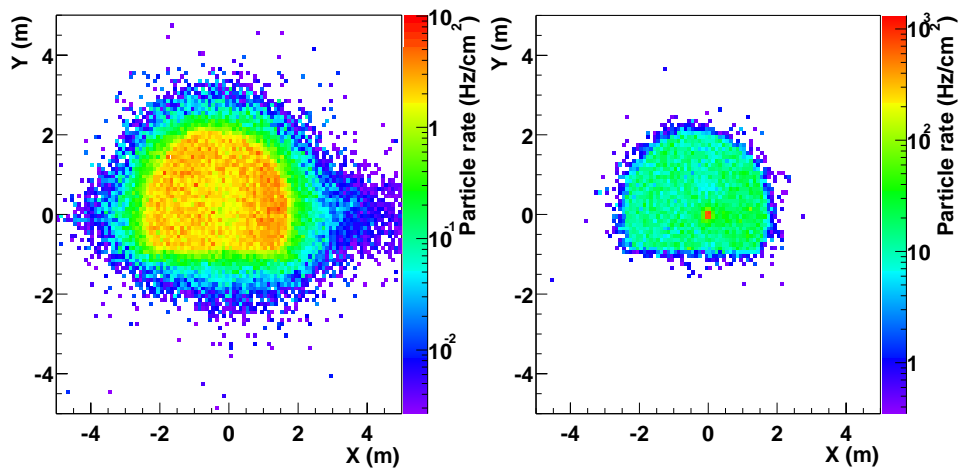


FIG. 4.14: Distributions dans le plan perpendiculaire au faisceau des muons (à gauche) et des hadrons (à droite) issus d'interactions p-gaz, à l'entrée de la caverne d'ALICE.

Les figures 4.14 donnent les distributions dans un plan transversal au faisceau, situé à l'entrée de la caverne d'ALICE, des muons et hadrons (π^\pm, K^\pm) du halo. Leur distribution en énergie est montrée sur la figure 4.15. Le grand nombre de particules de plus d'une centaine de GeV, est à l'origine d'une importante production de secondaires dans le détecteur ALICE, ainsi que dans la caverne et les installations annexes (blindage de faisceau, structures).

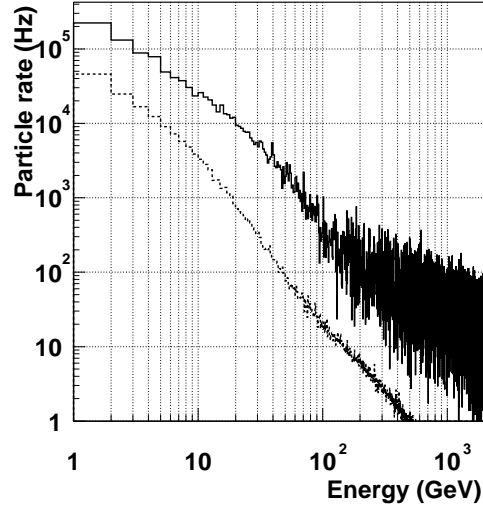


FIG. 4.15: Distribution en énergie des muons (trait pointillé) et des hadrons (trait plein) issus d'interactions p-gaz, à l'entrée de la caverne d'ALICE.

4.7.2 Bruit de fond p-gaz proche

Pour évaluer le bruit de fond de l'accélérateur dans la zone expérimentale d'ALICE [8], des interactions p-gaz ont été générées (60000 interactions) selon une distribution uniforme le long de l'axe du faisceau, dans un intervalle de -22 à +22 m. Trois types d'interactions inélastiques ont été générées à l'aide du générateur d'événements Hijing : des interactions p-C, p-O et p-H avec un proton ayant une énergie de 7 TeV et un noyau au repos dans le référentiel du laboratoire. Ceci avec un paramètre d'impact variant de 0 à 15 fm.

La normalisation du taux d'interactions p-gaz par mètre et par seconde est donnée par :

$$N_{p-gaz}(m^{-1}.s^{-1}) = N_{paquets/seconde} \times N_{protons/paquet} \times \sum_{i=H,C,O} \rho_i \times \sigma_i \quad (4.1)$$

où ρ_i est la densité de l'espèce i déduite de la densité de gaz résiduel dans la section droite IR2 (tableau 4.1). La densité de gaz prise en compte est la densité moyenne calculée le long d'une "section droite" de l'accélérateur, la zone expérimentale n'étant pas incluse dans les résultats présentés dans la référence [9]. Dans la zone expérimentale d'ALICE la densité de gaz sera inférieure à 1×10^{13} molécules.m⁻³ équivalent H₂. Les résultats présentés dans ce travail se situent donc dans une approche pessimiste du taux d'interactions p-gaz attendu dans l'expérience ALICE.

La section efficace σ_i d'interaction p-gaz à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV est égale à :

$$\sigma(p-H^1) = 38 \text{ mb}, \quad \sigma(p-C^{12}) = 249 \text{ mb}, \quad \sigma(p-O^{16}) = 315 \text{ mb} \quad (4.2)$$

TAB. 4.1: Densité de gaz moyenne au démarrage du LHC [9].

molécule	densité (molécules.m ⁻³)
H ₂	5.0×10^{12}
CH ₄	2.3×10^{13}
CO	2.0×10^{12}
CO ₂	3.6×10^{12}

Le nombre de paquets par seconde² est de 30 MHz et chaque paquet contient 1.1×10^{11} protons.

4.8 Bruit de fond p-gaz en physique "minimum-bias"

Le détecteur V0 doit être capable de discriminer les événements p-gaz des événements p-p, en mesurant la différence de temps de vol entre les détecteurs V0A et V0C.

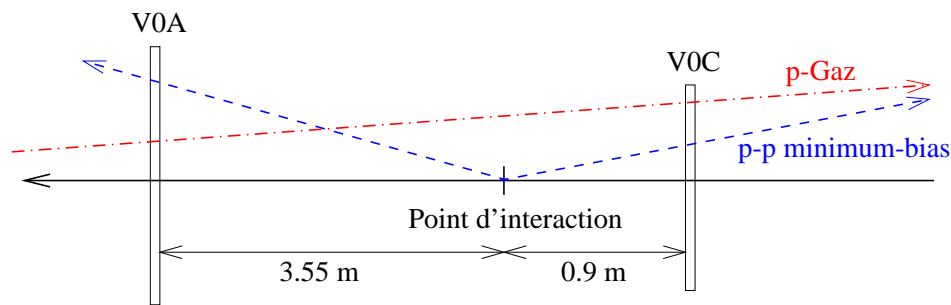


FIG. 4.16: Schéma de principe montrant la différence de temps de vol dans le V0 lors de la détection d'événements pp et d'événements p-gaz.

La figure 4.16 donne un schéma expliquant les distributions de temps de vol des traces traversant le V0A et V0C pour les événements de halo et les événements p-p inélastiques. L'origine des temps est prise à l'entrée de la cavité d'ALICE à partir de laquelle sont propagées les traces de chaque événement de halo, ou au point de collision pour les événements pp ou p-A du p-gaz proche. Lors de la génération des collisions p-p, l'emplacement du vertex d'interaction a été généré selon une distribution gaussienne le long de l'axe du faisceau avec un $\sigma_z = 5.3$ cm. De plus, à chaque trace traversant le V0A ou le V0C, a été appliqué un étalement gaussien sur le temps de vol de $\sigma = 1$ ns afin de simuler la résolution de la réponse en temps des scintillateurs. Pour tenir compte du décalage en temps existant entre un signal d'horloge du LHC et une interaction p-Gaz, un autre étalement gaussien sur le temps de vol de 0.24 ns est appliqué. Cette valeur correspond à un déplacement du vertex d'interaction p-Gaz selon une distribution gaussienne de $\sigma_z = 7.3$ cm (longueur d'un paquet de proton au LHC).

La figure 4.17 montre la distribution en temps attendue pour les signaux délivrés par le détecteur V0 par rapport au signal d'horloge du LHC qui identifie les croisements de faisceaux. Un événement p-p donnera une réponse du V0C (V0A) environ 3 (12) ns après un croisement

²La distance entre paquets de protons au LHC est de 25 ns, soit une fréquence de 40 MHz. Cependant un certain nombre de paquets seront "vide" conduisant à une fréquence effective de 30 MHz.

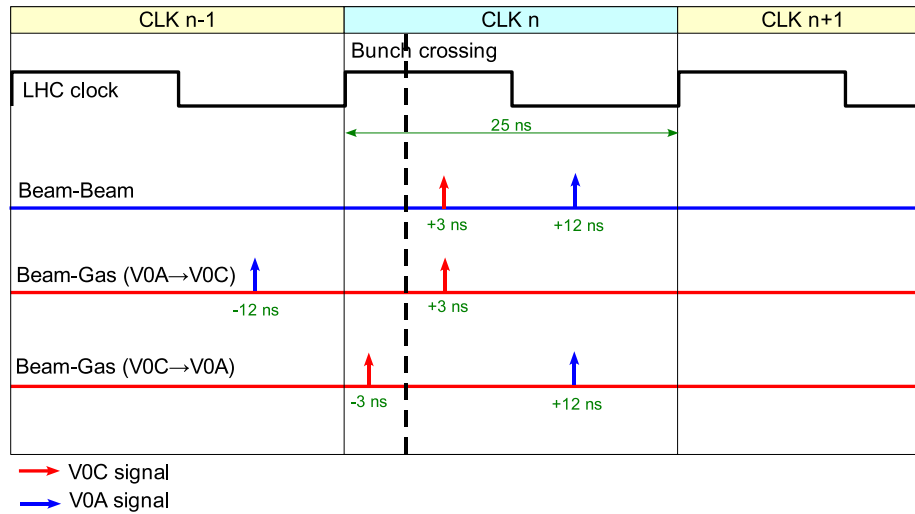


FIG. 4.17: Schéma donnant la distribution en temps attendue pour les événements p-p et p-Gaz des signaux délivrés par le détecteur V0 par rapport au signal d'horloge du LHC qui identifie les croisements de faisceaux.

de faisceau. Une interaction p-gaz induira une réponse du V0A (ou V0C) suivie de la réponse du V0C (ou V0A) 15 ns plus tard.

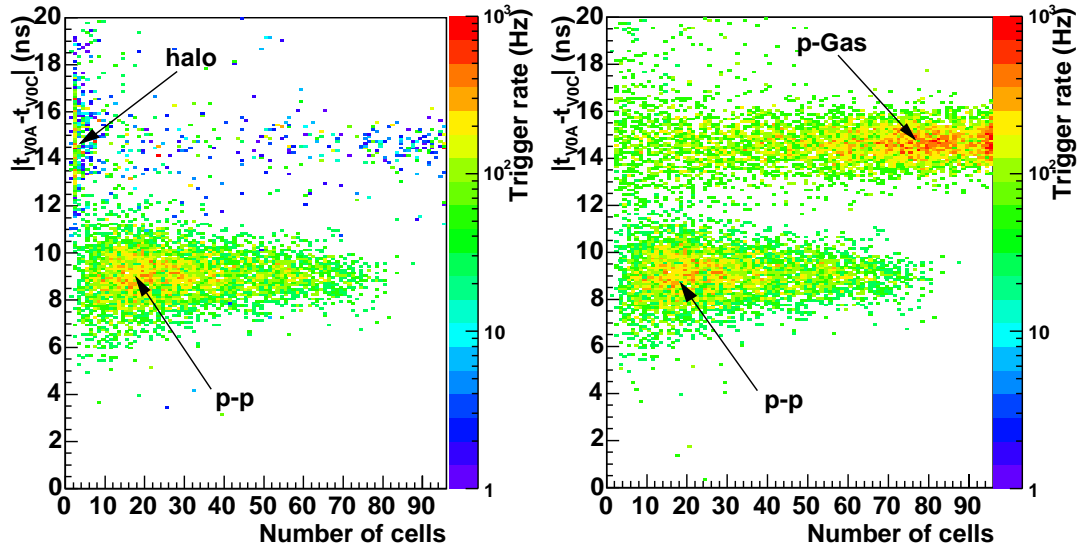


FIG. 4.18: Distribution de la différence de temps de vol en fonction du nombre de cellules touchées du V0. Sur la figure de gauche est tracée la distribution des événements de halo, sur la figure de droite la distribution des événements p-gaz proche. Sur les deux figures est tracée la distribution des événements pp pour comparaison.

Pour les événements du halo on observe une différence de temps de vol de $\Delta t = |t_{V0C} - t_{V0A}| = 15$ ns qui correspond à la distance séparant le V0C du V0A soit environ 4.45 m. La différence de temps de vol (d'après les distributions dans chaque détecteur) pour les événements p-p est de $\Delta t = |t_{V0C} - t_{V0A}| = 9$ ns, soit la différence de temps de vol pour deux traces issues du

vertex d'interaction, traversant le V0A d'un côté et le V0C de l'autre (la différence des distances séparant les deux détecteurs par rapport au point d'interaction étant de 2.60 m).

La figure 4.18 montre la différence de temps de vol des traces traversant le V0 en fonction du nombre de cellules touchées par événement. Ceci pour les événements p-gaz proche et du halo, en comparaison avec la distribution pour les collisions p-p. Pour calculer la différence de temps de vol, on prend en compte le temps le plus court donné par l'ensemble des traces traversant chacun des deux détecteurs.

Deux groupements apparaissent, un pour les événements p-gaz, centré autour de 15 ns et un autre groupement pour les événements p-p avec une différence de temps de vol de 9 ns. Les événements de halo (figure de gauche) donnent une faible multiplicité dans le V0 contrairement aux événements p-gaz proche (figure de droite).

Il est possible d'éliminer la plupart des événements p-gaz (proche et halo) par une coupure sur la différence de temps de vol. Une coupure supplémentaire, sur le nombre de cellules touchées est envisageable, cependant elle permet seulement de réduire la proportion des événements du halo.

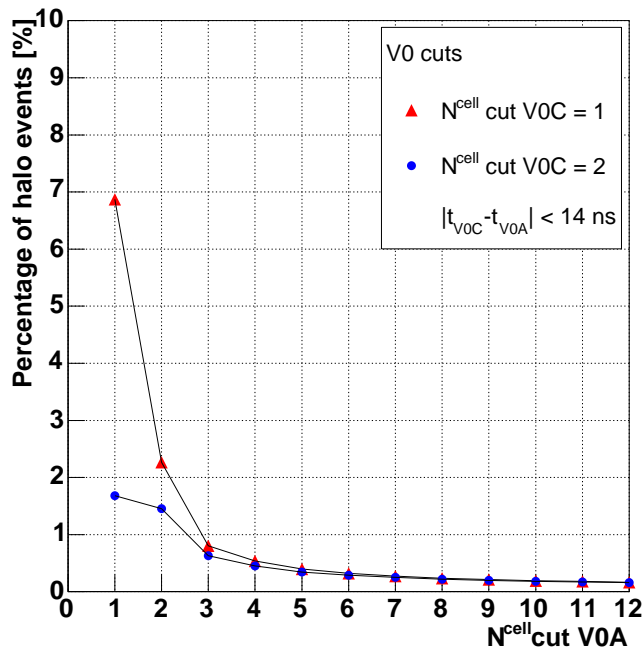


FIG. 4.19: Distribution du pourcentage d'événements de halo détectés en coïncidence dans le V0 en fonction de la coupure sur le nombre de cellules du V0A. La coupure sur la différence de temps de vol est fixée à 14 ns.

La figure 4.19 montre la distribution des événements de halo en fonction du nombre de cellules du V0A requises lors de la coïncidence V0A*V0C. La coupure sur le nombre de cellules du V0C est de 1 ou 2, ceci pour avoir la contrainte la plus faible possible sur le déclenchement du spectromètre dimuon (les deux premières couronnes du V0C sont situées dans l'acceptance du spectromètre). La valeur de la coupure sur la différence de temps de vol des traces traversant le V0A et V0C a été fixée à 14 ns d'après les résultats montrés sur la figure 4.18. On peut voir que si une coupure basse de trois cellules est requise pour le V0A, ainsi que la coupure déjà mentionnée sur la différence de temps de vol, alors la majorité des événements du halo peuvent

être éliminés. Une seule coupure sur le nombre de cellules touchées n'est pas suffisante, à cause d'événements produisant des particules de haute énergie, source importante de secondaires dans le détecteur ALICE.

D'après ces résultats il est donc envisageable de séparer les événements p-p de la contamination des événements de halo en appliquant une double coupure, sur la différence de temps de vol, et sur le nombre de cellules touchées du V0A lors de la coïncidence V0A*V0C.

TAB. 4.2: Pourcentage d'événements du halo à l'origine d'une coïncidence dans le V0.

		N_{cut}^{V0A}					
		1	2	3	4	5	6
N_{cut}^{V0C}	1	6.9	2.3	0.8	0.5	0.4	0.3
	2	1.7	1.5	0.6	0.4	0.3	0.3

La capacité à discriminer les événements p-gaz proches a été aussi évaluée. Seule la discrimination sur le temps de vol permettra d'éliminer une large part de ces événements. Le nombre de cellules touchées dans le V0 est trop important pour envisager une coupure similaire à celle évoquée précédemment pour le halo et basée sur le nombre minimum requis de cellules touchées.

