



CERN-THESIS-2007-126

UNIVERSITE PARIS-SUD XI  
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE D'ORSAY

Ecole Doctorale : Rayonnement et Environnement

**THESE DE DOCTORAT**

Discipline : Physique Nucléaire

présentée par

**Alexandre CHARPY**

pour obtenir le grade de Docteur ès Sciences  
de l'Université Paris-Sud XI, Orsay

Sujet :

**Etude de la production de muons issus des saveurs lourdes prédite par le modèle de Color Glass Condensate dans les collisions proton-proton et proton-plomb dans l'acceptance du spectromètre à muons de l'expérience ALICE du LHC**

Soutenue publiquement le 15 octobre 2007

devant le jury composé de :

<b>Mme. Marie-Pierre COMETS</b>	Directrice de thèse
<b>M. Olivier DRAPIER</b>	Examineur
<b>M. Paul FORCE</b>	Rapporteur
<b>M. François GELIS</b>	Examineur
<b>M. Armando PALMERI</b>	Rapporteur
<b>Mme Nicole WILLIS</b>	Présidente



---

# REMERCIEMENTS

Ce travail de thèse ayant été effectué au sein du groupe ALICE de l’Institut de Physique Nucléaire d’Orsay, je remercie Mme Dominique Guillemaud-Mueller (directrice du laboratoire) et M. Bernard Berthier (directeur de l’école doctorale et de la division de recherche du laboratoire) de m’avoir accueilli au sein de leur laboratoire ainsi que l’ensemble du groupe Energie Intermédiaire.

Je remercie plus particulièrement les personnes avec lesquelles j’ai quotidiennement travaillé et qui m’ont beaucoup appris. Tout d’abord Marie-Pierre Comets qui m’a prise sous sa tutelle et a tenu son rôle de directrice de thèse jusqu’au bout malgré les contraintes imposées par sa nomination au sein de l’ASN. Ma reconnaissance est aussi destinée à Christophe Suire avec qui mon aventure a débuté, à Nicole Willis, Bruno Espagnon, Louis Bimbot et Yves LeBornec qui ont partagé leur expérience sur l’ensemble du projet avec bonne humeur.

J’ai eu la chance d’effectuer mon doctorat à l’IPN qui est fortement impliqué dans la conception et le développement des chambres de trajectographie du spectromètre à muons du détecteur ALICE et de leur électronique de lecture. J’ai donc eu l’opportunité de discuter et travailler avec de nombreux ingénieurs des services techniques et de R&D. Parmi eux, je remercie principalement Philippe Courtat qui n’a pas hésité à me transmettre ses connaissances et astuces en électronique, sans oublier Valérie Chambert et Jean-Michel Martin avec lesquels j’ai activement travaillé pendant quelques mois, Sébastien Drouet et Sylvain Rousseau. Dans un autre registre, je n’oublie pas Ivana Hrivnacova et Christophe Diarra pour leurs conseils avisés et leur disponibilité concernant les faces cachées du C++ et de la grille de calcul.

Je souhaite exprimer ma gratitude aux théoriciens avec qui j’ai eu l’opportunité de travailler et qui ont dû faire preuve d’une grande patience et pédagogie à mon égard pour me faire partager les “joies” de la QCD. Un grand merci, donc, à Dominique Schiff, Adrian Dumitru, Jean-Yves Ollitrault et plus spécialement François Gelis avec qui ce fût un très grand plaisir de travailler.

L’étude du Plasma de Quarks-Gluons est une thématique réunissant de nombreuses personnes de différents laboratoires. Mes remerciements à Christian Finck, Raphaël Granier de Cassagnac, Bachir Mousalan, Hervé Borel, Alberto Baldisseri, Gines Martinez, Laurent Aphecetche, Olivier Drapier, Frédérique Fleuret, Javier Castillo, Mercedes Lopez-Noriega et bien d’autres ... Au cours de ces trois ans, j’ai aussi eu l’occasion de rencontrer bon nombre de doctorants et post-doctorants avec qui j’ai passé de bons moments. Un petit clin d’œil à Zaida, Jérôme, Ahmed, Philippe, Magali, Jonathan, Lucija, Lamia et Arthemios.

Un petit salut pour les anciens du DEA avec qui j’ai gardé contact : Emilie et Youri à qui je souhaite bon courage pour la dernière ligne droite de leur thèse ainsi qu’à Sonsoles.

Enfin, je remercie mes ami(e)s : Nicolas, Magali, Sébastien, Alice, François, et tous les “tout-petits” associés : Martin, Aimie et Amaïa. Parmi eux, un remerciement spécial à Magdalena, pour cette dernière année de thèse, avec qui j’ai beaucoup travaillé, mais également partagé de mémorables moments entre franches rigolades et nombre de délires pendant nos pauses *Capuccino* (bon souvenir d’un certain capuccino) : dziękuję.

Mes derniers remerciements sont adressés à l’ensemble de ma famille à qui je dédie cette thèse et sans laquelle cette thèse n’aurait pas été possible. Mille merci pour votre soutien et vos encouragements. J’espère être un peu plus disponible pour vous tous.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction générale</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>11</b>
2.1	Le modèle standard - Historique	11
2.1.1	La chromodynamique quantique	12
2.1.2	La liberté asymptotique	13
2.1.3	Transition de phase	15
2.2	Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes	17
2.2.1	Les moyens d'études	17
2.2.2	Définitions cinématiques	17
2.2.3	Observables globales	18
2.2.4	Les signatures	21
2.3	Les charmonia et bottomonia	28
2.3.1	Production des quarks lourds	28
2.3.2	Mécanisme de suppression des quarkonia	32
2.3.3	Les effets nucléaires froids	34
<b>3</b>	<b>Le détecteur ALICE au LHC</b>	<b>39</b>
3.1	Le LHC	39
3.2	Le détecteur ALICE	42
3.2.1	Les détecteurs à rapidité centrale	42
3.2.2	Les détecteurs à grande rapidité	47
3.3	Spectromètre à muons	49
3.3.1	Absorbeurs	50
3.3.2	Dipôle magnétique	51
3.3.3	Chambre de Triggers	52
<b>4</b>	<b>Système de trajectographie du spectromètre à muons</b>	<b>55</b>
4.1	Cahier des charges	55
4.2	Chambres de trajectographie	55
4.2.1	Physique du détecteur	55
4.2.2	Segmentation des chambres	56
4.2.3	Géométrie des chambres de trajectographie	59
4.3	Electronique d'acquisition	59
4.3.1	Electronique frontale	59
4.3.2	CROCUS	62
4.3.3	Séquence d'acquisition et définition du temps mort	62
4.4	Reconstruction des muons	63
4.4.1	Reconstruction des points d'impact	64
4.4.2	Reconstruction des trajectoires	65