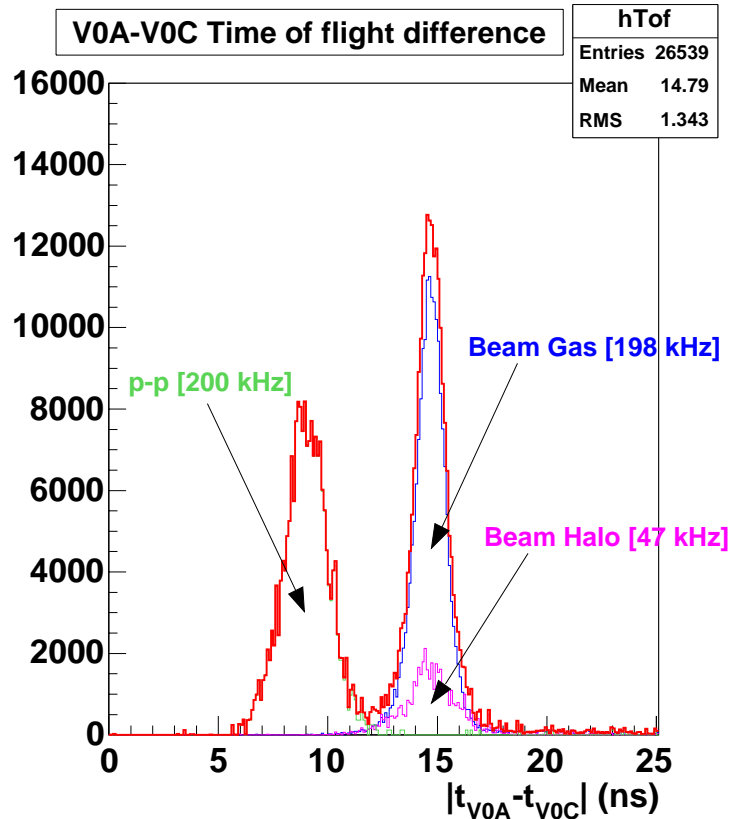


FIG. 4.20: Distribution de la différence de temps de vol pour les événements p-p, p-gaz proche et halo.

Sur la figure 4.20 est reporté la distribution de la différence de temps de vol entre le V0A et V0C pour des événements p-p, p-gaz proche et halo (projection des distributions de la fi-

gure 4.18). Les interactions p-p sont normalisées³ à un taux de 200 kHz. Il a été tenu compte de l'élargissement de la distribution des événements p-p du fait du déplacement du vertex d'interaction.

L'écart-type (σ) des distributions est de 1 ns pour les événements p-p, de 0.9 ns pour les événements du halo et de 0.66 ns pour les événements p-gaz proche (figure 4.20).

Les distributions de différence de temps de vol ont un σ inférieur à 1 ns, alors qu'un étalement gaussien de $\sigma = 1$ ns est appliqué sur le temps de vol des particules individuelles traversant le V0. Cet effet s'explique par la procédure utilisée pour calculer cette différence. Sur la figure 4.21 sont représentées les distributions des différences de temps de vol obtenues par un calcul Monte-Carlo. Si le temps de vol pour le V0A et V0C est tiré aléatoirement dans une gaussienne de $\sigma = 1$ ns centrée respectivement à 12 ns et 3 ns, alors on obtient une distribution de temps de vol qui suit une loi gaussienne de $\sigma = \sqrt{\sigma_{V0A}^2 + \sigma_{V0C}^2} = \sqrt{2}$. Si l'on sélectionne le meilleur temps parmi 48 (nombre de cellules) valeurs affectées d'un étalement gaussien, pour le V0A et V0C, on réduit les fluctuations de temps, en favorisant les temps les plus courts. On obtient alors une distribution de différences de temps de vol qui n'est pas parfaitement gaussienne avec un σ d'environ 0.66 ns. Plus le nombre de cellules touchées du V0 est important, plus la distribution de la différence de temps de vol est étroite.

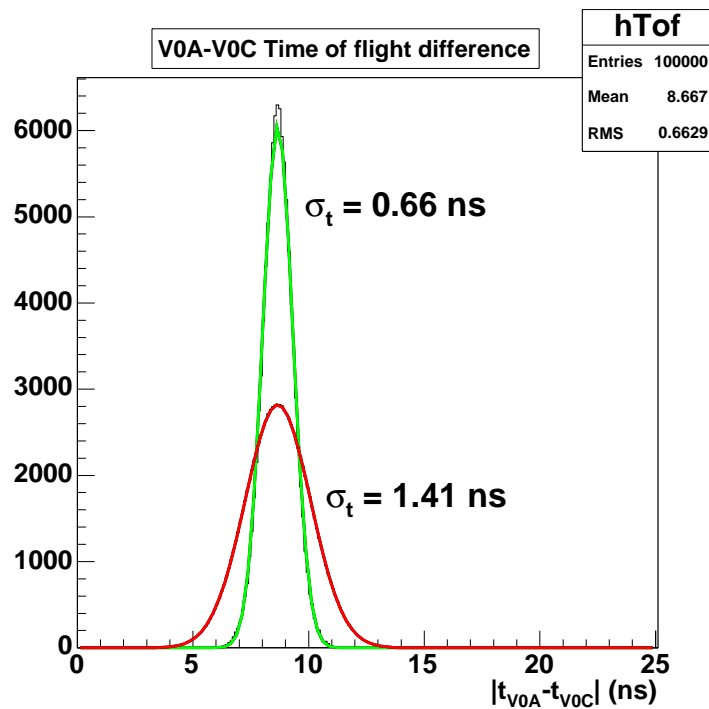


FIG. 4.21: Distribution de la différence de temps de vol obtenue avec un étalement gaussien du temps de $\sigma = 1$ ns. La résolution en temps diminue si l'on sélectionne le meilleur hTof obtenu parmi 48 valeurs pour le V0A et V0C.

La contamination des événements physiques p-p par des événements p-gaz peut être évaluée. La figure 4.22 montre le pourcentage d'événements p-gaz détectés, superposés à la physique p-p, ceci en fonction de la coupure sur la différence de temps de vol appliquée. On voit que pour

³Dans l'expérience ALICE, le nombre moyen de collisions p-p est de $N = \sigma L = 80 \text{ mb} \times 2.5 \cdot 10^{30} = 200 \text{ kHz}$.

une coupure à 11.5 ns, il reste moins de 1% d'événements p-gaz avec une efficacité de détection des événements p-p de 95%.

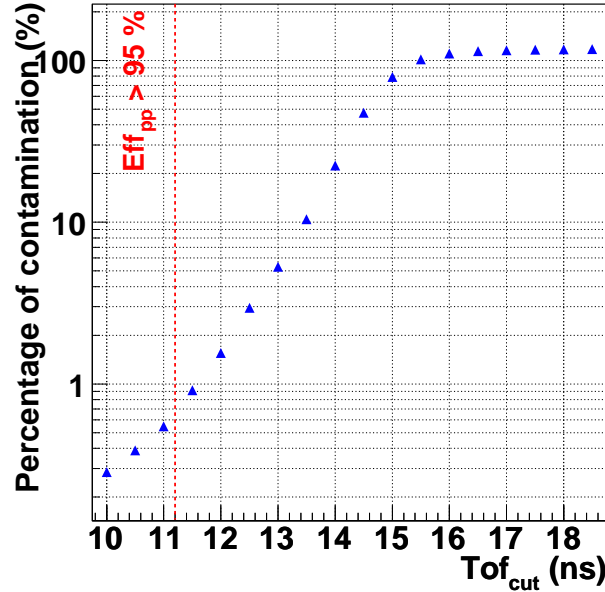


FIG. 4.22: Contamination des événements physiques p-p (en pourcentage) par les événements p-gaz en fonction de la coupure sur la différence de temps de vol appliquée.

4.9 Bruit de fond p-gaz en physique des dimuons

Le nombre de particules ayant pour origine le halo, qui traversent les chambres de déclenchement du spectromètre dimuon et le V0, a été évalué en propageant les traces du fichier de bruit de fond dans l'environnement d'ALICE. Il faut noter que les traces sont propagées symétriquement à partir des entrées gauche et droite du tunnel de l'accélérateur pour simuler le bruit de fond des faisceaux de proton circulant en sens inverse.

Les détecteurs pris en compte dans la simulation sont le V0, le spectromètre avec son absorbeur, le mur de fer, le blindage interne de faisceau et l'aimant dipolaire. Le tube de l'accélérateur est aussi pris en compte ainsi que l'aimant de L3 et la caverne d'ALICE.

La figure 4.23 montre le flux de particules par unité de surface et par seconde traversant les stations 1 et 2 des chambres de déclenchement du spectromètre dimuon. On remarque l'apparition d'un point chaud sur les chambres de trigger, à proximité du faisceau⁴ Les structures environnant le détecteur ALICE, en particulier la caverne, et le blindage du faisceau influent fortement sur le nombre de particules secondaires traversant les chambres de trigger et sont à l'origine de ce point chaud.

Le flux de particules traversant le V0A et V0C est montré sur la figure 4.24. La valeur maximale est d'environ 5 kHz/cm².

⁴Des simulations récentes [10] ont montré que le flux de particules dans la dernière chambre de trigger au niveau du point chaud est d'environ 60 Hz/cm². Il est prévu de mettre en place un blindage pour éliminer cet inconvénient.

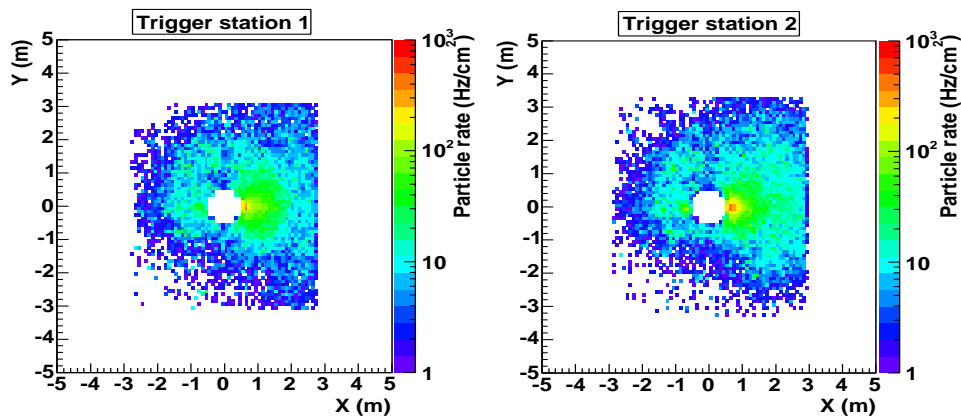


FIG. 4.23: Flux de particules dû au halo traversant les stations 1 et 2 des chambres de déclenchement.

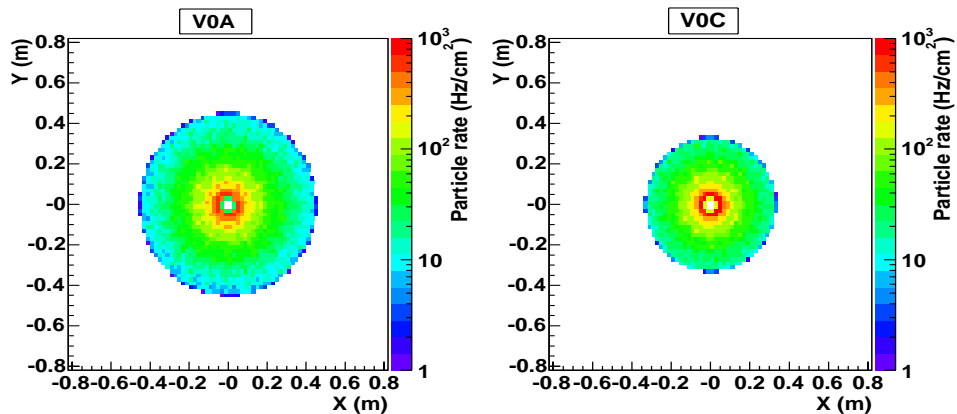


FIG. 4.24: Flux de particules dû au halo traversant les détecteurs V0A et V0C.

Le nombre de coïncidences entre le V0A et le V0C dues au halo, c'est à dire au moins une particule touchant les parties droite et gauche du V0, est d'environ 47 kHz. On suppose ici que les particules issues d'une interaction p-gaz traversent le détecteur V0 et les chambres de déclenchement dans un intervalle de 25 ns simultanément à un signal d'horloge du LHC.

La figure 4.25 montre les distributions radiales du nombre de particules issues d'interactions liées au halo et traversant les détecteurs V0A et V0C. Le type des particule est également différencié entre électrons/positons, hadrons et muons. On voit que la majorité du flux est représenté par les électrons et positons. Ce sont des particules secondaires créées dans la matière environnant le détecteur V0 par les hadrons et muons issus du halo. Le profil radial du flux suit une exponentielle décroissante perpendiculairement au tube du faisceau.

Le taux de déclenchements donné par le halo dans le spectromètre dimuon et accompagné de particules dans le détecteur V0 a été évalué. Un déclenchement dimuon accompagné de particules dans le V0 signifie au moins un impact dans le V0A, un impact dans les 2 premières couronnes du V0C et au moins une trace dans le spectromètre. L'algorithme de trigger implémenté dans AliRoot a été utilisé. Aucune coupure n'a été appliquée sur l'impulsion transverse, ni sur les temps relatifs du déclenchement du spectromètre dimuon et du détecteur V0.

De même, le taux de déclenchements donné par le bruit de fond p-gaz proche a été simulé. La figure 4.26 montre le taux d'interactions p-gaz proches par mètre enregistré dans le V0 et le spectromètre. Le taux d'interactions total est de 444 kHz dans la zone d'ALICE, soit environ

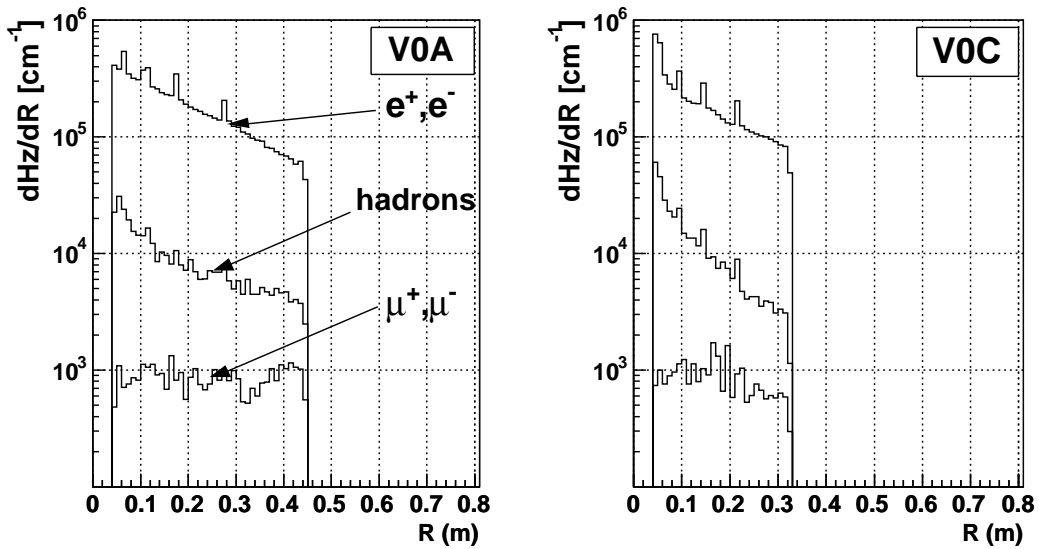


FIG. 4.25: Distributions radiales du taux de particules pour le V0A et V0C.

12 kHz/m. Le taux de p-gaz proche donnant une coïncidence V0A*V0C est de 198 kHz. Dans le spectromètre, le nombre d'interactions donnant au moins une trace validée par les chambres de déclenchement est de 6.2 kHz, chiffre qui est réduit à 5.7 kHz en imposant la présence de particules dans le V0.