<b>5</b>	<b>Tests sous faisceau</b>	<b>69</b>
5.1	Protocole expérimental . . . . .	69
5.1.1	Le télescope de détecteurs Silicium . . . . .	69
5.1.2	Configuration de la DAQ . . . . .	70
5.2	Résultats expérimentaux . . . . .	71
5.2.1	Performance de CROCUS . . . . .	71
5.2.2	Performance des chambres de trajectographie . . . . .	73
5.2.3	Calibration . . . . .	75
5.2.4	Corrélation de charge et décalage des pads entre les deux plans de cathode . . . . .	77
5.3	Banc de test industriel . . . . .	77
5.3.1	Fonctionnement de la carte MANU . . . . .	78
5.3.2	Eléments critiques . . . . .	79
5.3.3	Fonctionnement du banc de tests . . . . .	79
<b>6</b>	<b>Influence de la dérive des piédestaux sur les performances du spectromètre à muons d'ALICE</b>	<b>85</b>
6.1	Implémentation de la dérive des piédestaux dans AliRoot . . . . .	87
6.2	Influence de la variation des piédestaux sur le temps mort . . . . .	88
6.3	Influence de la variation des piédestaux sur la reconstruction . . . . .	89
6.3.1	Influence sur la reconstruction du point d'impact . . . . .	89
6.3.2	Influence sur le pré-clustering . . . . .	91
6.3.3	Influence sur la reconstruction des trajectoires . . . . .	94
6.4	Conclusions . . . . .	94
<b>7</b>	<b>Le Color Glass Condensate</b>	<b>97</b>
7.1	Introduction . . . . .	97
7.2	Cadre théorique . . . . .	99
7.2.1	Distributions de gluons non-intégrées . . . . .	99
7.2.2	Section efficace élémentaire de production . . . . .	104
7.3	Faits expérimentaux marquants . . . . .	105
7.3.1	Evolution du facteur de modification nucléaire . . . . .	105
7.3.2	Geometric Scaling . . . . .	106
7.3.3	Fragmentation limite . . . . .	107
7.4	Simulations . . . . .	109
7.4.1	Comparaison du modèle MNR et CGC . . . . .	109
7.4.2	Simulations AliRoot . . . . .	116
7.4.3	Spectres de muons . . . . .	120
7.5	Conclusions . . . . .	123
<b>8</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>127</b>
<b>A</b>	<b>Développement du banc de tests industriel</b>	<b>130</b>
A.1	Statut du FPGA . . . . .	130
A.2	Protocole de communication FPGA/MARC . . . . .	131
A.3	Statut du MARC . . . . .	132
A.4	Structure générale du code . . . . .	133
A.5	Séquence du test des cartes MANU . . . . .	134

# Chapitre 1

## Introduction générale

Depuis le début des années 1970, l'ensemble des lois théoriques de la physique fondamentale confirmées expérimentalement a été réuni dans le Modèle Standard. Ce dernier constitue la synthèse de nos connaissances actuelles sur la structure de la matière nucléaire et de son histoire à l'échelle de l'Univers. Il repose sur la théorie quantique des champs et la théorie de la relativité générale.

Le Modèle Standard de la physique des particules permet, au travers de la Chromodynamique Quantique (QCD), de décrire la matière nucléaire à partir de particules élémentaires (les quarks) confinées dans les hadrons via l'interaction forte (véhiculée par les gluons). L'aspect cosmologique du Modèle Standard est la théorie du Big-Bang. Selon celle-ci, notre Univers est en expansion et se refroidit depuis une explosion primordiale intervenue il y a près de 15 milliards d'années. Elle prédit aussi que  $10^{-6}$  seconde après cette explosion, la densité d'énergie était telle que les quarks et les gluons évoluaient librement : cet état de la matière est aujourd'hui désigné sous le nom de Plasma de Quarks et de Gluons (PQG).

La propriété de liberté asymptotique [1][2] de la QCD suppose qu'il est possible de recréer localement cet état à condition d'atteindre des densités d'énergie suffisamment élevées [3]. Atteindre cet état de déconfinement permettrait alors d'approfondir notre connaissance sur la structure de la matière nucléaire et de tester les prédictions théoriques de la QCD[4][5][6].

Expérimentalement, la seule technologie permettant de réunir toutes les conditions nécessaires est celle des collisions d'ions lourds ultra relativistes [7][8]. Cependant le volume dans lequel est formé le PQG est trop restreint ( $10^3 fm^3$ ) et son temps bien trop petit ( $10^{-23}$  seconde) pour qu'il soit possible d'étudier directement cet état. Il convient de déterminer un maximum de signatures permettant de le caractériser à partir de différentes observables mesurées dans les collisions [9][10][11][12][13].

L'une de ces signatures est une suppression anormale du  $J/\Psi$  en présence du PQG. Proposée par T.Matsui et H.Satz en 1986[13], les mécanismes sous-jacents de cette suppression ont été ensuite étendus à l'ensemble des résonances lourdes de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ [14]. L'étude de cette signature a été réalisée auprès du SPS<sup>1</sup> et du RHIC<sup>2</sup>[15][16][17]. Cependant, de très nombreuses questions subsistent, en particulier la connaissance complète de l'état initial des collisions et des effets nucléaires froids de façon à avoir une bonne référence pour l'étude du PQG. L'ensemble de la communauté scientifique espère que la mise en service du LHC apportera des réponses à ces questions. Le spectromètre à muons de l'expérience ALICE a spécialement été conçu pour étudier les taux de production de ces résonances dans des collisions d'ions lourds à des énergies jamais atteintes[18].

Le premier chapitre de ce manuscrit de thèse abordera les aspects théoriques et phénoménologiques associés au PQG en mettant l'accent sur la suppression du  $J/\Psi$  proposée par Matsui & Satz. Le deuxième et troisième chapitres sont consacrés à un aperçu général de l'expérience ALICE [19] ainsi qu'à une description plus précise des détecteurs du spectromètre à muons et de l'électronique qui les équipe[20]. Ils permettent de mettre en évidence certains points critiques de ce dernier qui ont été étudiés au cours de tests sous faisceau effectués au CERN et qui sont le sujet du chapitre quatre[21]. Le chapitre cinq présente les résultats de simulations dans lesquelles a été introduite la variation de certains paramètres électroniques, et vérifier ainsi leur impact sur les performances générales du spectromètre. Le chapitre 6 est spécialement dédié à la théorie du Color Glass Condensate (CGC) [22][23], théorie permettant de décrire l'état initial des noyaux de très haute énergie à partir des outils théoriques fournis par la QCD.

---

<sup>1</sup>SPS : Super Synchrotron à Protons

<sup>2</sup>RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider

L'étude de ce modèle dans le cadre du spectromètre à muons d'ALICE a été motivée par le fait que cette théorie permet de décrire avec cohérence les résultats expérimentaux issus des collaborations HERA et RHIC[24]. Les prédictions du CGC ont été logiquement transposées aux énergies accessibles par le LHC, qui seront plus favorables à ce modèle, en particulier dans la région des grandes rapidités.

# Bibliographie

- [1] D.J. Gross and F. Wilczek. Ultraviolet behaviour of Non-Abelian Gauge Theories. *Phys. Rev. Lett.*, page 1343, 1973. [http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1343\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1343_1).
- [2] H.D. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, page 1346, 1973. [http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1346\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1346_1).
- [3] N. Cabibbo and G. Parisi. Exponential hadronic spectrum and quark liberation. *Phys. Lett. B*, 59 :67, 1975.
- [4] R.D. Pisarski and F. Wilczek. Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics. *Phys. Rev. D*, 29 :338, 1984. [http://prola.aps.org/pdf/PRL/v29/i2/p338\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRL/v29/i2/p338_1).
- [5] F. Karsch. Lattice Results on QCD Thermodynamics. *Nucl. Phys. A*, 698 :199, 2002. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0103314>.
- [6] F. Karsch. Lattice QCD at High Temperature and Density. *Lect. Notes Phys.*, 583 :209, 2001. <http://arxiv.org/pdf/hep-lat/0106019>.
- [7] J.D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region. *Phys. Rev. D*, 27 :140, 1983. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p140\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p140_1).
- [8] K. Reyges & Al. Direct Photon Production from SPS to RHIC Energies. *nucl-ex/0502018*, 2005.
- [9] G.D. Moore. Electromagnetic Emission and Energy Loss in the QGP. *Journal Phys.*, 2004. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0403169>.
- [10] R. Baier, D. Schiff, and B.G. Zakharov. Energy loss in perturbative QCD. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 50, 2000. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0002198>.
- [11] D. Molnár and S.A. Voloshin. Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 91, 2003. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0302014>.
- [12] J. Rafelski and R. Hagedorn. From hadron gas to quark matter, 1981.
- [13] T. Matsui and H. Satz.  $J/\Psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett. B*, 178, 1986. .
- [14] H. Satz. Colour Deconfinement in Nuclear Collisions. *Rept. Prog. Phys.*, 63, 2000. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0007069>.
- [15] H. Satz. A brief history of  $J/\Psi$  suppression. *Phys. Lett. B*, 178, 1986. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9806319>.
- [16] NA50 Collaboration. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the  $J/\Psi$  suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett. B*, 477, 2000. [http://www.sciencedirect.com/science?\\_ob=MIimg&\\_imagekey=B6TVN-3YXJWPD-J-24&\\_cdi=5539&\\_user=10&\\_orig=search&\\_coverDate=03%2F23%2F2000&\\_sk=995229998&view=c&wchp=dGLbVtb-zSkzk&md5=5a9928fb6b11cd90de1bbb4a2adecfc0&ie=/sdarticle.pdf](http://www.sciencedirect.com/science?_ob=MIimg&_imagekey=B6TVN-3YXJWPD-J-24&_cdi=5539&_user=10&_orig=search&_coverDate=03%2F23%2F2000&_sk=995229998&view=c&wchp=dGLbVtb-zSkzk&md5=5a9928fb6b11cd90de1bbb4a2adecfc0&ie=/sdarticle.pdf).
- [17] R. Granier de Cassagnac. Quarkonium Suppression from SPS to RHIC (and from p+A to A+A). *Nucl. Phys. A*, 783, 2007. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0610003>.
- [18] N. Carrer and A. Dainese. Charm and beauty production at LHC. *ALICE Collaboration Note*. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0311225>.
- [19] ALICE Collaboration, F. Carminati, P. Foka, P. Giubellino, A. Morsch, G. Paic, J.P. Revol, K. SalfarÅnk, Y. Schutz, and U.A. Wiedemann. ALICE : Physics Performance Report, Volume I. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 30, 2004. [http://www.iop.org/EJ/article/0954-3899/30/11/001/g4\\_11\\_001.pdf](http://www.iop.org/EJ/article/0954-3899/30/11/001/g4_11_001.pdf).

- [20] The Electronics of the ALICE dimuon tracking chambers. *ALICE Production Readiness Review*, ALICE-INT-2004 026.
- [21] A. Charpy & al. Test of the tracking readout electronics of the Dimuon Forward Spectrometer. *ALICE-INT-2006-016 v.1*, 2006. <https://edms.cern.ch/file/771807/1/ALICE-INT-2006-016.pdf>.
- [22] F. Gelis, T. Lappi, and R. Venugopalan. High energy scattering in Quantum Chromodynamics. *From lectures given by F.Gelis at the Xth Hadron Physics workshop, Florianopolis, Brazil*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/0708.0047>.
- [23] M. Gyulassy and L. McLerran. New Forms of QCD Matter Discovered at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 750, 2005. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0405013>.
- [24] V.P. Goncalves, M.S. Kugeratski, M.V.T. Machado, and F.S. Navarra. Saturation physics at HERA and RHIC : An unified description. *Phys. Lett. B*, 643, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0608063>.

# Chapitre 2

## Le Plasma de Quarks et de Gluons

### Sommaire

---

<b>2.1 Le modèle standard - Historique</b> . . . . .	<b>11</b>
2.1.1 La chromodynamique quantique . . . . .	12
2.1.2 La liberté asymptotique . . . . .	13
2.1.3 Transition de phase . . . . .	15
<b>2.2 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes</b> . . . . .	<b>17</b>
2.2.1 Les moyens d'études . . . . .	17
2.2.2 Définitions cinématiques . . . . .	17
2.2.3 Observables globales . . . . .	18
2.2.4 Les signatures . . . . .	21
<b>2.3 Les charmonia et bottomonia</b> . . . . .	<b>28</b>
2.3.1 Production des quarks lourds . . . . .	28
2.3.2 Mécanisme de suppression des quarkonia . . . . .	32
2.3.3 Les effets nucléaires froids . . . . .	34

---

A la fin des années 1960, les résultats des expériences de diffusion d'un lepton sur un proton réalisées au SLAC<sup>1</sup> ont mis en évidence une structure composite du nucléon. Ce dernier est, selon R.Feynman, composé d'objets ponctuels de spin  $\frac{1}{2}$  sans interaction. De ce fait, les physiciens ont cherché une classification sous-jacente permettant d'expliquer la grande diversité de particules découvertes dans diverses expériences. C'est dans cette optique que les travaux des physiciens M. Gell-Mann et K. Nishijima ont débouché sur la théorie des quarks et la fondation du **modèle standard**[1].

### 2.1 Le modèle standard - Historique

Actuellement, le modèle standard répertorie les constituants élémentaires de la matière (tableau 2.1) et les interactions (tableau 2.2) qui les régissent. Toutes les particules observées peuvent être décrites à partir de 12 constituants élémentaires (des fermions) classés en deux catégories (tableau 2.1) : les leptons et les quarks. A chacun de ces constituants correspond un anti-constituant de même masse mais de charge opposée. Parmi les leptons, trois d'entre eux (les électrons, muons et tauons) sont des particules chargées de charge négative et de masse non nulle. Les trois autres leptons sont les neutrinos  $\nu$  ; de charge nulle et de très petite masse, ils sont associés à un lepton chargé. Les leptons sont des particules ponctuelles qui peuvent être directement observés contrairement aux quarks. Ces derniers, au nombre de six, se distinguent par leur saveur (up/down, charm/strange, bottom/top). Ils ont la particularité de posséder deux types de charge :

- une charge électrique fractionnaire ( $-\frac{1}{3}$  ou  $\frac{2}{3}$ );
- une charge de couleur (rouge, vert, bleu).

---

<sup>1</sup>SLAC : Stanford Linear Accelerator Center



Selon le modèle standard, un hadron n'existe que si il possède une charge de couleur neutre et une charge électrique entière. Tenant compte de ces règles, les particules autres que les leptons sont donc des objets constitués de plusieurs quarks dont les couleurs s'annulent : ce sont les hadrons. Il faut alors distinguer les mésons composés d'un quark et un anti-quark, et les baryons structurés de trois quarks. A titre d'exemple, la matière nucléaire stable est baryonique : le proton et le neutron sont respectivement constitués des trois quarks de valence (uud) et (udd).

Propriétés	famille 1	famille 2	famille 3
Quarks			
Charge= $\frac{2}{3}$	up (u)	charm (c)	top (t)
Masse ( $MeV.c^{-2}$ )	1.5 – 4	$1.15 - 1.35 \cdot 10^3$	$169 - 179 \cdot 10^3$
Charge= $-\frac{1}{3}$	down (d)	strange (s)	bottom (b)
Masse ( $MeV.c^{-2}$ )	4 – 8	80 – 130	$(4.6 - 4.9) \cdot 10^3$
Leptons			
Charge=-1	électron $e$	muons $\mu$	tauon $\tau$
Masse ( $MeV.c^{-2}$ )	$\sim 0.511$	$\sim 105$	$\sim 1777$
	neutrino-électron $\nu_e$	neutrino-muon $\nu_\mu$	neutrino-tau $\nu_\tau$

TAB. 2.1 – Constituants élémentaires du modèle standard.

Dans le modèle standard, les interactions entre les différents constituants se modélisent via l'échange de particules *vecteurs* : les bosons (tableau 2.2). Toutes les interactions physiques qui existent entre les différents fermions élémentaires s'expliquent au travers de quatre interactions fondamentales :

- la *gravitation* véhiculée par le *graviton* (dont l'existence n'est qu'hypothétique) qui n'est toujours pas décrite par le modèle standard ;
- l'*interaction électromagnétique* entre les particules électriquement chargées qui est transmise par les *photons* ;
- l'*interaction faible* transmise par les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ . Elle s'applique à toutes les particules, y compris les neutrinos, et est responsable de la radioactivité  $\beta$  ;
- l'*interaction forte* qui n'agit que sur les particules possédant une charge de couleur au travers des *gluons*. Ces derniers, de charge de couleur non neutre, assurent la cohésion des nucléons dans lesquels sont confinés les quarks. Ils contribuent à la différence de masse, via les paires de quarks de la mer issues des processus présentés figure 2.2, qui existe entre la masse des hadrons et la masse des quarks qui les composent<sup>2</sup>. Le fait de posséder une charge de couleur non neutre confère aux gluons la possibilité d'interagir entre eux.