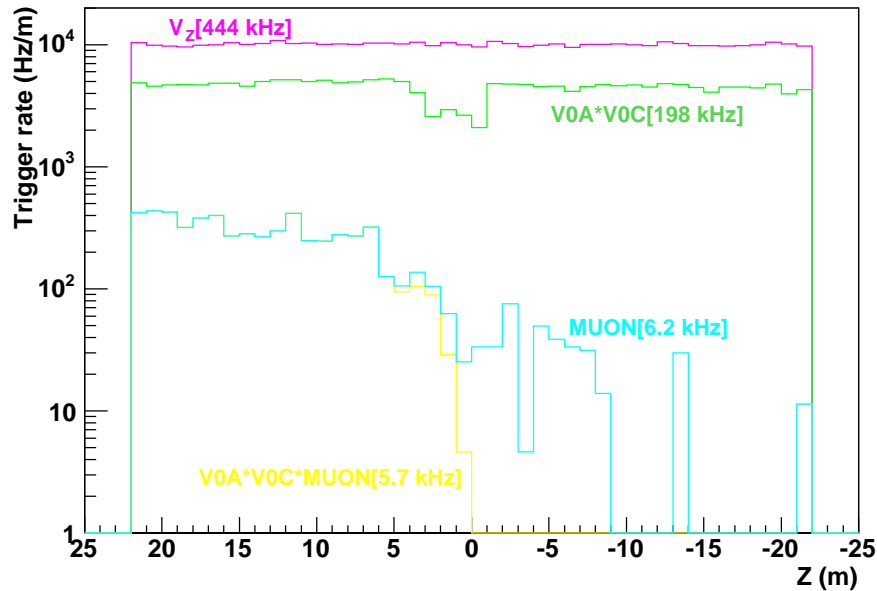


FIG. 4.26: Distribution du taux d'interactions p-gaz proche, le long du faisceau. La première distribution (V_z) correspond aux événements générés. Les autres distributions donnent le taux d'interactions par mètre pour une coïncidence dans le V0 (V0A*V0C), pour au moins une trace dans les chambres de trigger du spectromètre (MUON) et avec la validation du spectromètre par le V0 (MUON*V0A*V0C).

La diminution du taux de coïncidence V0A*V0C pour des interactions situées entre -3.5 m

et 1 m, est due à la dissymétrie des collisions p-gaz. Les interactions ayant lieu entre les deux ensembles du V0, donnent des particules préférentiellement dans un seul détecteur.

L'absorbeur et le blindage du spectromètre permettent de réduire également le taux d'interactions au niveau des chambres de déclenchement. Les traces venant de l'arrière des chambres ne sont pas validées par le trigger du spectromètre dimuon, ainsi que les traces trop inclinées qui ne pointent pas vers la région du vertex. Ainsi la plupart des interactions p-gaz ayant lieu entre l'absorbeur et les chambres de déclenchement sont rejetées.

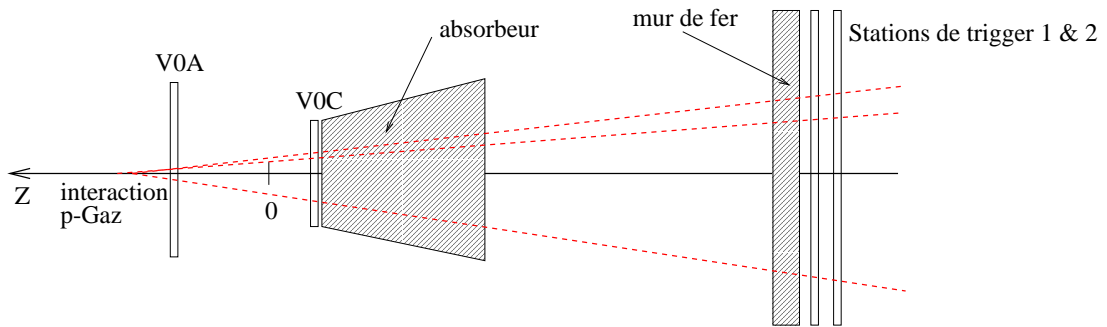


FIG. 4.27: Schéma de situation du détecteur V0 et des stations de trigger du spectromètre dimuon.

Il reste les événements p-gaz qui ont lieu à l'opposé du spectromètre au-delà du V0A, qui donnent pour une part une coïncidence V0A*V0C accompagnée d'un déclenchement du spectromètre.

Le tableau 4.3 résume les résultats obtenus pour le halo et le bruit de fond p-gaz proche. Les taux de comptage sont indiqués pour la coïncidence V0A*V0C seule, pour la dernière chambre de déclenchement seule et en validant le déclenchement dimuon par la présence de particules dans le V0A et V0C. Les taux sont également donnés, dans le cas du halo, pour le faisceau de protons venant du côté des Z négatifs et des Z positifs. On observe un taux de comptage total

TAB. 4.3: Taux de déclenchement donné par le halo et le bruit de fond p-gaz proche.

	V0A*V0C	dernière chambre de déclenchement	dimuon + V0A + V0C(Anneaux 1 et 2)
halo	47 kHz	42.7 kHz ($z < -21.96$ m) 20.5 kHz ($z > 21.96$ m)	252 Hz ($z < -21.96$ m) 1.1 kHz ($z > 21.96$ m)
p-gaz proche	198 kHz	6.2 kHz	5.7 kHz
total	245 kHz	70 kHz	7.1 kHz

de 70 kHz avec le déclenchement dimuon seul. La validation du déclenchement dimuon par le détecteur V0 fait chuter ce taux à environ 7.1 kHz. De plus, la majorité de ces déclenchements résiduels devra passer l'épreuve du filtre sur la différence de temps de vol donné par le V0A et V0C (figure 4.20).

Les taux de déclenchements dimuon sont donnés pour un événement donnant au moins une trace dans la dernière chambre de trigger.

Il va sans dire que la coïncidence temporelle entre le déclenchement du V0 (coïncidence entre le V0A à 12 ns et le V0C à 3 ns du temps de croisement des faisceaux) et le déclenchement

du spectromètre dimuon (temps donné par les chambres de déclenchement à environ 55 ns du croisement des faisceaux) sera appliquée systématiquement avant toute acquisition d'événement. Cela élimine presque tous les "événements" muon ou dimuon dûs aux interactions p-gaz. Les quelques événements résistants à ce filtre proviennent des interactions p-gaz ayant lieu entre le V0A et le V0C dans la zone du vertex d'interaction (environ 230 Hz). Ces événements ne peuvent évidemment pas être éliminés.

4.10 Conclusion

Les simulations présentées dans ce chapitre ont permis de définir les conditions de fonctionnement du détecteur V0 dans l'environnement d'ALICE en collision p-p et Pb-Pb.

L'évaluation de la multiplicité dans le V0A et V0C, en tenant compte de la production de particules secondaires dans les matériaux environnants, donne la dynamique avec laquelle l'électronique d'acquisition devra fonctionner. Ainsi, en collision p-p, la multiplicité est d'environ un MIP (particule au minimum d'ionisation) par cellule et par événement. En collision Pb-Pb, chaque cellule du V0 pourra être traversée par 500 MIP (1000 pour le ring 1 du V0C), soit une dynamique de 1 à 1000.

L'efficacité de détection des événements p-p inélastiques a été évaluée à 82%. Il est nécessaire d'avoir l'efficacité la plus importante possible, car le détecteur V0 participe au premier niveau de déclenchement de l'expérience ALICE et doit mesurer avec précision la luminosité en collision p-p à partir du taux de comptage des événements.

Enfin, le rôle du détecteur V0, comme filtre de bruit de fond des événements p-gaz, a été également étudié. Les faux triggers induits au niveau du spectromètre dimuon peuvent être réduits d'un facteur 10 en imposant la validation par le V0. Le bruit de fond peut être éliminé efficacement par le V0 grâce à une coupure sur la différence de temps de vol donnée par les deux systèmes composant le V0. Une résolution en temps des éléments de scintillateurs inférieure à 1 ns sera nécessaire dans ce but.

Références

Performances du V0 : simulation et optimisation

- [1] ALICE Off-line Project, <http://aliweb.cern.ch/offline/>
- [2] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, *Computer Phys. Commun.* 135 (2001) 238 (LU TP 00-30, hep-ph/0010017)
- [3] X. Wang and M. Gyulassy, *Phys. Rev. D* **44** (1991) 3501
- [4] O.B. Malyshev and A. Rossi, LHC Project Report 437 (2000)
- [5] I. Azhgirey, I. Baishev, K.M. Potter and V. Talanov, LHC Project Note 258 (2001)
- [6] I. Azhgirey et al., LHC Project Note 273
- [7] Y. Baconnier, A. Poncet, P.F. Tavares, Proceedings of CERN Accelerator School, CERN 94-01 (1994)
- [8] A. Morsch, communication privée
- [9] A. Rossi and N. Hilleret, LHC Project Report 674 (2003)
- [10] R. Guernane, A. Morsch, and E. Vercellin, ALICE-INT-2003-41 (2003)

5 Mesure de la Luminosité dans l'expérience ALICE

Ce chapitre porte sur la mesure de la luminosité en collision proton-proton dans l'expérience ALICE. Une méthode pour mesurer la luminosité intégrée et instantanée avec le détecteur V0 est évaluée.

5.1 Introduction

La luminosité (L) est la quantité reliant la section efficace (σ) d'un processus donné au taux d'événements correspondants (N) :

$$N = L \times \sigma \quad (5.1)$$

Par conséquent, la luminosité est par définition une quantité indépendante des processus mesurés, uniquement déterminée par les propriétés des faisceaux entrant en collision. La mesure de la luminosité ainsi que son suivi en temps réel au cours de la prise de données, sont des nécessités dans l'expérience ALICE. Une mesure précise de la luminosité intégrée est requise lors de l'analyse des données afin de convertir le nombre d'événements observés en section efficace. De plus, l'expérience ALICE comporte des conditions particulières de collision de faisceaux, ce qui nécessite une mesure de la luminosité indépendante des autres expériences du LHC.

5.2 Méthodes de mesure et de suivi de la luminosité

Il faut faire la distinction entre les mesures absolue et relative de la luminosité. On distingue trois sortes de mesures absolues de la luminosité [1]. La première approche est la mesure de la luminosité à partir des paramètres des faisceaux. La deuxième méthode est une détermination à partir du taux d'événements d'un processus dont la section efficace est bien connue. La troisième méthode utilise le théorème optique en diffusion à haute énergie pour calibrer l'échelle absolue de mesure de la luminosité.

La mesure relative consiste à suivre l'évolution de la luminosité par la mesure du taux d'interaction p-p avec un détecteur dont on connaît l'efficacité de détection.

5.2.1 Détermination de la luminosité à partir des paramètres des faisceaux

La luminosité dans un collisionneur peut être exprimée à partir des paramètres des faisceaux [2]. Pour le LHC, elle est donnée par la formule suivante en supposant des paquets de forme gaussienne se croisant à faible angle :

$$L = F \frac{f \sum_i N_1^i N_2^i}{4\pi\sigma_x^* \sigma_y^*} \quad (5.2)$$

où $f = 11$ kHz est la fréquence de révolution du faisceau, $F = 0.9$ est un facteur tenant compte d'un angle de croisement non nul, N_1^i et N_2^i sont les nombres de protons par paquet, σ_x^* et σ_y^* la largeur transverse des paquets au point d'interaction. On voit donc que pour déterminer avec une bonne précision la luminosité, il est nécessaire de disposer de bonnes mesures de la taille latérale des faisceaux ainsi que des courants des faisceaux. La largeur de faisceau au point d'interaction est mesurable par la méthode de Van der Meer [3] qui consiste à compter le nombre d'interactions p-p lorsque l'on déplace transversalement le faisceau. Les détecteurs à petit angle peuvent alors servir de moniteur du taux relatif d'interactions p-p. Cependant cette méthode est difficile à mettre en œuvre au LHC du fait que les fortes interactions entre faisceaux affectent leur taille. De plus, un angle de croisement non nul induit un déplacement longitudinal du point d'interaction lorsque l'on déplace transversalement un faisceau. Une précision meilleure que 5 à 10 % sur la détermination de la luminosité semble difficile à obtenir.

5.2.2 Détermination de la luminosité à partir d'un processus bien connu

La mesure d'un processus possédant une section efficace bien connue et relativement importante, permet de calculer la luminosité avec une grande précision. Cette méthode a été largement utilisée sur les collisionneurs e^+e^- en mesurant la diffusion Bhabha ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$), processus bien connu d'électrodynamique quantique (QED). Cependant, dans les collisions hadroniques, les processus de QED ont une section efficace très faible comparée aux sections efficaces hadroniques.

La production de paires de dileptons par le processus $pp \rightarrow pp l^+ l^-$ peut être calculée précisément et pourrait être utilisée pour mesurer la luminosité au LHC [1, 4]. La réaction $pp \rightarrow ppe^+e^-$ donne une paire de leptons de très faible masse invariante et impulsion transverse, dont la détection nécessite le développement d'un détecteur spécifique.

Quant au processus $pp \rightarrow pp\mu^+\mu^-$, il donne une paire de muons de grand p_T situés dans la région de rapidité centrale. Leur détection implique de pouvoir identifier et mesurer l'impulsion de muons dans les détecteurs centraux de l'expérience.

Cette méthode de mesure de la luminosité ne peut être mise en œuvre dans l'expérience ALICE, a fortiori avec le détecteur V0.

5.2.3 Détermination absolue de la luminosité avec le théorème optique

La luminosité peut être obtenue en utilisant le théorème optique par une mesure simultanée du taux d'interactions inélastiques total et du taux de diffusions élastiques à faible impulsion transférée. La difficulté est alors de détecter les protons diffusés élastiquement à très petit angle. La section efficace totale et la luminosité sont liées par :

$$N_{el} + N_{inel} = L \times \sigma_{tot} \quad (5.3)$$

où N_{el} et N_{inel} sont le nombre d'interactions élastiques et inélastiques observées. Le théorème optique relie la section efficace totale à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion :

$$\left(\frac{dN_{el}}{dt} \right)_{t=0} = L \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = L \left(\frac{\sigma_{tot}^2 (1 + \rho^2)}{16\pi} \right) \quad (5.4)$$

Où ρ est le rapport de la partie réelle sur la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion. Le terme $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0}$ est la distribution en t de la diffusion élastique extrapolée à $t = 0$ où $t = (P - P')^2$

est le carré de l'impulsion transférée lors de l'interaction élastique entre deux protons et $P(P')$ est la 4-impulsion de l'un des protons avant(après) interaction. En combinant les deux équations précédentes on obtient :

$$\sigma_{totale} = \frac{16\pi}{(1 + \rho^2)} \frac{\left(\frac{dN_{el}}{dt}\right)_{t=0}}{N_{el} + N_{inel}} \quad (5.5)$$

5.2.4 Mesure relative de la luminosité à partir du taux d'interaction pp

La section efficace totale p-p peut être écrite :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inel} \quad (5.6)$$

où σ_{tot} , σ_{el} et σ_{inel} sont respectivement les sections efficaces totale, élastique et inélastique. La luminosité peut être exprimée en fonction du nombre d'interactions, de la section efficace et de l'efficacité de détection des événements :

$$L = \frac{N_{tot}}{\epsilon_{tot}\sigma_{tot}} = \frac{N_{el}}{\epsilon_{el}\sigma_{el}} = \frac{N_{inel}}{\epsilon_{inel}\sigma_{inel}} \quad (5.7)$$

En connaissant la section efficace inélastique par exemple, ainsi que l'efficacité de détection des événements p-p minimum-bias, il est possible d'accéder à la mesure de la luminosité qui est alors proportionnelle au nombre d'événements enregistrés. C'est cette méthode qui est développée ci-dessous en détail.

5.3 Résultats des simulations

Le générateur PYTHIA 6.152 [5] a été utilisé pour évaluer les sections efficaces p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV et générer les événements de biais minimum.

TAB. 5.1: Paramètres utilisés pour la génération d'événements de biais minimum avec PYTHIA

MSEL = 0	MSTP(81) = 1
MSTP(52) = 2	MSTP(82) = 3
MSTP(51) = 4032	PARP(82) = 3.47
MSUB(91) = 1	PARP(89) = 14000.
MSUB(92) = 1	PARP(90) = 0.174
MSUB(93) = 1	
MSUB(94) = 1	
MSUB(95) = 1	

Les processus élastiques MSUB(91), simple et double diffractifs MSUB(92-93-94) et de biais minimum MSUB(95) (production par 'hard', 'soft' diffusion) ont été générés. La fonction de structure CTEQ4L a été utilisée (MSTP(52-51)). Afin de rendre compte de la multiplicité et de sa fluctuation événement par événement en collision p-p, le modèle d'interactions multiples des partons MSTP(81) de PYTHIA a été utilisé.

Dans ce modèle les événements sont distribués selon un paramètre d'impact variable et chaque proton est représenté par une distribution de matière gaussienne MSTP(82)-PARP(82). Enfin, les paramètres PARP(89)-PARP(90) déterminent l'énergie de référence et la dépendance en énergie de la coupure sur l'impulsion transverse des partons.

Les résultats obtenus pour les sections efficaces dans ces conditions sont répertoriés dans le tableau 5.2. Les abréviations SD et NSD désignent les collisions p-p avec dissociation diffractive d'un proton ("single diffractive") et les autres types d'interactions inélastiques des protons ("non-single diffractive") respectivement.

TAB. 5.2: Sections efficaces de collision p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV obtenues avec PYTHIA.

Processus	Section efficace (mb)
σ_{tot}	101
$\sigma_{el} (pp \rightarrow pp)$	22
$\sigma_{SD} (pp \rightarrow pX)$	14
$\sigma_{NSD} (pp \rightarrow XY)$	65
$\sigma_{inel} = \sigma_{SD} + \sigma_{NSD}$	79

La figure 5.1 montre la section efficace totale p-p en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Un ajustement basé sur les données obtenues à des énergies inférieures et quelques données de rayons cosmiques, donne une section efficace d'environ 100 mb à l'énergie du LHC.