Interaction	gravitation	électromagnétique	faible	forte
Particule vecteur	graviton (?)	photon $\gamma$	$W^\pm Z^0$	gluon g
Masse ( $GeV.c^{-2}$ )	0	0	$\sim 80 \ 91$	0
Charge électrique	0	0	$\mp 1 \ 0$	0
Charge de couleur	0	0	0	non-neutre

TAB. 2.2 – Caractéristiques des bosons vecteurs des différentes interactions.

### 2.1.1 La chromodynamique quantique

D'un point de vue plus formel, le MS est une théorie quantique des champs dans laquelle chaque particule est modélisée par un champ quantique. Exceptés la gravitation et son graviton, il permet de décrire la plupart des phénomènes qui ont lieu à l'échelle des particules. Aujourd'hui, les interactions faible et électromagnétique sont formalisées par une théorie unique : l'Electro-Dynamique Quantique (QED). L'interaction forte est quant à elle décrite par la ChromoDynamique Quantique (QCD).

<sup>2</sup>Dans le cas du proton, la différence de masse est :  $m_{proton} - (2m_u + m_d) > 900 MeV.c^{-2}$

Cette dernière a été proposée en 1973 par D. Politzer, F. Wilczek et D. Gross, pour décrire les processus d'interaction entre les partons<sup>3</sup>. A l'échelle partonique, les processus d'interaction forte sont décrits par le Lagrangien de la QCD :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{\psi}(i\mathcal{D} - m)\psi}_1 - \underbrace{\frac{1}{2}\text{Tr}(G_{\mu\nu}G^{\mu\nu})}_2$$

Le terme 1 de cette expression correspond au Lagrangien de Dirac qui décrit les quarks de masse  $m$ . Ces particules, les quarks dans le cadre de la QCD, sont modélisées par un champ quantique de Dirac sous la forme d'un spineur  $\psi$ . La dérivée covariante est définie par  $\mathcal{D} = (\partial^\mu - igA^\mu)$ , où  $A^\mu$  représente le champ vecteur de l'interaction (les gluons) entre les quarks, et  $g$  la constante de couplage entre les partons. Ainsi formulée,  $\mathcal{D}$  permet de conserver les propriétés d'invariance de jauge locale.

Le terme 2 représente l'énergie cinétique et le couplage du champ de couleur véhiculé par les gluons.  $G^{\mu\nu}$  est le tenseur associé au champ de gluons. Son développement  $G^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - ig[A^\nu, A^\mu]$  montre que les champs de gluons peuvent interagir entre eux ce qui confère à la QCD une structure bien plus riche que celle de la QED où les photons n'interagissent pas entre eux.

A partir des symétries de ce Lagrangien et du théorème de E.A. Noether, il est possible d'établir les lois de conservation de différentes quantités physiques. A titre d'exemple, la conservation de l'énergie découle de l'invariance par translation de la fonction  $\psi$  et du champ des gluons  $A^\mu$ .

Les calculs de probabilité des processus d'interaction partonique via la théorie quantique des champs sont très difficiles à réaliser. L'une des techniques de calcul consiste à représenter ces processus à partir de diagrammes de Feynman qui, quelque soit leur complexité, peuvent être décomposés en trois sous diagrammes de couplage élémentaires (c'est-à-dire avec un seul vertex) présentés figures 2.1.

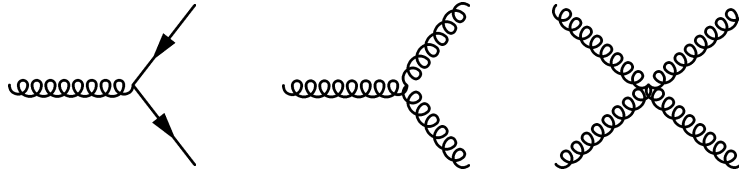


FIG. 2.1 – Diagrammes de Feynman des interactions élémentaires de la QCD. De gauche à droite sont représentés les couplages d'un quark au gluon, d'un gluon au gluon et de deux gluons entre eux.

Les processus physiques sont classifiés par ordre selon leur complexité : un diagramme possédant deux vertex correspond à un processus dit *Leading-Order* (LO), trois vertex au *Next Leading-Order* (NLO), quatre vertex au *Next-to-Next Leading Order* (NNLO) et ainsi de suite.

### 2.1.2 La liberté asymptotique

L'interaction forte est caractérisée par un paramètre fondamental : la constante d'interaction  $\alpha_s$  qui définit l'intensité de la force liée à la charge de couleur portée par les partons. A partir de diagrammes de Feynman, le calcul d'une observable  $X$  en théorie quantique des champs est réalisé à l'aide d'un développement perturbatif autour de la constante  $\alpha_s$  (c'est la théorie des perturbations) :

$$X = \alpha_s X_1 + \alpha_s^2 X_2 + \dots$$

Il s'avère cependant que certains termes de cette série divergent, d'où la nécessité de renormaliser la théorie. Il en découle que  $\alpha_s$  n'est plus une constante fixe mais dépend de la quantité d'impulsion transférée  $Q^2$  à laquelle les processus physiques ont lieu : on parle alors de **constante de couplage courante** dont l'expression est donnée par l'équation suivante :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{a \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}\right)} \text{ avec } a = \frac{11N_c - 2N_s}{2\pi N_c}$$

<sup>3</sup>Un parton est un terme générique qui désigne indifféremment les quarks et les gluons.

$N_c$  et  $N_s$  sont relatifs au nombre de couleurs et au nombre de saveurs des quarks. La grandeur  $\Lambda_{QCD}^2$  définit la valeur de  $Q^2$  à partir de laquelle les divergences sont absorbées : elle est fixée de manière empirique à  $200 \text{ MeV}$ . Lorsque  $Q^2 > \Lambda_{QCD}^2$  le développement perturbatif peut donc être réalisé : c'est le régime perturbatif de la QCD. Dans le cas contraire, c'est-à-dire pour  $Q^2 < \Lambda_{QCD}^2$ , le développement en série n'est plus valide et les calculs analytiques ne sont plus possibles : on entre alors dans le régime non-perturbatif de la QCD. Puisque  $N_c = 3$  et  $N_s = 6$ , la constante de couplage courante est une fonction décroissante de l'énergie qui s'annule vers l'infini. Plus on augmente  $Q^2$ , plus l'interaction entre les différents constituants de la matière devient faible : c'est la **liberté asymptotique**[2].

L'origine de la dépendance de  $\alpha_s$  vis à vis de  $Q^2$  est liée aux effets de la polarisation du vide QCD qui existent entre deux partons. Ces effets sont associés à l'émission et à l'absorption continue de partons qui tendent à faire varier la charge de couleur en fonction de la distance (figure 2.2). Les boucles de quarks produisent un effet d'écran de la charge de couleur qui est contrebalancé par les boucles de gluons qui créent un effet d'anti-écran. Ces deux contributions se retrouvent respectivement au travers de  $N_c$  et  $N_s$  présents dans la définition de  $\alpha_s$ . La structure de QCD comptant six saveurs de quarks et 3 couleurs, c'est le terme d'anti-écranage qui domine puisque  $11N_c - 2N_s > 0$ .

Pour donner une image naïve de ces mécanismes, il est possible d'imaginer deux quarks en interaction séparés par une distance  $r \propto \frac{1}{Q^2}$ . Lorsque  $r$  augmente, le nombre de boucles augmente ; puisque les effets d'anti-écranage dominant, la charge de couleur effective perçue par chacun d'eux croît ainsi que  $\alpha_s$ .

Le confinement des partons dans les hadrons s'explique donc qualitativement par cette variation de la constante de couplage  $\alpha_s$ .

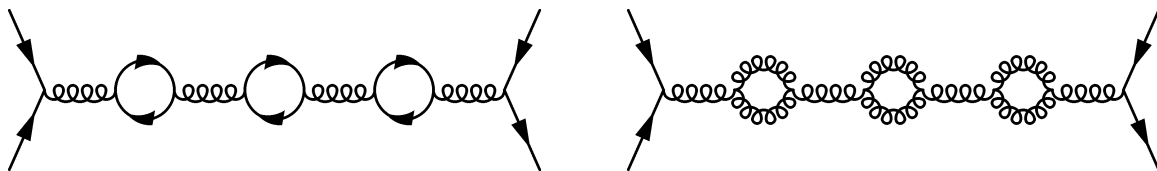


FIG. 2.2 – Effets de polarisation du vide sur la charge de couleur.

Les différentes expériences de diffusions profondément inélastiques électron-proton ont confirmé le comportement de  $\alpha_s$  (figure 2.3).

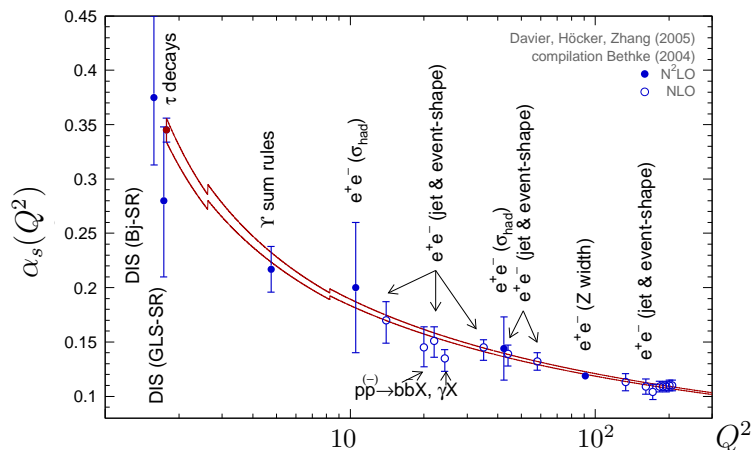


FIG. 2.3 – Evolution de la constante de couplage en fonction de  $Q^2$ . Cette évolution (indiquée en trait plein) est calculée à partir de la QCD perturbative mais sa valeur ne peut pas être déterminée de manière absolue. Cette dernière doit être appréciée à partir d'une référence expérimentale dont l'énergie est suffisamment grande pour satisfaire la validité de l'approche perturbative. Le boson  $Z$  est couramment utilisé à cet effet puisque sa masse est mesurée avec une grande précision :  $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}.c^{-2}$ .

Cette propriété de liberté asymptotique permet de prédire l'existence d'un état de la matière dans lequel quarks et gluons seraient déconfinés : c'est la Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). Pour aboutir

à un tel état, il est nécessaire de compresser ou de chauffer la matière nucléaire afin de diminuer la distance entre les quarks. La constante de couplage tendant alors vers zéro, les hadrons perdent leur identité et les partons deviennent libres dans un volume donné (figure 2.4). L'accroissement du nombre de degrés de liberté des partons du système devrait conduire à une brusque augmentation de l'entropie et de la pression. Les calculs thermodynamiques appliqués au lagrangien QCD permettent de confirmer l'existence d'une telle transition de phase et de la caractériser.

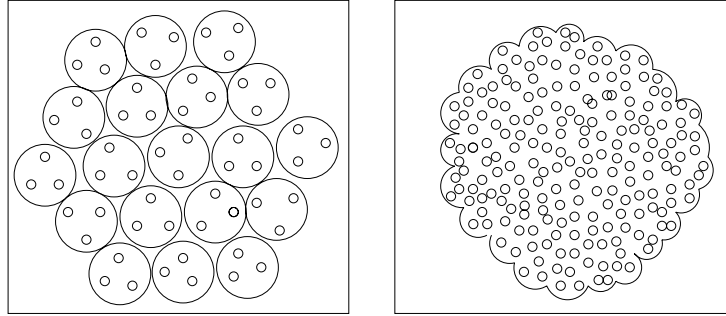


FIG. 2.4 – Passage d'un état partonique confiné dans les hadrons à un état déconfiné.

### 2.1.3 Transition de phase

L'évaluation de la fonction de partition canonique  $Z$  [3] à partir du lagrangien de QCD permet de calculer les grandeurs thermodynamiques classiques telles que la densité d'énergie ou la pression. La fonction canonique est construite à nombre baryonique nul avec un nombre de saveurs fixé : la matière nucléaire normale est essentiellement constituée des quarks  $u$ ,  $d$  et éventuellement  $s$ . Cette fonction canonique peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Z = \int [d\bar{\Psi}][d\Psi][dU] e^{-\frac{S_E}{\hbar}}$$

avec  $\Psi/\bar{\Psi}$  les fonctions d'onde des quarks,  $U$  le champ de gluons entre les différents quarks et  $S_E$  l'action de la chromodynamique dans l'espace euclidien.

A titre de rappel, les variables thermodynamiques sont déterminées à partir des relations suivantes :

- la densité d'énergie  $\epsilon = \frac{T^4}{V} \left( \frac{\partial Z}{\partial T} \right)_V$
- la pression  $P = T \left( \frac{\partial Z}{\partial V} \right)_T$

Les calculs de QCD sur réseau permettent de traiter la chromodynamique quantique d'un point de vue non-perturbatif. Dans ce contexte, la QCD est formulée dans un continuum espace-temps de dimension finie discrétisé pour former une maille plus petite que 0.1 fm (dimension des partons). Les interactions de courte et longue portée sont alors résolues respectivement de manière analytique et numérique. Les quarks sont placés sur les noeuds du réseau et les champs de gluons sont considérés comme des variables de liens. Cette méthode, très lourde en ressources de calcul, permet d'étudier les caractéristiques de la transition de phase. Les figures 2.5 présentent divers résultats issus des différentes simulations [4]. Les systèmes étudiés sont constitués de :

- deux quarks légers ( $u$  et  $d$ ) (courbe violette)
- trois quarks ( $u, d, s$ ) où les masses sont supposées identiques (courbe bleue)
- trois quarks ( $u, d, s$ ) avec une masse du quark étrange plus réaliste (courbe rouge)

La transition de phase est prédite pour une température critique de  $T_c$  comprise entre 150 et 200 MeV. La densité d'énergie critique  $\epsilon_c$  a été estimée à  $0.9 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$  et la densité baryonique  $\rho_c$  de 5 à 10 fois supérieure à celle de la densité ordinaire  $\rho_0 = 0.17 \text{ nucléons} \cdot \text{fm}^{-3}$ .

Les rapports  $P/T^4$  et  $\epsilon/T^4$  en fonction de  $T/T_c$  révèlent une brusque augmentation de la densité et de la pression.