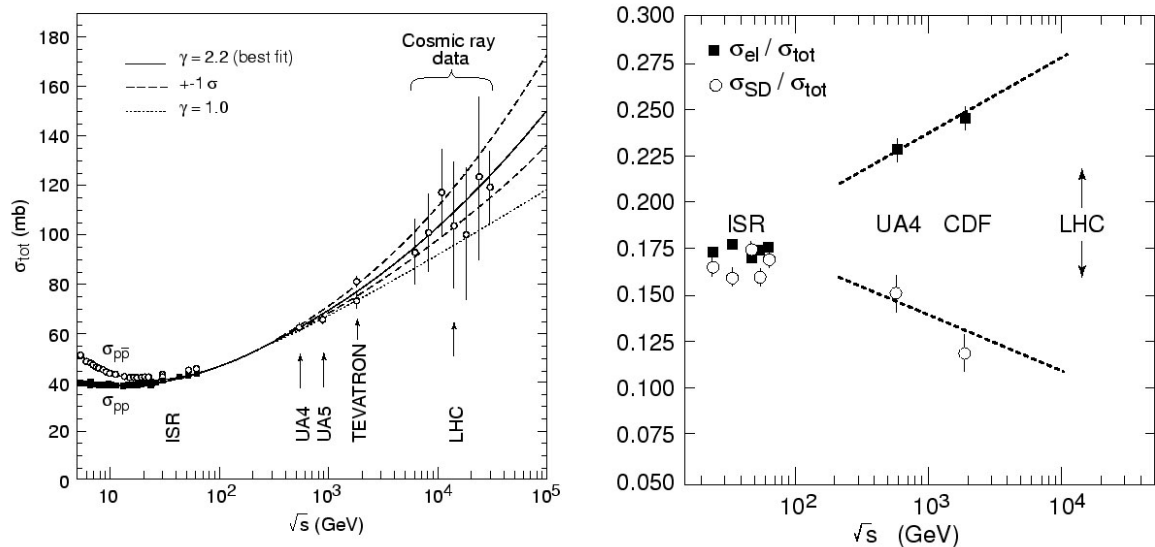


FIG. 5.1: Section efficace totale de diffusion $p - p$ et $p - \bar{p}$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse du système en collision (figure de gauche). Evolution du rapport de la section efficace SD et élastique sur la section efficace totale en fonction de l'énergie dans le centre de masse (figure de droite).

De la même façon, la figure 5.1 montre le rapport des sections efficaces élastiques et SD sur la section efficace totale, en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Pour le LHC, le rapport σ_{el}/σ_{tot} devrait être situé autour de 25% et le rapport σ_{SD}/σ_{tot} à environ 11%.

Les traces générées par PYTHIA ont été transportées dans l'environnement d'AliRoot. Du fait de la couverture limitée à petit angle du détecteur V0, les protons diffusés par interaction élastique ne sont pas détectés. L'expérience ALICE aura donc accès à la luminosité seulement au travers de la détection des événements inélastiques :

$$L = \frac{N_{inel}}{\epsilon_{inel}\sigma_{inel}} \quad (5.8)$$

Pour avoir accès à la luminosité, l'efficacité de détection des événements inélastiques doit être évaluée à l'aide d'une simulation aussi complète que possible tant au niveau du générateur, du bruit de fond que de la description physique du détecteur. Les événements inélastiques peuvent être séparés en événements SD et NSD qui seront détectés avec des efficacités différentes.

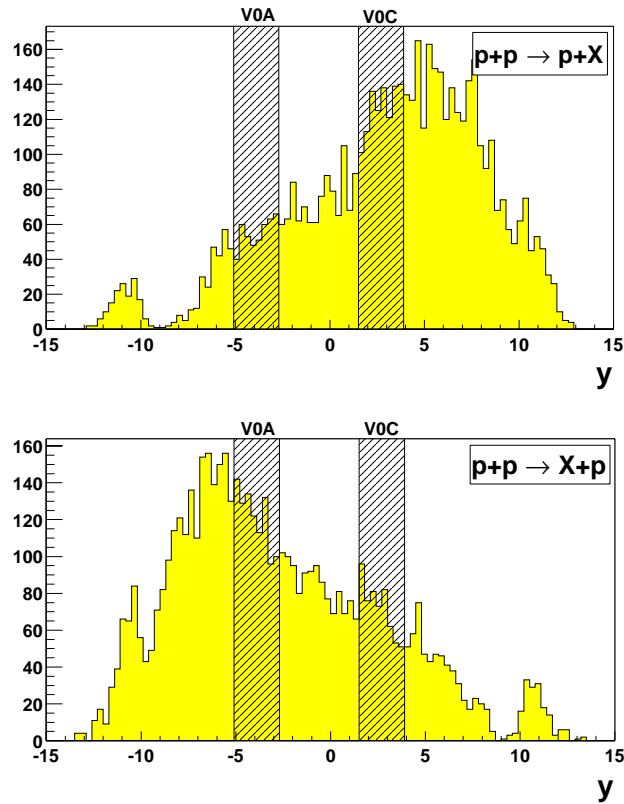


FIG. 5.2: Distribution en rapidité des événements SD. Les deux figures montrent les distributions obtenues pour le cas où $pp \rightarrow p + X$ et où $pp \rightarrow X + p$. Les zones hachurées représentent les couvertures en pseudo-rapidité du V0A et V0C.

Les événements SD produisent des particules chargées concentrées dans l'hémisphère opposé à la diffusion quasi-élastique d'un proton, alors que les événements NSD sont à l'origine d'un nombre important de particules chargées distribuées dans tout l'espace des phases. La figure 5.2 montre la distribution en rapidité des événements SD pour les deux situations symétriques $pp \rightarrow p + X$ et $pp \rightarrow X + p$. On observe un pic à environ $\eta = \pm 10$ correspondant à la diffusion quasi-élastique des protons, à l'opposé des distributions en rapidité des particules

produites autour de $\eta = \pm 5$. Les couvertures en pseudorapidité des détecteurs V0A et V0C sont indiquées.

Pour calculer l'efficacité de détection des événements inélastiques par la simulation, il faut rejeter les événements de bruit de fond p-gaz (voir Chapitre 4 pour plus de précisions). Une double coupure, au niveau de la différence de temps de vol et du nombre de cellules touchées est envisagée. La résolution individuelle des éléments de scintillateurs n'est pas assez bonne pour faire des coupures en multiplicité.

La figure 5.3 montre les distributions du nombre de cellules traversées par des particules chargées lors d'événements SD et NSD. Les distributions sont données pour le V0A, V0C et la coïncidence V0A*V0C (somme des cellules touchées dans les deux détecteurs). L'effet du bruit de fond venant de l'environnement d'ALICE est montré en trait plein alors que les distributions avec transport des traces dans le vide jusqu'au V0 sont en trait pointillé. Pour le V0A et V0C, le maximum des distributions pour les événements SD est situé à 1 ou 2 cellules touchées, alors que pour les événements NSD, le nombre moyen de cellules touchées est entre 5 et 10.

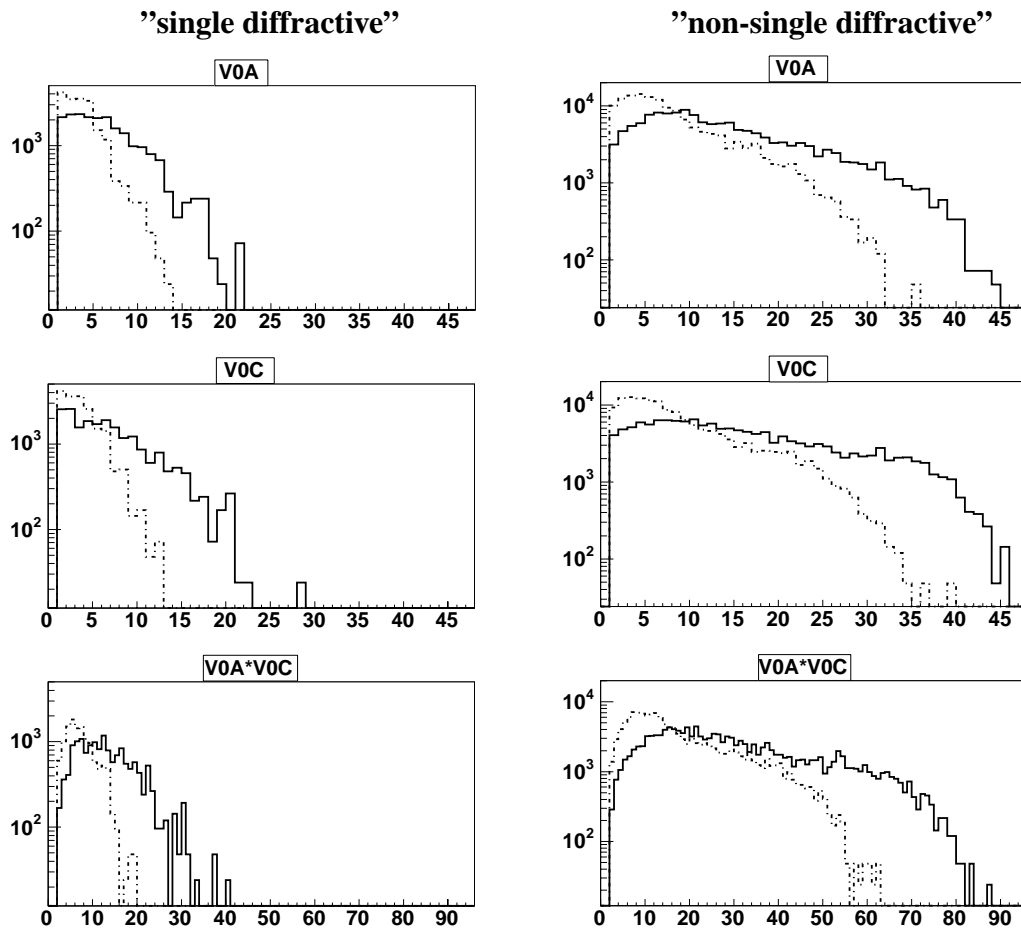


FIG. 5.3: Distribution du nombre de cellules traversées du V0 par les événements SD (figures de gauche) et NSD (figures de droite). En haut pour le V0A seul, au centre le V0C seul et en bas avec la coïncidence V0A*V0C.

La figure 5.4 montre l'efficacité de détection des événements SD et NSD contribuant à l'efficacité de déclenchement du détecteur V0. Les efficacités sont tracées en fonction de la coupure

appliquée sur le nombre de cellules touchées du V0A avec une coupure constante à 1 ou 2 cellules du V0C (afin d'avoir la contrainte la plus faible possible sur le déclenchement du spectromètre dimuon). L'efficacité décroît avec l'augmentation du seuil sur les cellules touchées. Par conséquent l'incertitude sur la luminosité augmente. L'efficacité de détection des événements simple diffractifs est moindre du fait de la distribution non symétrique en rapidité des particules chargées émises. Les résultats pour l'efficacité de détection des événements inélastiques, sont

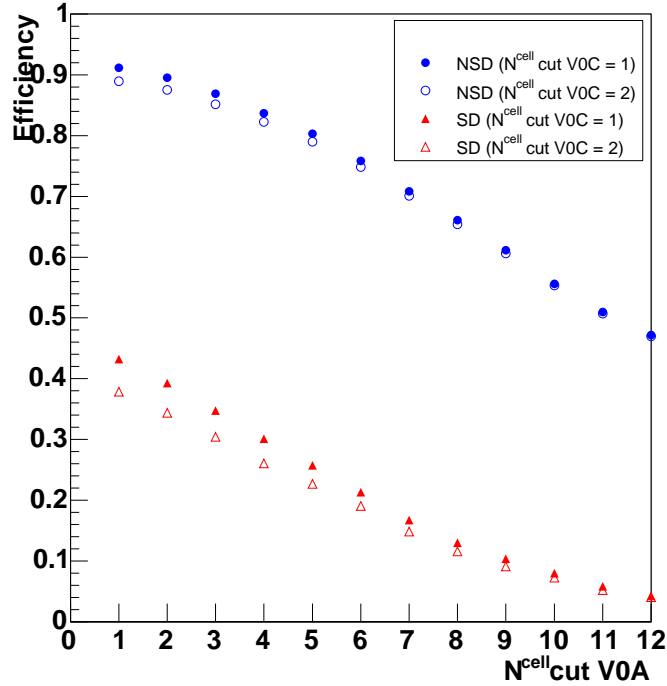


FIG. 5.4: Efficacité de détection des événements SD et NSD en coïncidence dans le V0 en fonction de la coupure sur le nombre de cellules touchées du V0A.

reportés dans le tableau 5.3.

TAB. 5.3: Efficacité de détection des événements inélastiques en fonction des coupures sur le nombre minimal de cellules touchées requises pour la coïncidence V0A*V0C.

Efficacité (evts. inélastiques)	N_{cut}^{V0A}						
	1	2	3	4	5	6	
N_{cut}^{V0C}	1	0.82	0.80	0.77	0.73	0.70	0.66
	2	0.80	0.78	0.75	0.72	0.69	0.65

Le détecteur V0 permet donc de mesurer la luminosité à partir du taux de comptage des événements inélastiques. Il faut cependant disposer de la section efficace inélastique qui sera mesurée par une expérience dédiée du LHC, l'expérience TOTEM [6, 7].

L'expérience TOTEM (Total Cross Section, Elastic Scattering and Diffraction Dissociation at the LHC) sera installée auprès du détecteur CMS et aura pour but de mesurer la section

efficace totale, la diffusion élastique et les processus diffractifs au LHC. La section efficace totale sera mesurée de façon absolue par la détection simultanée de la diffusion élastique à faible impulsion transférée et des interactions inélastiques. L'expérience est équipée de détecteurs appelés "Pots Romains" placés de façon symétrique des deux côtés de la région d'interaction et montés sur la chambre à vide de l'accélérateur. Ils permettent de détecter les protons diffusés à très petit angle dans les interactions élastiques et inélastiques.

5.4 Sources d'erreur sur la mesure de la luminosité

L'erreur absolue sur la mesure de la luminosité est donnée par :

$$\sigma_L = \sqrt{\left(\frac{\partial L}{\partial N}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial \varepsilon}\right)^2 \sigma_\varepsilon^2 + \left(\frac{\partial L}{\partial \sigma}\right)^2 \sigma_\sigma^2} \quad (5.9)$$

soit l'erreur relative suivante :

$$\frac{\sigma_L}{L} = \sqrt{\frac{\sigma_N^2}{N^2} + \frac{\sigma_\varepsilon^2}{\varepsilon^2} + \frac{\sigma_\sigma^2}{\sigma^2}} \quad (5.10)$$

Où L est la luminosité, N le taux de comptage des événements inélastiques, σ la section efficace et ε l'efficacité de détection du V0. Une précision de l'ordre de 1% sera obtenue par l'expérience TOTEM sur la section efficace totale, soit $\frac{\sigma_\sigma}{\sigma} \sim 1\%$.

D'autres sources d'erreur sont à envisager lors de la mesure de la luminosité par le détecteur V0. En premier lieu, l'erreur sur l'efficacité de détection des événements inélastiques dépend d'une part de la description des événements p-p de biais minimum par le générateur PYTHIA (multiplicité, distribution en η des particules), d'autre part de l'efficacité de détection instrumentale du V0 (efficacité de détection du MIP par chaque élément de scintillateur). L'erreur relative $\frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon}$ peut être prise d'environ 5%.

En second lieu, l'erreur sur le taux de comptage des événements inélastiques dépend de la connaissance du taux d'interactions p-gaz donnant une coïncidence dans le V0. Le taux d'interactions p-gaz induisant de faux déclenchements a été estimé dans le Chapitre 4 à 285 kHz pour un taux d'interactions inélastiques de 200 à 240 kHz. Les coupures envisagées (sur la différence de temps de vol et le nombre de cellules touchées) permettront de réduire la contamination à un niveau moindre. En effet, si on applique une coupure à 13.5 ns sur la différence de temps de vol, on obtient d'après les résultats présentés sur la figure 4.20 du Chapitre 6, une contamination d'environ 9% par des événements p-gaz.

Si l'efficacité de la coupure en temps de vol n'est pas optimale, alors des prises de données spécifiques sans croisement des faisceaux de protons (c'est à dire sans interactions p-p) permettront de connaître le taux d'événements de bruit de fond p-gaz donnant une coïncidence et de le soustraire du taux de comptage en réaction pp. Avec une erreur $\frac{\sigma_N}{N} \sim 9\%$, l'erreur relative sur la luminosité est alors de $\frac{\sigma_L}{L} \sim 10\%$.

Une faible erreur sur le taux de comptage se rajoute du fait de l'empilement des événements. En effet, deux collisions p-p ou plus peuvent avoir lieu lors d'un croisement de faisceau. Le V0 ne peut faire la différence entre un ou deux événements p-p superposés, d'où une sous-estimation de la luminosité dans ce cas de figure.