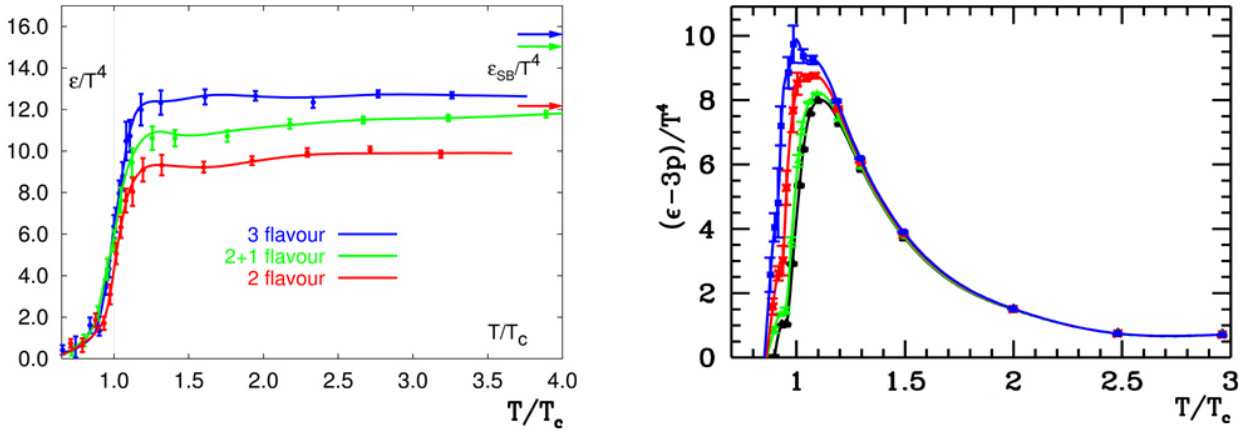


FIG. 2.5 – Evolution de la densité d'énergie et de l'énergie d'interaction partonique en fonction de la température.

Sur la figure 2.5 de gauche sont indiquées les limites de Stefan-Boltzmann qui supposent que le milieu formé est un gaz de quarks et des gluons libres. Les différences sont liées aux hypothèses sous-jacentes de ce modèle. En effet, dans ce dernier, le système est supposé être un gaz de quarks sans interaction ce qui est contraire au principe de la QCD où un champ de quarks est associé avec un champ de gluon  $A^\mu$ . Ceci est confirmé par la figure 2.5 représentant l'énergie d'interaction  $\epsilon^{interaction} = \frac{\epsilon-3P}{T^4}$  en fonction de la température : lorsque  $T \rightarrow \infty$ ,  $\epsilon^{interaction}$  est non nulle.

Ces mêmes calculs ont montré que l'ordre de la transition de phase dépend de la masse des quarks. Le diagramme de la figure 2.6 indique le type de la transition en fonction de la masse des quarks légers et du quark étrange. Les deux scénarios retenus sont une transition de :

- premier ordre qui correspondrait à une modification brutale de l'état du système avec une coexistence des deux phases.
- type *cross-over* où le passage d'un état à l'autre progressivement. Le milieu nucléaire s'apparente alors à un fluide.

Les derniers résultats expérimentaux provenant du RHIC<sup>4</sup> seraient plutôt en faveur du second scénario.

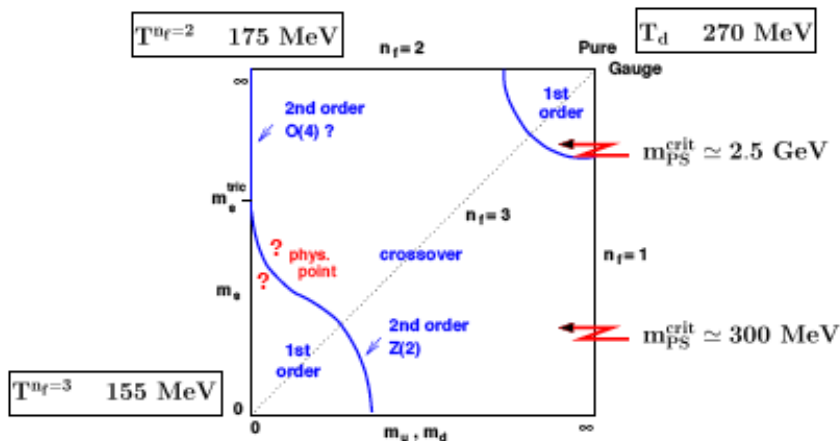


FIG. 2.6 – Diagramme QCD du type de transition de phase en fonction de la masse des quarks légers (u et d dégénérés) et celle du quark étrange.

<sup>4</sup>RHIC : Relativistic Heavy Ion Collider

## 2.2 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Pour créer un état déconfiné de la matière nucléaire tel qu'il aurait existé pendant les premières microsecondes après le Big-Bang, il faut atteindre des densités d'énergie et de matière suffisamment élevées. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont, à l'heure actuelle, la seule méthode expérimentale qui permet de réunir les conditions requises pour atteindre le régime de transition de phase. L'énergie cinétique des noyaux avant la collision constitue le principal réservoir énergétique qui permet d'atteindre la densité d'énergie critique requise pour déconfiner les partons. L'utilisation des ions lourds autorise la conversion d'un maximum de cette énergie en production de particules dans un volume le plus gros possible et où la densité d'énergie est très supérieure à celle de la matière nucléaire ordinaire.

### 2.2.1 Les moyens d'études

Les expériences d'ions lourds relativistes destinées à étudier le PQG ont débuté à la fin des années 1980 et ont permis d'explorer en partie le diagramme de phase de la matière nucléaire (figure 2.7). Les premières expériences accéléraient des noyaux lourds sur des cibles fixes et ont débouché sur des résultats prometteurs. En particulier, l'analyse des informations fournies par les différentes expériences du SPS<sup>5</sup> (CERN) a abouti à la conclusion qu'un nouvel état de la matière avait été créé.

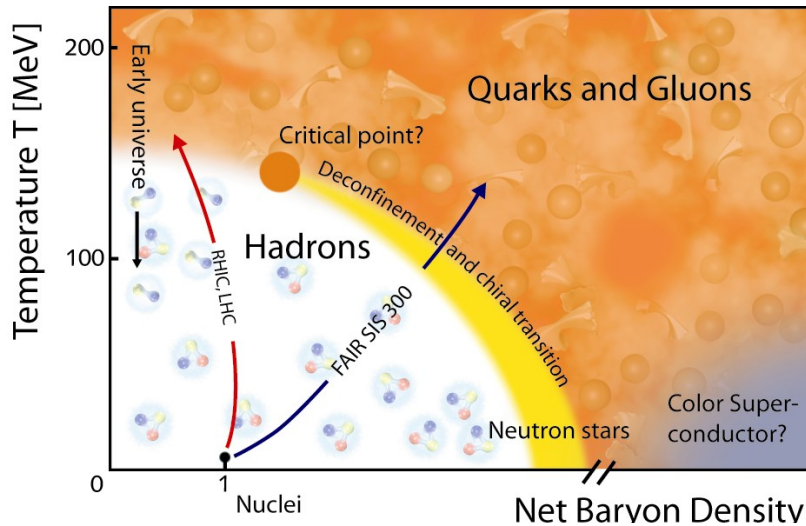


FIG. 2.7 – Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique.

Cependant, afin de pouvoir étudier les propriétés de ce nouvel état plus précisément, il était indispensable d'atteindre des densités d'énergie beaucoup plus importantes que celles obtenues jusqu'alors (tableau 2.4) dans des systèmes plus volumineux. C'est dans cette optique que les expériences sont passées en mode collisionneur, technique permettant d'atteindre des énergies dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  plus élevées.

### 2.2.2 Définitions cinématiques

Ce chapitre est destiné à faire un bref rappel des variables cinématiques utilisées dans le cadre des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Définies par rapport à l'axe du faisceau, elles ont l'intérêt d'être manipulées plus facilement que les coordonnées classiques.