Dans l'expérience ALICE, le nombre moyen de collisions p-p est de $N = L\sigma = 80 \text{ mb} \times 3 \cdot 10^{30} = 240 \text{ kHz}$. Quant à la fréquence de croisement des faisceaux, elle est de 32 MHz, soit un nombre moyen d'interactions p-p par croisement de $\mu = 0.0075$.

En supposant que le nombre d'interactions par croisement suit une loi de Poisson [8], on peut estimer la probabilité d'avoir deux ou plus interactions p-p superposées. La probabilité de n'avoir aucun événement est de $e^{-\mu} = 0.9925$ soit une fréquence de 31.76 MHz. La probabilité d'avoir un événement est de $\mu e^{-\mu} = 0.0074$ soit 236.8 kHz. Par conséquent, la probabilité d'avoir plus d'un événement par croisement de faisceau est de $1 - (1 + \mu)e^{-\mu}$ soit 3.2 kHz. Donc entre 1 et 2% des événements détectés comportent plus d'une interaction p-p.

Références

Mesure de la luminosité dans l'expérience ALICE

- [1] ATLAS detector and physics performance, TDR (1999)
- [2] K. Potter, Proceedings of CERN Accelerator School, CERN 94-01 (1994)
- [3] A. Morsch, ALICE Internal Note, ALICE-INT-2003-004 (2003)
- [4] V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Medelin, V.G. Serbo, Nuclear Physics B **63** (1973) 519
- [5] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Phys. Commun. 135 (2001) 238 (LU TP 00-30, hep-ph/0010017)
- [6] TOTEM, Letter of Intent, CERN/LHCC 97-49 (1997)
- [7] G. Matthiae, P. Privitera, and V. Verzi, ROM2 F/2001/11 (2001)
- [8] N. Zaitsev, LHCb 98-053 PHYS (1998)

6 Etude des résonances de basse masse dans ALICE

Dans ce chapitre, la possibilité d'observer les résonances de basse masse lors de leur désintégration dimuonique à l'aide du spectromètre dimuon de l'expérience ALICE est étudiée. Deux systèmes en collision sont prévus : le système p-p à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et le système Pb-Pb à une énergie dans le centre de masse par nucléon de 5.5 TeV.

6.1 Introduction

Le premier chapitre où est décrite la physique liée aux résonances de basse masse, a montré l'importance d'étudier expérimentalement ces résonances pour observer d'éventuels effets de milieu. Les performances du spectromètre d'ALICE dans la zone des basses masses sont étudiées dans ce chapitre, en particulier en considérant la coupure en impulsion transverse la plus basse possible. Les résonances de basse masse et le bruit de fond physique en dimuons sont étudiés en collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV (section 6.2) et $\sqrt{s} = 5.5$ TeV (section 6.3) et en collision Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV (section 6.4).

6.2 Collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV et performances du spectromètre

L'étude des résonances de basse masse est basée sur l'emploi du générateur Monte-Carlo PYTHIA [1]. Pour obtenir leur taux de production, des événements p-p de biais minimum ont été générés à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les acceptances géométriques sont calculées après transport avec GEANT 3 dans l'ouverture angulaire du spectromètre dimuon. Les efficacités de reconstruction et spectres en masses sont évalués à partir d'une paramétrisation des résultats obtenus avec PYTHIA.

6.2.1 Sections efficaces de production

Le générateur PYTHIA version 6.152 a été utilisé en collision p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV avec la fonction de distribution de partons CTEQ4L (tableau 6.1), en choisissant la production d'événements de biais minimum avec interactions multiples et production de particules via les processus QCD à haute et basse impulsions transverses.

Les résonances ρ , ω et ϕ ont alors été extraites des événements de biais minimum produits. Les sections efficaces de production des résonances sont données par $\sigma_x = \frac{N_x}{N^{inel}} \sigma^{inel}$, où N_x est le nombre de résonances générées, N^{inel} le nombre d'événements inélastiques générés et σ^{inel} la section efficace inélastique donnée par PYTHIA, soit 79 mb. Le nombre d'événements attendus par seconde est calculé à partir de la luminosité en mode p-p soit $L = 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} = 1 \mu\text{b}^{-1} \text{s}^{-1}$. Dans le tableau 6.2 sont donnés les rapports d'embranchement, les sections efficaces

TAB. 6.1: Paramètres utilisés pour la génération d'événements de biais minimum avec PYTHIA.

MSEL = 1	
MSTP(52) = 2	, fonction de
MSTP(51) = 4032	structure CTEQ4L
MSTP(81) = 1	
MSTP(82) = 4	
MSTP(2) = 2	
MSTP(33) = 3	
PARP(82) = 3.2	

de production et les taux de comptage par seconde des différentes résonances étudiées (dans tout l'espace des phases).

TAB. 6.2: Production du ρ^0 , ω et ϕ en collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV.

Résonance	$BR_{\mu^+\mu^-}$	$\sigma \cdot BR_{\mu^+\mu^-} (\mu b)$	$N_{\mu^+\mu^-}$	Nombre d'événements/seconde
ρ^0	$4.6 \cdot 10^{-5}$	19.7	$2.5 \cdot 10^{-4}$	20
ω	$< 1.8 \cdot 10^{-4}$	71.9	$9.1 \cdot 10^{-4}$	72
ϕ^0	$2.5 \cdot 10^{-4}$	9.5	$1.2 \cdot 10^{-4}$	10

6.2.2 Acceptance géométrique

Afin d'évaluer l'acceptance géométrique, les résonances générées dans tout l'espace des phases sont forcées à se désintégrer en paires de muons avec PYTHIA. Les muons individuels sont alors transportés à l'aide du code GEANT3 dans l'environnement expérimental (avec le code AliRoot) où ils subissent l'effet du champ magnétique de l'aimant central.

On peut alors déterminer le nombre de résonances susceptibles d'être reconstruites à partir des muons individuels issus de leur désintégration et situés dans l'acceptance angulaire du spectromètre (de 2 à 9 degrés).

Cette acceptation a été évaluée avec différentes coupures en impulsion transverse sur les muons individuels, ceci afin de déterminer, hors de toute influence du détecteur, l'effet d'une coupure du trigger à 1 GeV/c en p_T requise pour l'acquisition des résonances de plus haute masse en collision Pb-Pb (J/ψ , Υ).

Les résultats sont montrés sur la figure 6.1 pour les mésons ρ^0 , ω et ϕ . L'acceptance géométrique (en pourcentage) est tracée en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité des résonances. De plus deux distributions sont comparées dans chaque cas : avec et sans coupure en impulsion transverse de 1 GeV/c sur les muons individuels.

L'acceptance va de 0.15%, 0.15% et 0.23% à 4.7%, 4.6% et 4.7% pour le ρ^0 , ω et ϕ respectivement, avec et sans coupure en impulsion transverse. Ceci représente un gain d'environ 35 sur l'acceptance.

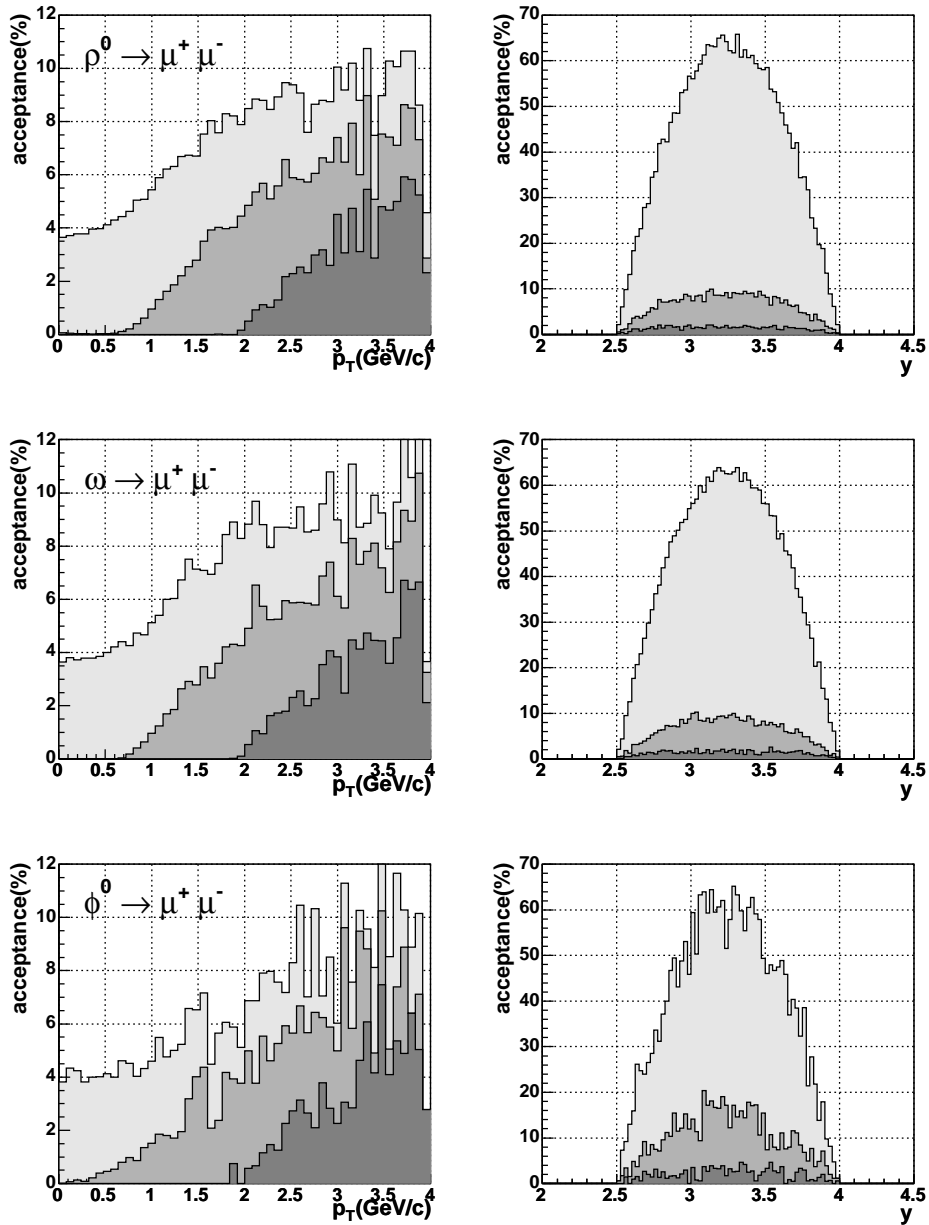


FIG. 6.1: Distributions en impulsion transverse (figures de gauche) et rapidité (figures de droite) des résonances dans l'acceptance du spectromètre. Les distributions ont été tracées sans coupure en p_T (gris clair), avec une coupure de 0.5 GeV/c et une coupure de 1 GeV/c (gris foncé).

A la vue de ces résultats, il a été proposé d'améliorer le taux de comptage en réaction p-p en prenant les données sans coupure en impulsion transverse. Ceci est possible grâce au détecteur V0, qui valide le trigger dimuon et rejette les événements de bruit de fond p-gaz. Ces événements ne traversent généralement pas le V0 bien que de faible p_T .

6.2.3 Efficacité de reconstruction

Pour déterminer l'efficacité de reconstruction des résonances, les traces des muons issus de leur désintégration ont été reconstruites grâce au code de simulation du spectromètre dimuon

dans l'environnement AliROOT. L'efficacité de reconstruction est alors définie comme :

$$\varepsilon = \frac{\text{Nombre de résonances reconstruites}}{\text{Nombre de résonances générées dans l'acceptance du spectromètre}} \quad (6.1)$$

Les mésons ρ^0 , ω et ϕ sont générés et désintégrés par PYTHIA-JETSET, les muons produits sont ensuite transportés par GEANT3 au travers d'ALICE. Les éléments introduits dans la simulation sont l'absorbeur frontal, le tuyau de l'accélérateur, le blindage de faisceau et le spectromètre dimuon. La reconstruction des traces à partir des clusters est effectuée après digitalisation par la classe AliMUONRecoEvent.

Coupages du trigger dimuon et de l'algorithme de trajectographie

La coupure naturelle en impulsion transverse sur les muons due au trigger est simulée par la fonction suivante [2] :

$$P(p_T) = 0.355 \times \arctan\left(\frac{p_T - 0.5}{0.16}\right) + 0.45 \quad (6.2)$$

Ainsi, chaque trace de muon reconstruite par le spectromètre est affectée d'une efficacité de détection dépendant de l'impulsion transverse du muon. L'efficacité de reconstruction du méson ϕ en fonction de la coupure sur le p_T des muons individuels est montrée sur la figure 6.2, pour deux valeurs de coupure en χ^2 appliquée lors de la reconstruction des traces dans le spectromètre.

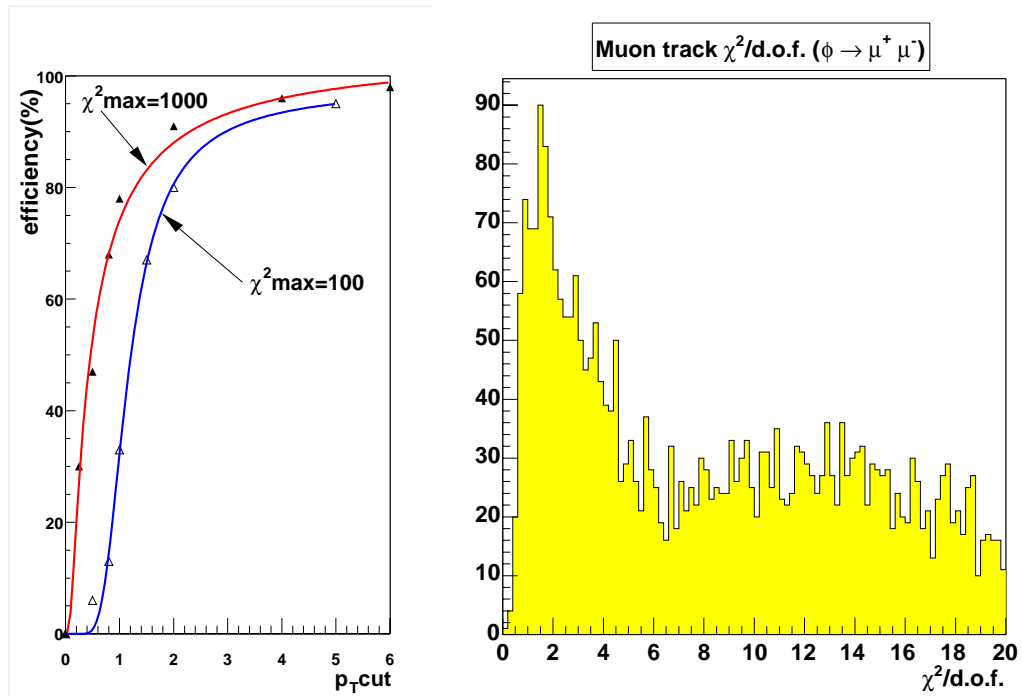


FIG. 6.2: A gauche, efficacité de reconstruction du méson ϕ en fonction de la coupure en p_T appliquée sur les muons individuels et de la coupure en χ^2 appliquée lors de la reconstruction des traces dans le spectromètre. A droite, distribution de la valeur du χ^2 par degré de liberté des traces de muons issues de la désintégration du méson ϕ (la coupure par défaut de 100 sur le χ^2 à été appliquée).

La valeur du χ^2 donne la qualité de la reconstruction des traces dans le spectromètre dimuon. Le χ^2 par degré de liberté ($\chi^2/d.o.f.$) pour une trace est donné par :

$$\chi^2/dof = \frac{\chi^2}{2 \times N_i - 5} \quad (6.3)$$

Où N_i est le nombre d'impacts donné par la trace dans le spectromètre (inférieur à 10). La valeur 5 correspond aux trois degrés de liberté liés à l'impulsion et aux deux degrés liés à la position. Sur la figure 6.2, est représentée la distribution de la valeur du $\chi^2/d.o.f.$ des traces de muons issues de la désintégration du méson ϕ (avec la coupure par défaut du spectromètre de 100 sur le χ^2). Les erreurs sur la position des impacts reconstruits à partir des clusters ne sont pas gaussiennes. Par conséquent la distribution des valeurs de $\chi^2/d.o.f.$ obtenue par l'algorithme de trajectographie ne présente pas la forme attendue pour des erreurs de position gaussiennes.

Afin de contrôler l'effet d'un niveau de coupure à 1000 par le χ^2 , la précision du spectromètre sur la mesure de l'impulsion a été tracée figure 6.3. On peut voir pour les mésons ρ^0 et ϕ , la précision relative sur la reconstruction des traces des muons ($\frac{\Delta P}{P} = (P_{gen} - P_{reco})/P_{gen}$). On obtient une valeur de σ égale à 2.4% et 2% pour les traces de muons issues des mésons ρ^0 et ϕ respectivement.