La **rapidité**  $y$  est reliée à l'impulsion longitudinale  $p_z$  et à l'énergie totale  $E$  d'une particule par la

<sup>5</sup>SPS : Super Proton Synchrotron



Machine	Mode	Année	Collision	$\sqrt{s_{nn}}$ (GeV)	$\epsilon$ (GeV.fm <sup>-3</sup> )	$\tau_0$ (fm.c <sup>-1</sup> )	$\tau^{vie}$ (fm.c <sup>-1</sup> )
AGS	cible fixe	1992	Au-Au	4.8	$\sim 1.5$	5.4	
SPS	cible fixe	1994	Pb-Pb	17.3	$\sim 3.5$	1.5	
RHIC	collisionneur	2001	Au-Au	200	$< 4 - 5$	0.13	2 - 4
LHC	collisionneur	2008	Pb-Pb	5500	$< 10 - 40$	0.05	$\leq 10$

TAB. 2.3 – Energie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons ( $\sqrt{s_{nn}}$ ), densité d'énergie  $\epsilon$ , temps de formation  $\tau_0$  et durée de vie du PQG  $\tau^{vie}$  pour différentes expériences de collisions d'ions lourds.

relation :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$$

Cette quantité a la propriété d'être additive dans les transformations de Lorentz. A titre d'exemple, la rapidité  $y_{lab}$  d'une particule dans le référentiel du laboratoire est reliée à la rapidité  $y_{CM}$  de cette même particule dans le référentiel du centre de masse par la relation  $y_{CM} = y_{lab} + \delta y$  où  $\delta y$  est la rapidité du centre de masse dans le laboratoire. Dans le cadre des collisions asymétriques entre deux noyaux 1 et 2 caractérisés par leur nombre de nucléons  $A$  et de protons  $Z$ ,  $\delta y$  a pour valeur  $\frac{1}{2} \ln \frac{A_1 Z_2}{A_2 Z_1}$ .

**La pseudo-rapacité**  $\eta$  est une variable plus expérimentale. Elle résulte d'un développement limité en  $\frac{m^2}{p^2}$  de la rapidité et s'exprime en fonction de l'angle polaire  $\theta$  de la direction de la particule avec l'axe du faisceau :

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right)$$

**L'impulsion transverse**  $p_t$  correspond au moment transverse des particules par rapport à l'axe du faisceau. Elle est invariante par rapport aux effets relativistes. Cette variable permet de définir la **masse transverse** des particules telle que  $m_t = \sqrt{m^2 + p_t^2}$ .

**Les coordonnées du cône de lumière** sont définies par :

$$p^\pm = \frac{E \pm p_z}{\sqrt{2}}$$

A partir de la masse transverse, la rapidité et l'angle azimutal autour de l'axe du faisceau, ces variables sont reliées aux coordonnées cartésiennes par la relation :

$$\underline{p} = (E, p_x, p_y, p_z) = (m_t \text{Cosh}(y), p_t \text{Sin}(\phi), p_t \text{Cos}(\phi), m_t \text{Sinh}(y))$$

### 2.2.3 Observables globales

#### Géométrie des collisions

La collision de deux noyaux ultra-relativistes est schématisée par la figure 2.8. La centralité de la collision est caractérisée par le paramètre d'impact  $b$  qui correspond à la distance transverse entre le centre des deux noyaux. Plus ce paramètre est petit, plus la surface de recouvrement des noyaux est grande : le nombre de collisions nucléon-nucléon et l'énergie déposée lors de la collision sont alors plus importants. Les conditions sont alors beaucoup plus favorables à la formation d'un éventuel PQG dans le volume d'interaction. Le plan défini par l'axe du faisceau et la droite joignant le centre des deux noyaux est appelé plan de réaction.

A l'inverse, une collision à grand paramètre d'impact, dite périphérique, s'apparente à une collision nucléon-nucléon dans la mesure où le volume d'interaction et la densité d'énergie sont trop petits pour créer un PQG. Ce type de collision permet d'étudier les effets nucléaires, dit "froids", produits en l'absence de PQG. Ces effets sont très importants car, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, ils servent de référence pour pouvoir mettre en évidence les effets nucléaires liés à la présence d'un milieu nucléaire "chaud" déconfiné.

Le paramètre d'impact  $b$  n'est ni maîtrisable ni mesurable expérimentalement. Il existe cependant des méthodes pour évaluer  $b$  lors d'une collision :

- la première consiste à mesurer l'énergie des particules spectatrices qui n'ont quasiment pas interagi au cours de la collision, et d'en déduire le nombre de particules participants via le modèle de Glauber ;
- la seconde revient à mesurer l'énergie transverse libérée au cours des collisions et qui correspond aux interactions.

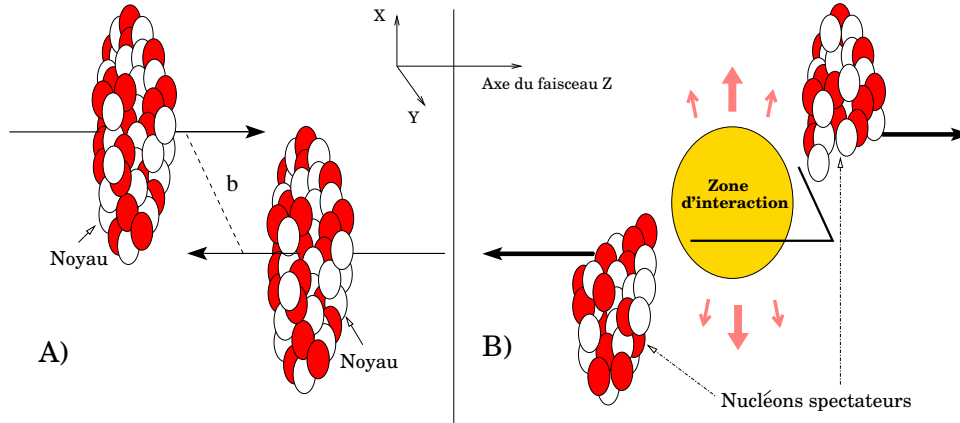


FIG. 2.8 – Représentation d'une collision d'ions lourds.  $b$  désigne le paramètre d'impact.

Le modèle de Glauber est un modèle géométrique [5]. La géométrie de la collision est schématisée par la figure 2.8. Les deux noyaux sont représentés dans le plan longitudinal du faisceau. La densité de nucléons par unité de surface  $T$  est fonction de la densité de la matière nucléaire  $\rho$ . La relation entre des deux grandeurs est la suivante :

$$T(\vec{r}) = \int \rho(\vec{r}, z) dz$$

Le profil de densité nucléaire suit une distribution de type Woods-Saxon. Dans le système de coordonnées sphériques, il a pour expression :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}$$

où  $\rho_0$  désigne la densité nucléaire normale,  $R$  le rayon du noyau et  $a$  son épaisseur. Connaissant la section efficace totale d'interaction inélastique nucléon-nucléon, il est possible d'extraire le nombre de collisions binaires  $N_{coll}$  nucléon-nucléon dans une collision. Il est alors possible d'en déduire le nombre de nucléons dits participants  $N_{part}$  qui subissent au moins une collision. Comme nous le verrons par la suite, ces variables  $N_{coll}$  et  $N_{part}$  sont d'une importance toute particulière car certaines observables présentent une dépendance vis à vis de l'une d'entre elles. Cependant, nous verrons dans la suite qu'il sera difficile d'utiliser la modèle de Glauber aux énergie du LHC<sup>6</sup> et que cela nous conduira à utiliser d'autres variables et un modèle peut être plus adapté.

### Transparence

Lors d'une collision d'ions lourds, les interactions partoniques des nucléons participants ont tendance à ralentir les deux noyaux incidents. Dans la zone d'interaction, l'énergie incidente portée par les noyaux est alors redistribuée par la production de gluons et de paires de quarks  $q\bar{q}$ .