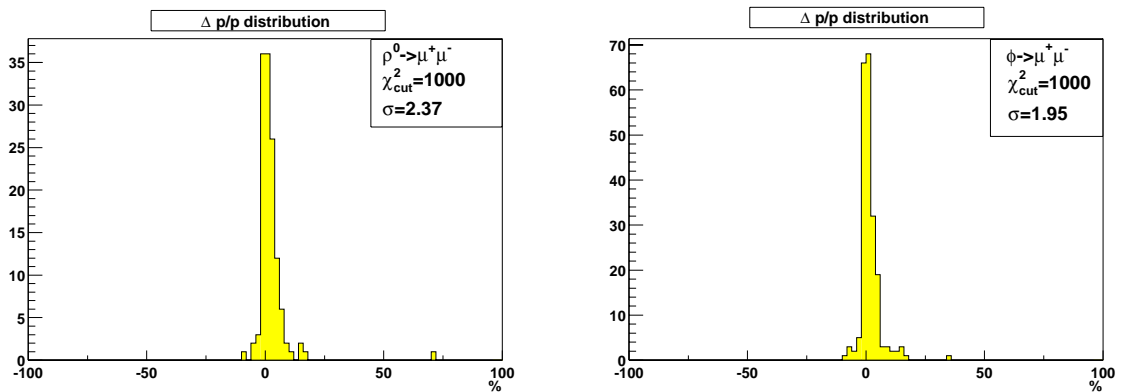


FIG. 6.3: Précision relative de reconstruction de l'impulsion des traces de muons issus de la désintégration du ρ^0 (à gauche) et du ϕ (à droite).

La résolution relative du spectromètre sur l'impulsion reste dans des limites raisonnables. En effet avec une coupure en p_T de 1.5 GeV/c on attend une résolution relative comprise entre 1 et 1.3% (voir Section 2.2.2.5 du Chapitre 2), de plus la résolution se dégrade avec une coupure en p_T plus faible, telle celle employée ici d'environ 0.5 GeV/c.

Il est donc possible de reconstruire la masse invariante des résonances de basse masse avec une coupure sur le χ^2 de 1000.

Efficacité de reconstruction par le spectromètre dimuon

La figure 6.4 montre les distributions en impulsion transverse et rapidité des mésons ρ^0 et ϕ . Les distributions générées par PYTHIA dans l'acceptance du spectromètre (gris foncé) sont comparées à celles reconstruites à partir des traces des paires de muons (gris clair).

Aucune coupure en impulsion transverse n'est appliquée sur les muons individuels excepté la coupure naturelle du spectromètre et de l'absorbeur frontal (soit environ 0.5 GeV/c). De plus, trois coupures sur le χ^2 des traces reconstruites ont été envisagées : la coupure par défaut du

programme de reconstruction des traces ($\chi_{cut}^2 = 100$) ainsi que deux autres coupures à 500 et 1000. L'efficacité de reconstruction est dans le premier cas de 1.5% et 2.9 %, dans le second cas de 3.6% et 8.1% et dans le troisième cas de 5.9% et 9.5% pour le ρ^0 et ϕ respectivement (voir table 6.3). Un accroissement significatif est ainsi obtenu sur l'efficacité de reconstruction en relâchant la contrainte sur la recherche des traces par l'algorithme de trajectographie.

TAB. 6.3: Acceptance géométrique et efficacité de reconstruction.

Résonance	Acceptance géométrique (en %)		
	(sans p_T^{cut})	($p_T^{cut} = 0.5$ GeV/c)	($p_T^{cut} = 1$ GeV/c)
ρ^0	4.72 ± 0.02	0.70 ± 0.01	0.147 ± 0.004
ω	4.62 ± 0.02	0.69 ± 0.01	0.146 ± 0.004
ϕ^0	4.66 ± 0.07	1.19 ± 0.04	0.23 ± 0.02
	Efficacité de reconstruction (en %)		
	$\chi_{cut}^2 = 100$	$\chi_{cut}^2 = 500$	$\chi_{cut}^2 = 1000$
ρ^0	1.50 ± 0.02	3.60 ± 0.06	5.9 ± 0.1
ω			
ϕ^0	2.90 ± 0.05	8.1 ± 0.1	9.5 ± 0.2

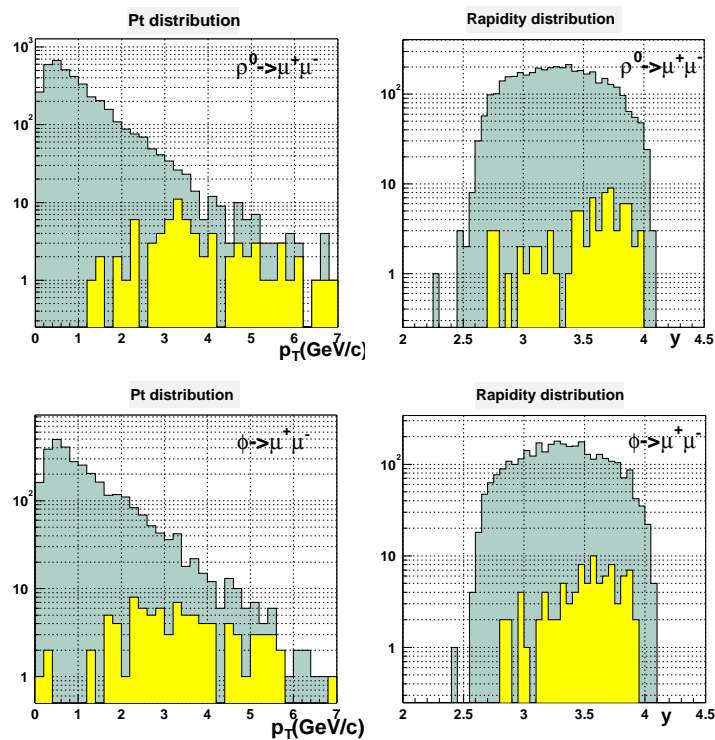


FIG. 6.4: Efficacité de reconstruction du méson ρ^0 (haut) et ϕ (bas). Les distributions en impulsion transverse sont tracées du côté gauche, les distributions en rapidité du côté droit. En gris foncé, les distributions générées avec PYTHIA et en gris clair les distributions après reconstruction des traces dans le spectromètre.

6.2.4 Spectres en masse invariante des résonances de basse masse

Les spectres en masse invariante ont été obtenus après reconstruction des traces des muons, en exigeant des impacts dans toutes les chambres de trigger, ainsi qu'une coupure en impulsion transverse p_T^{cut} de 0.5 GeV/c et une coupure sur le χ^2 de 1000. La figure 6.5 montre les spectres des résonances ρ^0 , ω et ϕ .

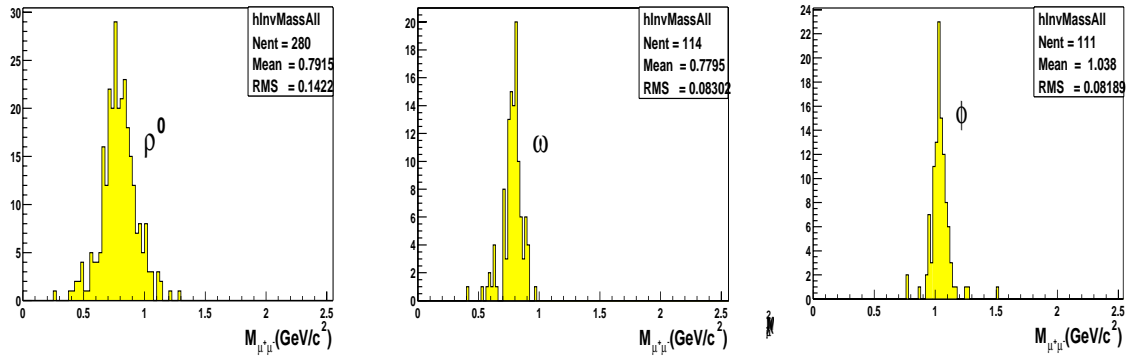


FIG. 6.5: Spectres en masse invariante reconstruits des mésons ρ^0 , ω et ϕ .

La résolution en masse extraite de ces distributions est de $\sigma_{\rho^0} = 142$ MeV/c², $\sigma_{\omega} = 83$ MeV/c² et $\sigma_{\phi} = 81$ MeV/c². La valeur d'environ 80 MeV/c² pour les mésons ω et ϕ comparée à leur largeur naturelle de 8.4 MeV/c² et 4.5 MeV/c² respectivement est principalement due à l'effet de l'absorbeur sur l'impulsion des muons.

Aucun effet sur la résolution en masse due à une valeur accrue de la coupure en χ^2 n'est observé. Il faut également noter qu'aucun événement de bruit de fond susceptible de dégrader la résolution n'a été considéré dans ces résultats.

6.2.5 Bruit de fond physique dans la région des basses masses

Le taux de résonances de basse masse produites doit être comparé au bruit de fond physique, soit tous les processus donnant des muons dans cette région. Pour cela, les processus suivants ont été simulés avec PYTHIA dans l'acceptance du spectromètre ($-4 < \eta < -2.5$) :

- désintégration des pions et des kaons,
- production de charme $D^+D^-D^0\bar{D}^0$,
- production de beauté $B^+B^-B^0\bar{B}^0$.

La production de dimuons par le processus Drell-Yan est très inférieure à celle des processus mentionnés précédemment [3] et n'a donc pas été prise en compte.

Lors de la simulation avec PYTHIA, seuls les muons provenant de pions et de kaons se désintégrant à une distance inférieure à 90 cm du vertex et possédant une impulsion supérieure à 6 GeV/c ont été pris en compte, ceci afin de simuler l'effet de l'absorbeur (un absorbeur parfait). Les résonances de basse masse ont été normalisés selon les taux de production donné par PYTHIA (tableau 6.4) et en prenant en compte l'acceptance du spectromètre avec une coupure en p_T de 0.5 GeV/c (voir tableau 6.3). Les sections efficaces totales de production (pour une énergie de 14 TeV dans le centre de masse) données par PYTHIA pour les mésons charmés et beaux sont $\sigma_{charm} \approx 9.6$ mb et $\sigma_{beauty} \approx 481$ μb . Le bruit de fond a été normalisé à partir du nombre moyen de muons dans l'acceptance du spectromètre issu des différents processus (tableau 6.4), une coupure en p_T de 0.5 GeV/c est appliquée.

TAB. 6.4: Nombre de paires de muons issues de la désintégration de résonances par événement p-p, et nombre moyen de muons par événement pour la désintégration de mésons charmés, beaux, de pions et kaons.

Résonances	
	taux/événement ($\sigma * BR_{dimuon}$)
ρ^0	2.5×10^{-4}
ω	9.1×10^{-4}
ϕ^0	1.2×10^{-4}
Bruit de fond	
	Nombre moyen de muons par événement
$\langle N_\mu \rangle$ (charme)	5.0×10^{-3}
$\langle N_\mu \rangle$ (beauté)	1.0×10^{-3}
$\langle N_\mu \rangle$ (π/K)	2.5×10^{-3}

La production inclusive de muons par événement p-p est montrée sur la figure 6.6. Le nombre moyen de muons par événement avec une impulsion transverse p_T plus grande que p_T^{min} est tracé en fonction de la valeur de p_T^{min} . On peut observer que si une coupure en p_T de 1 GeV/c est appliquée, la plupart des muons provenant de la désintégration de pions et kaons sont supprimés. Cependant la majorité des résonances de basse masse sont également supprimées.

Dans la suite, afin d'optimiser l'acceptance des résonances de basse masse, une coupure basse en p_T de 0.5 GeV/c sur les muons individuels correspondant à la valeur minimale permise par le trigger dimuon sera appliquée [4].

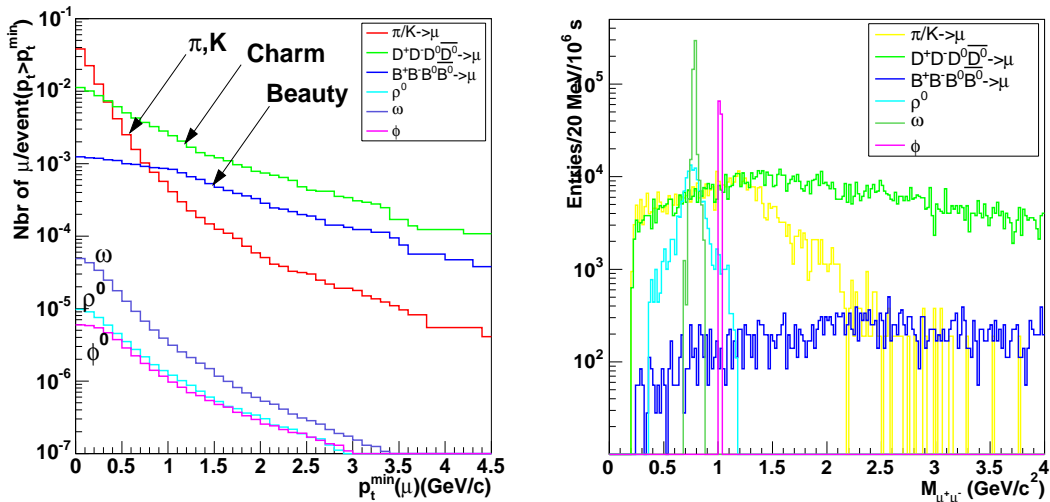


FIG. 6.6: Production inclusive de muons par événement p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV, simulée avec PYTHIA, en fonction du p_T^{min} des muons individuels (figure de gauche). Contribution des différents processus au spectre en masse invariante. Une coupure de 0.5 GeV/c est appliquée sur le p_T des muons individuels (figure de droite).

6.2.6 Spectres en masse invariante

La figure 6.6 montre le spectre en masse invariante obtenu à partir de muons de signe opposé, pour les processus mentionnés dans la section précédente et les résonances de basse masse dans un intervalle en masse de $[0-2.5] \text{ GeV}/c^2$.

Ces spectres ne prennent en compte ni la résolution en masse du spectromètre ni l'efficacité de reconstruction. Seule l'acceptance géométrique est introduite. La contribution au spectre due au mélange des muons issus de processus différents n'est pas tracée sur cette figure. Les désintégrations des mésons π et K, ainsi que des mésons charmés sont les processus dominant. Une décade en dessous, se trouve la désintégration des mésons beaux. Toutes les résonances sont situées au-dessus du bruit de fond.

Le spectromètre dimuon mesure un certain nombre de traces de muons de charges positives et négatives à chaque événement. Si l'on considère toutes les combinaisons possibles des traces positives et négatives d'un événement, il s'avère impossible de séparer les paires de signe opposé originaires d'une même désintégration, des paires fortuites formées de la combinaison de traces issues de désintégrations différentes.

Deux classes de paires de signe opposé peuvent être distinguées, le signal corrélé et le bruit de fond combinatoire. Le spectre total observé est donné par :

$$N_{\mu^+\mu^-}^{total} = S_{\mu^+\mu^-}^{corrélé} + B_{\mu^+\mu^-}^{combinatoire} \quad (6.4)$$

Le bruit de fond combinatoire peut être évalué par la méthode de l'"event-mixing" [5–7]. Cette méthode consiste en l'estimation du bruit de fond non-corrélé en combinant les traces de muons de signe opposé prises dans des événements différents. Le bruit de fond est normalisé avec le nombre moyen de paires par événement obtenu par "event-mixing" :

$$\langle n_{\mu^+\mu^-}^{mixées} \rangle = \langle \epsilon_+ \rangle \langle \epsilon_- \rangle \langle N_+ \rangle \langle N_- \rangle \quad (6.5)$$

où $\langle \epsilon \rangle$ est la probabilité d'avoir une trace de muon dans l'acceptance du spectromètre et $\langle N \rangle$ le nombre moyen de traces par événement. Ici il a été supposé que chaque événement p-p donnant un trigger dimuon contient seulement une paire de muons de signe opposé permettant le calcul d'une masse invariante, soit $\langle N_{\pm} \rangle = 1$.

La composante combinatoire est la somme de trois distributions : la contribution d'un muon issu de méson charmé ou beau, combiné à un muon issu de désintégration de pion ou kaon, ou la combinaison de muons issus de mésons charmés et beaux. Lors du calcul de la masse invariante, chaque paire formée est affectée du poids $\langle \epsilon_+ \rangle \langle \epsilon_- \rangle$.

La figure 6.7 montre le spectre en masse invariante obtenu par addition des processus de la figure 6.6 et de la composante du bruit de fond combinatoire estimée par "event-mixing".

Il est appliqué une coupure basse en p_T de $0.5 \text{ GeV}/c$ sur les muons individuels. Les résonances sont bien visibles, particulièrement le méson ω .

Dans le spectre en masse invariante montré figure 6.8, la résolution en masse du spectromètre a été introduite pour les résonances. Les résonances ont été simulées avec PYTHIA avec pour largeur la résolution obtenue dans la section 6.2.4. La coupure en impulsion transverse appliquée sur les muons est de $0.5 \text{ GeV}/c$.

En rajoutant la contribution du bruit de fond combinatoire estimé par "event-mixing" on obtient le spectre en masse invariante montré figure 6.9.

Sur la figure 6.10, un ajustement par un polynôme du 4^{eme} degré du bruit de fond a été soustrait du spectre résultant de la somme de toutes les contributions. Le spectre en masse invariante obtenu est également présenté. On voit qu'il est possible d'extraire du bruit de fond la somme des résonances ρ^0 et ω , ainsi que la contribution du méson ϕ .

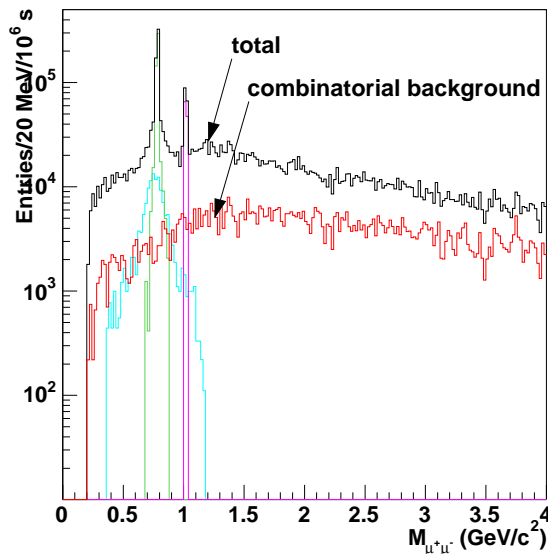


FIG. 6.7: Spectres en masse invariante des processus corrélés et non-corrélés. La distribution nommée "combinatorial background" désigne le bruit de fond combinatoire évalué par "event-mixing". La distribution nommée "total" est la somme des processus de la figure 6.6 et du bruit de fond combinatoire.

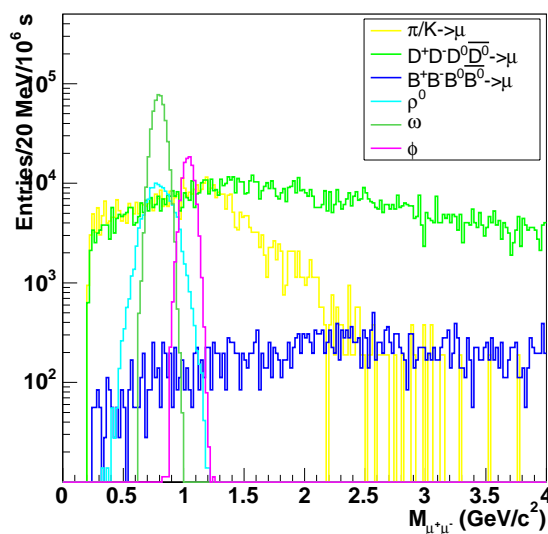


FIG. 6.8: Spectre en masse invariante où la résolution du spectromètre a été introduite pour les résonances de basse masse.

6.2.7 Rapport Signal/Bruit

Le signal ainsi que le rapport signal sur bruit (S/B) et la signification ($S/\sqrt{S+B}$) ont été évalués dans une bande de largeur de 2σ pour les différentes résonances, à partir des spectres en masse invariante, en tenant compte de la résolution du spectromètre pour les résonances.

Le bruit a été estimé à partir de la somme de toutes les composantes, sans soustraction du bruit de fond combinatoire. Une période de prise de données en collision p-p de 10^6 secondes

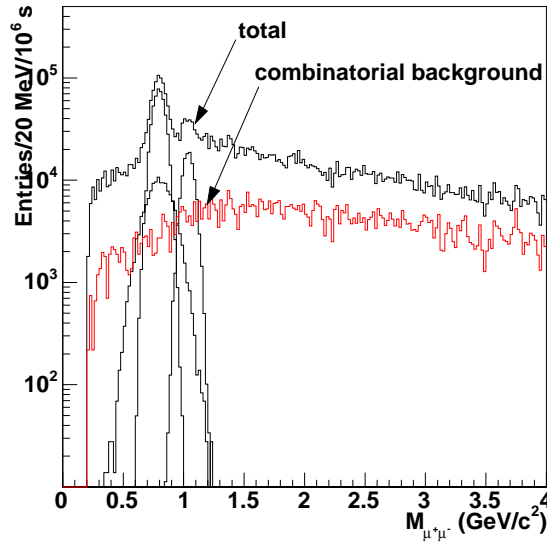


FIG. 6.9: Spectre en masse invariante des processus corrélés et non-corrélés.

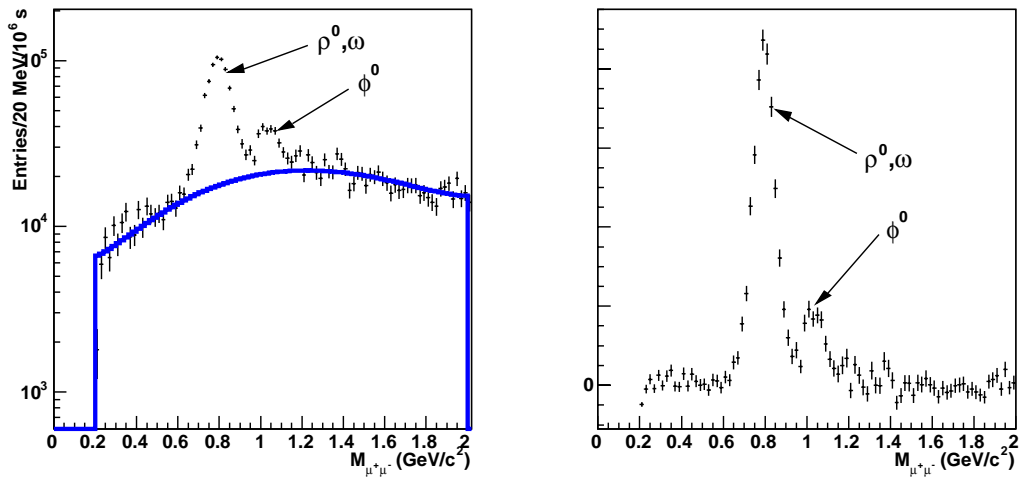


FIG. 6.10: A gauche, spectre en masse invariante sur lequel superposé un ajustement du bruit de fond avec un polynôme du 4^{ème} degré, dans la zone de masse invariante $0.2 < M_{\mu^+\mu^-} < 2$ GeV/c². A droite, spectre en masse invariante obtenu après soustraction du polynôme ajusté sur le bruit de fond.

à une luminosité de $1 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ a été simulée.

On trouve, avec l'hypothèse la plus défavorable concernant le niveau du bruit de fond hadronique, un rapport signal sur bruit d'environ 0.5 pour le méson ρ^0 , de 0.75 pour le ϕ et d'environ 4 pour le méson ω .

TAB. 6.5: Signal, rapport signal sur bruit et significance pour les résonances de basse masse en collision pp à $\sqrt{s} = 14$ TeV. L'efficacité de reconstruction n'est pas prise en compte.

Signal(S) à $\pm 1\sigma$	
Résonance	($p_T^{cut} = 0.5$ GeV/c)
ρ^0	9.8×10^4
ω	3.6×10^5
ϕ^0	7.9×10^4
Rapport Signal/Bruit (S/B) à $\pm 1\sigma$	
Résonance	($p_T^{cut} = 0.5$ GeV/c)
ρ^0	0.50
ω	3.95
ϕ^0	0.75
Significance $S/\sqrt{S+B}$ à $\pm 1\sigma$	
Résonance	($p_T^{cut} = 0.5$ GeV/c)
ρ^0	180
ω	533
ϕ^0	184

6.3 Résultats pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV

Pour obtenir les taux de production, acceptance et efficacité de reconstruction des résonances en collision Pb-Pb à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV par paire noyau-noyau, des collisions p-p ont été générées à la même énergie. Les distributions en impulsion transverse et rapidité sont semblables. Quant à la section efficace de production elle peut être renormalisée pour obtenir sa valeur en collision Pb-Pb.

6.3.1 Acceptance géométrique

L'acceptance géométrique des résonances de basse masse a été calculée en générant des collisions pp inélastiques de biais minimum avec Pythia à $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. Les résonances sont forcées à se désintégrer en dimuons à 100% afin d'augmenter la statistique.

Les figures 6.11 donnent les distributions bi-paramétriques de l'impulsion transverse en fonction de la rapidité pour les différentes résonances générées dans tout l'espace des phases. La figure 6.12 montre les distributions en impulsion transverse et rapidité des résonances, tracées à partir des muons situés dans l'acceptance angulaire du spectromètre ($2^\circ < \theta_\mu < 9^\circ$). Les distributions sont tracées sans coupure en impulsion transverse sur les muons individuels, avec une coupure de 0.5 GeV/c et de 1 GeV/c.

L'acceptance géométrique peut être calculée par intégration des distributions en rapidité précédentes. Le tableau 6.6 donne les acceptances géométriques pour les trois résonances sans coupure en impulsion transverse et avec une coupure de 0.5 GeV/c et 1 GeV/c. Le nombre de résonances par événement p-p donnant une paire de dimuon dans le spectromètre est également indiqué.

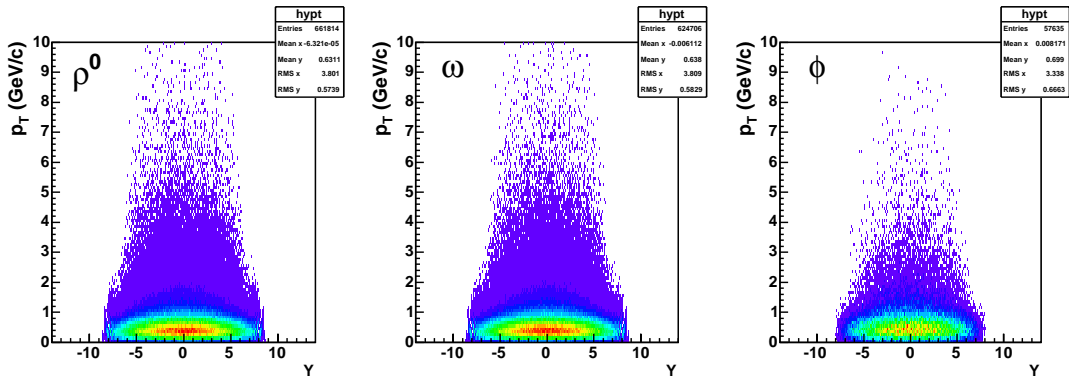


FIG. 6.11: Distributions bi-paramétriques de l'impulsion transverse en fonction de la rapidité pour les résonances ρ^0 , ω et ϕ respectivement.

TAB. 6.6: Acceptance géométrique des résonances ρ^0 , ω et ϕ .

Résonance	Nombre/événement	Acceptance géométrique (en %)		
		(sans p_T^{cut})	($p_T^{cut} = 0.5 \text{ GeV/c}$)	($p_T^{cut} = 1 \text{ GeV/c}$)
ρ^0	3.31	4.67 ± 0.03	0.54 ± 0.01	0.092 ± 0.004
ω	3.12	4.56 ± 0.03	0.52 ± 0.01	0.097 ± 0.004
ϕ^0	0.29	4.49 ± 0.09	0.86 ± 0.04	0.12 ± 0.01

Les figures 6.13 montrent l'impact des coupures à 0.5 GeV/c et 1 GeV/c sur les spectres en impulsion transverse. La coupure de 1 GeV/c élimine la majeure partie des résonances de basse masse de bas p_T susceptibles de fournir des informations sur d'éventuels effets de milieu.

6.3.2 Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction du spectromètre a été calculée en générant les résonances à partir de paramétrisations en impulsion transverse et rapidité ajustées sur les distributions obtenues avec PYTHIA. La figure 6.14 montre les distributions obtenues.

L'ajustement des fonctions 6.6 et 6.7 sur les distributions en impulsion transverse et rapidité respectivement a permis d'extraire la valeur des paramètres p_T^0 , n , y^0 et σ . Les résultats sont résumés dans le tableau 6.7.

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \propto \frac{p_T}{\left(1 + \left(\frac{p_T}{p_T^0}\right)^2\right)^n} \quad (6.6)$$

$$\frac{d\sigma}{dy} \propto \text{Exp}\left(-\frac{1}{2} \times \left(\frac{y-y^0}{\sigma}\right)^2\right) \quad (6.7)$$

Les résonances de basse masse ont été ensuite générées dans l'acceptance du spectromètre en utilisant comme paramétrisation en impulsion transverse et rapidité les fonctions utilisées pour l'ajustement. Ceci permet d'économiser le temps de calcul en ne générant que les résonances dans l'acceptance d'une part, de ne pas avoir de bruit de fond issu d'autres particules d'autre

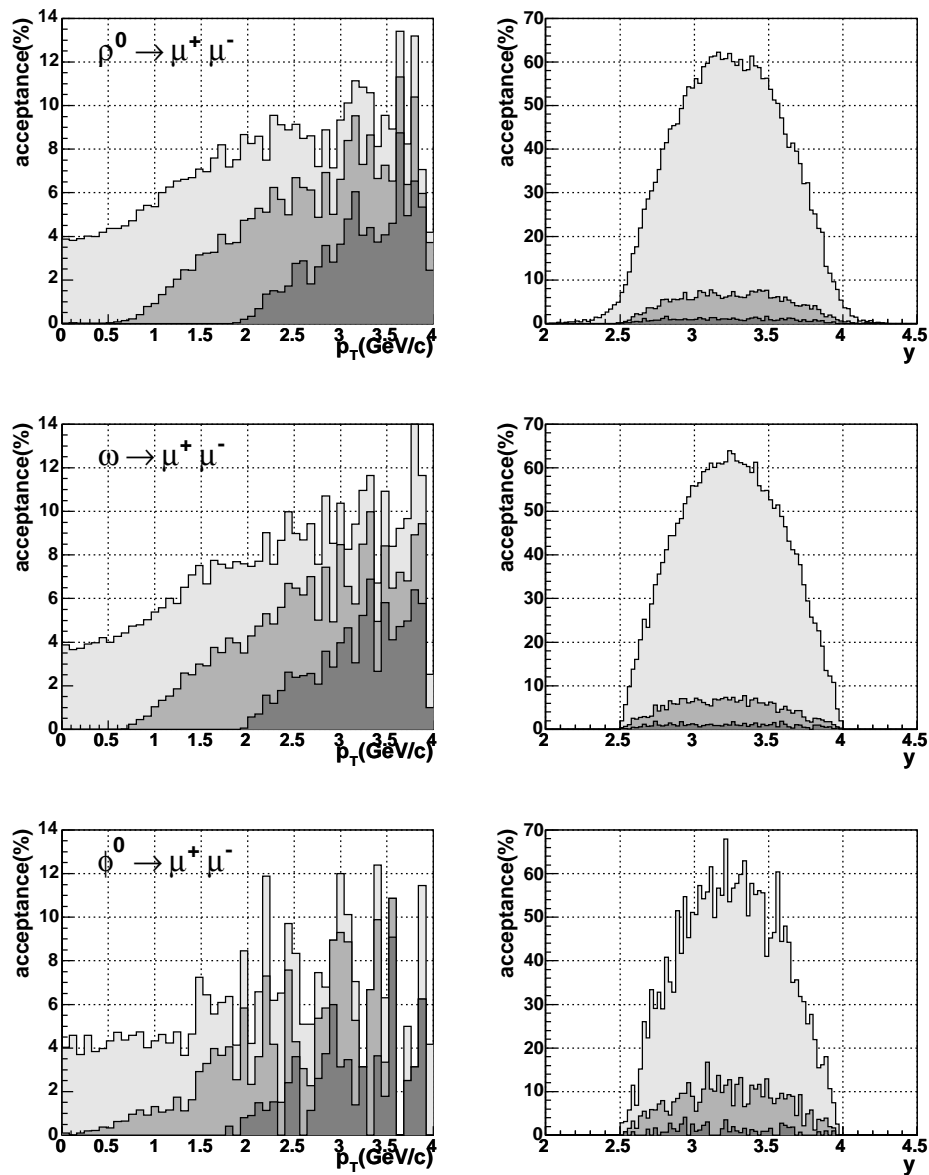


FIG. 6.12: Distributions en impulsion transverse (figures de gauche) et rapidité (figures de droite) des résonances dans l'acceptance du spectromètre. Les distributions ont été tracées sans coupure en p_T (gris clair), avec une coupure de 0.5 GeV/c et une coupure de 1 GeV/c (gris foncé).

TAB. 6.7: Valeurs des paramètres obtenus par ajustement des distributions en p_T et rapidité données par PYTHIA.

Résonance	p_T^0 (GeV/c)	n	y^0	σ
ρ^0	0.68	2.64	0	4.88
ω	0.68	2.63	0	4.92
ϕ^0	0.68	2.46	0	4.33

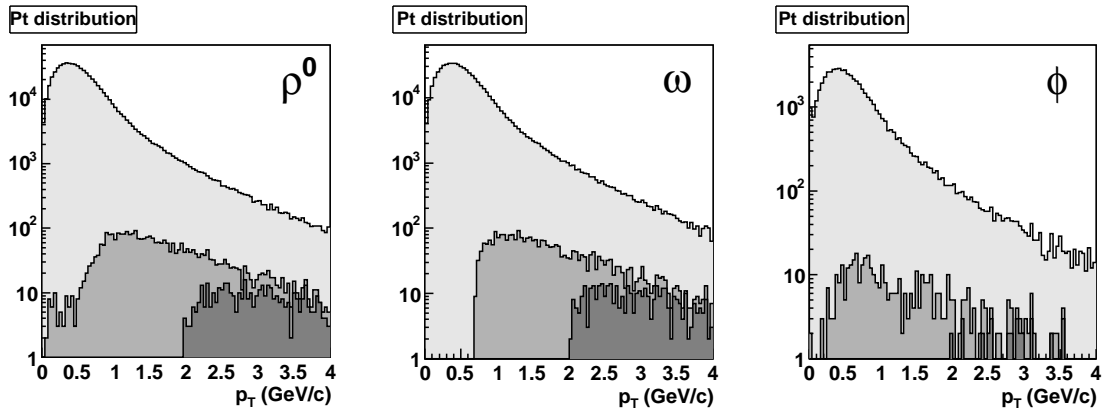


FIG. 6.13: Distributions en impulsion transverse des résonances ρ^0 , ω et ϕ . Les distributions ont été tracées sans coupure en p_T (gris clair), avec une coupure de 0.5 GeV/c et une coupure de 1 GeV/c (gris foncé).

part. Les résonances sont ensuite reconstruites au moyen de la simulation complète du spectromètre dans AliRoot.

Les efficacités de reconstruction obtenues en faisant varier la coupure en p_T appliquée sur les muons individuels à la génération des résonances sont données dans le tableau 6.8. La coupure par défaut du spectromètre à 100 sur la valeur du χ^2 des traces reconstruites à été utilisée. L'efficacité est d'environ 7% avec une coupure en p_T de 0.5 GeV/c et de 40% avec une coupure de 1 GeV/c.

TAB. 6.8: Efficacités de reconstruction (en pourcentage) en fonction de la coupure appliquée sur les muons individuels.

Résonance	coupure en p_T (GeV/c)					
	0.5	0.8	1	1.5	2	5
ρ^0	7.5 ± 0.2		40.9 ± 1.5			
ω	7.5 ± 0.2		41.2 ± 1.5			
ϕ^0	7.0 ± 0.2	25.0 ± 0.9	38.5 ± 1.4	56.7 ± 2.2	67.0 ± 2.7	82.5 ± 3.5

6.4 Résultats pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$

Le nombre de résonances se désintégrant en dimuons par collision Pb-Pb a été estimé à partir du nombre de résonances produites par événement p-p. La normalisation utilisée est donnée par :

$$\begin{aligned}
 N_{PbPb}(\rho, \omega, \phi) &= N_{pp}(\rho, \omega, \phi) \times AA \times BR(\text{méson} \rightarrow \mu\mu) \times \varepsilon(\%) \times Acc(\%) \\
 &\times Rc \times Shad \times \sigma_{pp} / \sigma_{PbPb\text{centrale}}
 \end{aligned}
 \tag{6.8}$$

où Acc est l'acceptance du spectromètre, ε l'efficacité de reconstruction, $A = 208$ le nombre de masse des ions Pb, Rc le taux pour des collisions centrales est de 0.4 et la valeur du "Shadowing

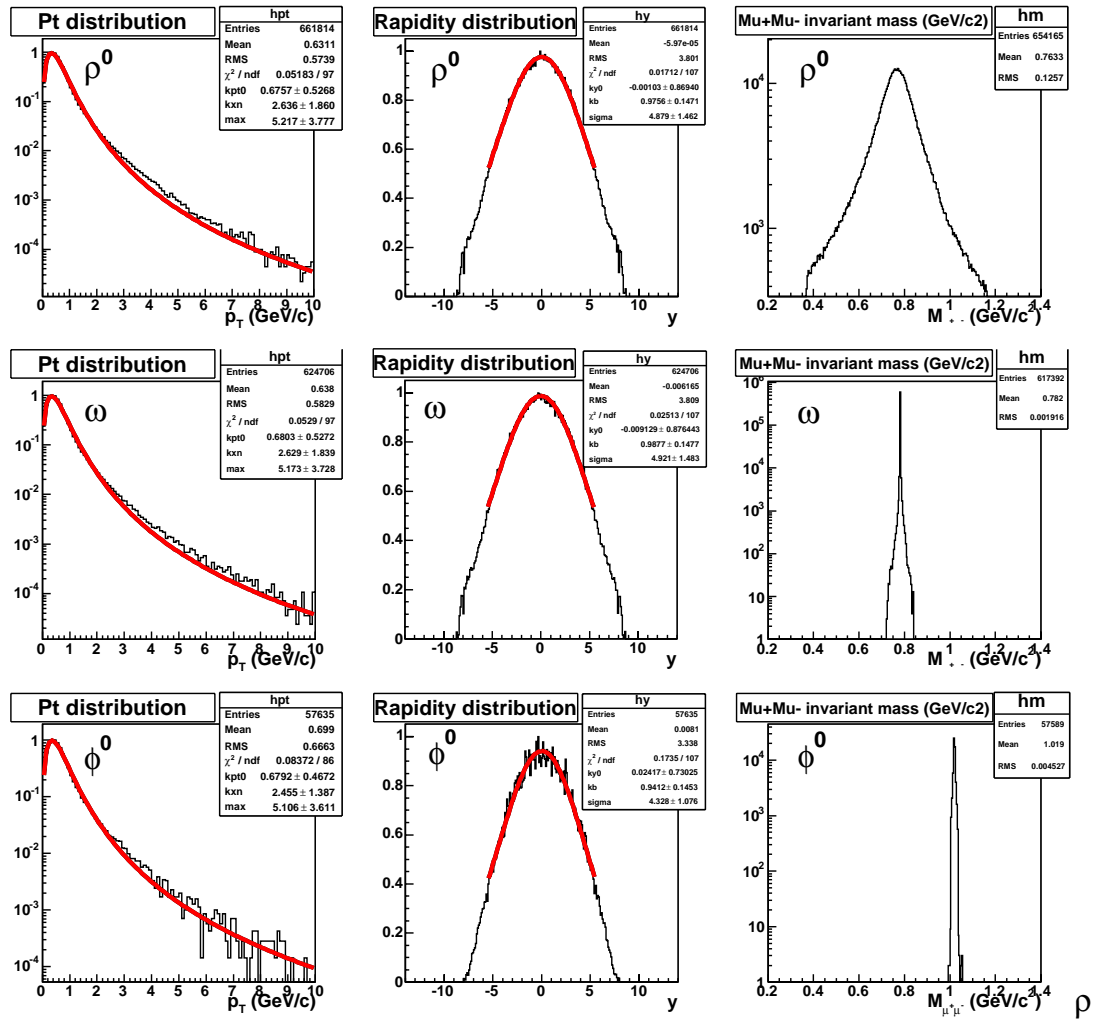


FIG. 6.14: Distributions en impulsion transverse et rapidité des résonances obtenues avec PYTHIA. L'ajustement des paramétrisations utilisées par la suite est montré sur la même figure.

Nucléaire" $Shad$ de 0.6, $\sigma_{pp} = 80$ mb et $\sigma_{PbPbcentrale} = 800$ mb. Le bruit de fond a été tracé à partir de paramétrisations élaborées par la collaboration ALICE pour les collisions Pb-Pb. La normalisation du bruit de fond a été effectuée pour un paramètre d'impact $0 < b < 5$ fm, ceci afin de se placer dans les conditions les plus défavorables. De plus, c'est lors de collisions centrales, que d'éventuels effets de milieu peuvent être observés.

6.4.1 Spectres en masse invariante

Les spectres en masse invariants figure 6.15 ont été obtenus avec deux coupures en impulsion transverse de 0.5 GeV/c et 1 GeV/c. La contribution des processus correspondant à la production de dimuons par désintégration de mésons charmés et beaux est montrée. La composante décorrélée due à la désintégration des pions et kaons est aussi tracée de même que la contribution du bruit de fond combinatoire (formation de paires décorréelées à partir de muons issus de la désintégrations de mésons charmés, beaux, de pions ou kaons).

Quelque soit la valeur de la coupure sur l'impulsion transverse, il est difficile d'extraire la contribution individuelle des méson ρ^0 , ω et ϕ . De même la somme des distributions en masse

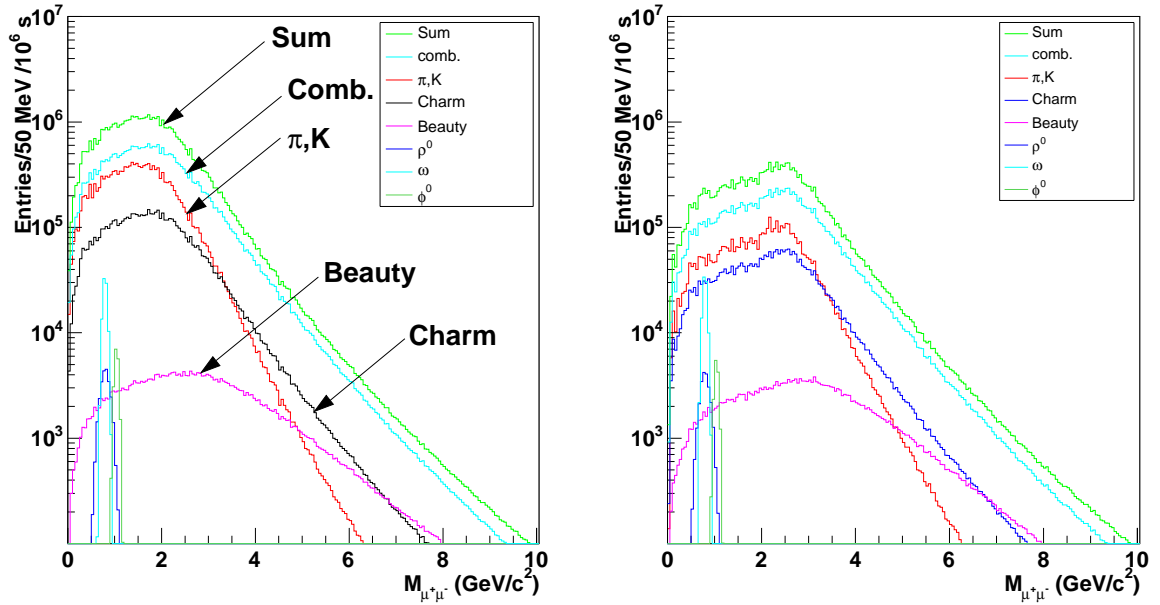


FIG. 6.15: Spectres en masse invariante obtenus en collision Pb-Pb avec une coupure en impulsion transverse de 0.5 GeV/c (figure de gauche) et 1 GeV/c (figure de droite).

invariante des mésons ρ^0 et ω est peu visible, bien que la coupure à $p_T = 1$ GeV/c permette de révéler la présence des résonances sans toutefois pouvoir envisager une étude quantitative de leur production.

6.4.2 Rapport Signal/Bruit

Le signal ainsi que le rapport signal sur bruit et la signification ont été évalués dans une bande de largeur de 2σ pour les différentes résonances sans soustraction du bruit de fond combinatoire (voir tableau 6.9). Une période de prise de données en collision Pb-Pb de 10^6 secondes à une luminosité de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ a été simulée.

Un rapport signal sur bruit d'environ 4×10^{-3} (1.5×10^{-2}) est obtenu pour le ρ^0 et ϕ pour une coupure en p_T de 0.5 GeV/c (1 GeV/c). Pour le méson ω le rapport S/B obtenu est de 2×10^{-2} (9×10^{-2}). Entre 10 000 et 50 000 résonances seront produites pendant une année de prise de données Pb-Pb (10^6 secondes).

6.5 Conclusion

D'après les résultats présentés précédemment, la mesure des résonances de basse masse avec le spectromètre dimuon est envisageable en réactions p-p et Pb-Pb, au moins pour le méson ω et plus difficilement pour les mésons ρ^0 et ϕ^0 . Ceci en dépit d'un bruit de fond hadronique (désintégration des pions et kaons en muons, plus particulièrement) important. Ces résultats complètent l'étude présentée dans la référence [8]. Il faudra appliquer une coupure en impulsion transverse de 0.5 GeV/c en collision p-p, coupure la plus basse envisageable grâce à l'utilisation du détecteur V0 comme filtre du bruit de fond des interactions p-gaz. En collision Pb-Pb, une

TAB. 6.9: Signal, rapport signal sur bruit et signification pour les résonances de basse masse en collision Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV.

Signal(S) à $\pm 1\sigma$		
Résonance	$(p_T^{cut} = 0.5 \text{ GeV/c})$	$(p_T^{cut} = 1 \text{ GeV/c})$
ρ^0	2.0×10^4	1.8×10^4
ω	4.8×10^4	5.0×10^4
ϕ^0	1.0×10^4	8.1×10^3
Rapport Signal/Bruit (S/B) à $\pm 1\sigma$		
Résonance	$(p_T^{cut} = 0.5 \text{ GeV/c})$	$(p_T^{cut} = 1 \text{ GeV/c})$
ρ^0	4.3×10^{-3}	0.016
ω	2.1×10^{-2}	0.086
ϕ^0	3.7×10^{-3}	0.014
Significance $S/\sqrt{S+B}$ à $\pm 1\sigma$		
Résonance	$(p_T^{cut} = 0.5 \text{ GeV/c})$	$(p_T^{cut} = 1 \text{ GeV/c})$
ρ^0	350	17
ω	968	63
ϕ^0	243	11

coupure de 1 GeV/c au moins sera appliquée, pénalisante du point de vue de l'acceptance, mais nécessaire en regard du nombre important de traces de bas p_T dans le spectromètre.

Références

Etude des résonances de basse masse dans ALICE

- [1] T. Sjöstrand, P. Edén, C. Friberg, L. Lönnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin, Computer Phys. Commun. 135 (2001) 238 (LU TP 00-30, hep-ph/0010017)
- [2] L. Lamoine, These, Clermont-Ferrand (2001)
- [3] S. Gavin et al., Physical Review C **54** (1996)
- [4] P. Dupieux, communication privée
- [5] P. Crochet and P. Braun-Munzinger, arXiv :nucl-ex/0106008 (2001)
- [6] F. Bellaiche, These, Lyon (1997)
- [7] M.A. Gunar Hering, These, Darmstadt (2001)
- [8] The forward muon spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-32 (1996)

Conclusion

Le travail présenté dans ce rapport comporte deux volets.

Le premier volet est le développement du détecteur V0 et l'évaluation de ces performances.

Les résultats des tests de prototypes du V0 ont permis de définir une géométrie et d'améliorer les performances du détecteur. La géométrie choisie pour le V0C, avec des fibres optiques à décalage de longueur d'onde, insérées sur les côtés des éléments, garantit l'homogénéité de la réponse des scintillateurs quelle que soit la position du point d'impact de la particule incidente. Dans sa version finale, chaque compteur individuel devra fournir environ 30 photo-électrons au niveau de la photo-cathode des photo-multiplicateurs, avec une résolution en temps inférieure à 1 ns et une très bonne efficacité de détection des particules au minimum d'ionisation.

La simulation complète du système, en tenant compte des différentes sources de bruit de fond, a permis de préciser le rôle et l'utilisation du détecteur V0 dans ALICE. Il permettra de donner un signal de déclenchement de biais minimum aux autres détecteurs avec une efficacité de 82% en collision p-p et proche de 100% en collision Pb-Pb. La multiplicité ne pourra pas être mesurée dans de bonnes conditions, du fait de la présence d'un nombre important de particules secondaires (environ 50% des traces traversant le détecteur) créées dans les structures environnant le V0.

Les résultats des simulations montrent également qu'il sera possible de valider le déclenchement du spectromètre dimuon en collision p-p et d'éliminer par une double coupure sur la différence de temps de vol et le nombre de cellules touchées la plupart des événements de bruit de fond p-gaz. Ces événements provenant d'interactions des faisceaux avec le gaz résiduel dans la chambre à vide de l'accélérateur induisent de faux déclenchements du spectromètre et faussent ainsi le taux de comptage des événements p-p inélastiques.

La mesure de la luminosité en collision p-p sera possible avec le V0 en utilisant les mesures de la section efficace totale et inélastique de l'expérience TOTEM. Une bonne précision pourra être atteinte si les différentes sources de bruit de fond sont bien maîtrisées, en particulier la contribution importante du bruit de fond p-gaz dans la zone expérimentale d'ALICE.

Enfin, le dernier volet de ce travail concerne la physique des dimuons, en particulier l'étude des résonances de basse masse avec le spectromètre dimuon de l'expérience ALICE. Une telle mesure est envisageable en réactions p-p et Pb-Pb, malgré un important bruit de fond hadronique, au moins pour le méson ω et plus difficilement pour les mésons ρ^0 et ϕ^0 . Il faudra cependant appliquer une coupure en impulsion transverse d'au moins 0.5 GeV/c (coupure naturelle du spectromètre) en collision p-p et de 1 GeV/c en collision Pb-Pb, pénalisante au point de vue de l'acceptance.