Lorsque l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  augmente, la section efficace totale des processus élastiques entre nucléons diminue. Parallèlement, la section efficace inélastique totale d'interaction entre deux nucléons évolue en  $\ln\sqrt{s}$  : la perte d'énergie par rapport à l'énergie du faisceau est donc de plus en plus faible. La trajectoire des nucléons incidents est alors de moins en moins affectée et ceux-ci semblent devenir de plus en plus transparents puisqu'ils conservent en grande partie leur impulsion initiale.

<sup>6</sup>LHC : Large Hadron Collider



Pour quantifier ce phénomène, il est pratique de définir la notion de pouvoir d'arrêt qui donne le décalage entre la rapidité initiale des nucléons et leur rapidité après collision. Comprendre ce phénomène de transparence permet de déterminer la composition chimique du milieu déconfiné créé lors d'une collision. En effet, cet effet suppose que la zone centrale est essentiellement composée de particules issues des paires  $q\bar{q}$  produites via les processus durs de diffusion inélastique entre partons : dans cette région, le potentiel baryonique  $\mu_B$  du système  $y$  est donc quasi-nul et les prédictions de la QCD sur réseau peuvent être confrontées.

D'un point de vue expérimental, le phénomène de transparence est mis en évidence lorsque l'on mesure le nombre de protons net (c'est-à-dire la différence entre le nombre de protons et d'anti-protons) en fonction de la rapidité. La figure 2.9 montre les résultats obtenus auprès de l'AGS<sup>7</sup>, du SPS et de RHIC pour un  $\sqrt{s}$  respectivement de 5, 17 et 200 GeV. Pour la première de ces expériences, le nombre baryonique du système est concentré dans la région de rapidité centrale indiquant un grand pouvoir d'arrêt. Les données du SPS révèlent un déficit du nombre baryonique dans cette même région indiquant que les noyaux commencent à être transparents. Les dernières mesures réalisées au RHIC indiquent deux pics à grande rapidité correspondant au nombre baryonique des deux noyaux. A cette énergie, le pouvoir d'arrêt  $y$  est très faible et la transparence donc importante.

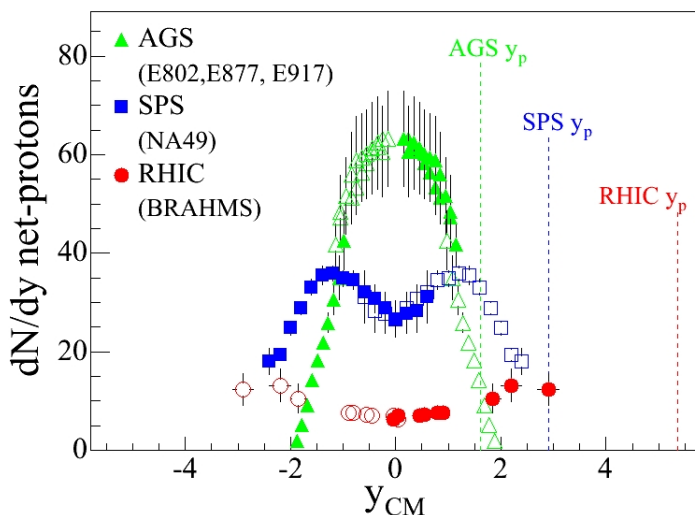


FIG. 2.9 – Distribution du nombre net de protons observés à l'AGS, le SPS et au RHIC

### La densité d'énergie et le modèle d'évolution

La question reste de savoir si la densité d'énergie  $\epsilon$  déposée dans la zone d'interaction de la collision est suffisamment grande pour qu'il y ait création du PQG (c'est-à-dire  $\epsilon_c > 0.9 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ ). Expérimentalement, l'estimation de la densité d'énergie est réalisée à partir du modèle hydrodynamique de Bjorken et Shuryak [6]. Lors d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes, les deux noyaux se traversent en déposant une partie de leur énergie cinétique dans la zone d'interaction dans un intervalle de temps  $\tau_0$ . Le modèle suppose que la densité de particules du système est indépendante de la rapidité et que le nombre baryonique est concentré dans les régions de fragmentation.

L'évolution du système dans un diagramme espace-temps est schématisée par la figure 2.10. Il se décompose selon les étapes suivantes :

- à  $\tau \simeq 0 \text{ fm} \cdot \text{c}^{-1}$  ont lieu les interactions dures entre partons. Les quarks lourds, jets et photons directs sont produits à cet instant. Les processus d'interaction sont très bien décrits par la QCD perturbative.
- pour  $0 \lesssim \tau \lesssim 1 \text{ fm} \cdot \text{c}^{-1}$ , un grand nombre de gluons et de quarks légers (u,d,s) sont créés. La physique sous-jacente est sensible aux conditions initiales de la collision.

<sup>7</sup>AGS : Alternating Gradient Synchrotron

- par la suite, le système évolue vers un état où quarks et gluons sont déconfinés : c'est la phase de thermalisation. A noter que cette phase n'est actuellement pas bien comprise dans le cadre de la QCD.
- les partons interagissent fortement entre eux pour conduire le système à un équilibre thermodynamique : le plasma de quarks/gluons. Le temps de vie de ce plasma dépend la densité d'énergie et de la taille du système considéré.
- Par la suite, le PQG s'étend et se refroidit jusqu'à atteindre une température  $T_c$ . La transition de phase étant du premier ordre ou de type *crossover*, le milieu formé est un mélange de plasma et de gaz hadronique.
- l'hadronisation terminée, les densités de particules et d'énergie deviennent trop petites pour être le siège de diffusions inélastiques. La composition chimique du milieu n'est alors plus modifiée : c'est la phase de *freeze-out* chimique.
- le gaz de hadrons poursuit son expansion et conduit à une phase de *freeze-out* cinétique : toutes les interactions élastiques cessent.

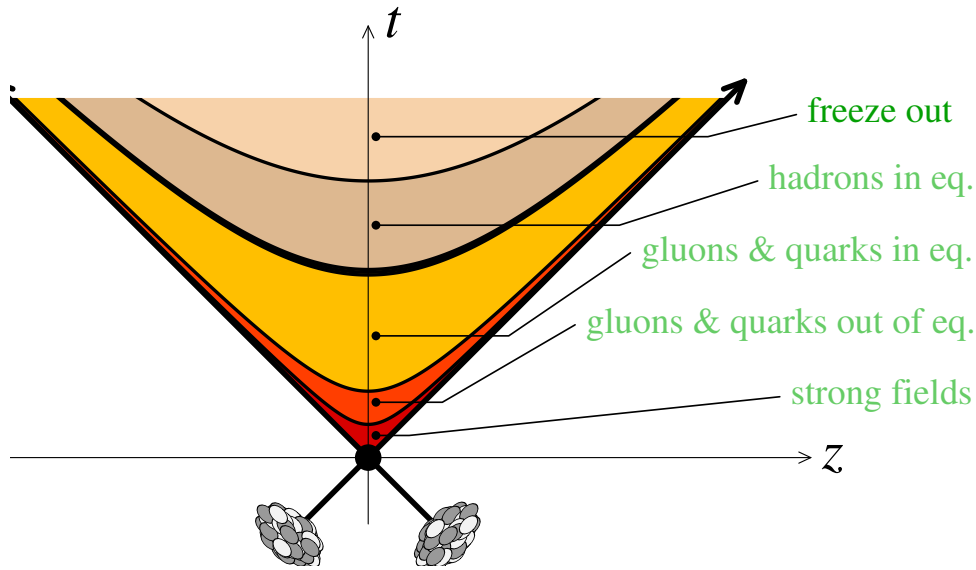


FIG. 2.10 – Evolution du PQG selon le scénario de Bjorken-Shuryak dans le référentiel du cône de lumière.

A travers ce modèle, Bjorken démontre que la densité d'énergie à l'instant  $\tau_0$  est proportionnelle à l'énergie transverse par unité de rapidité :

$$\epsilon = \frac{1}{A\tau_0} \left| \frac{dE_T(\tau_0)}{dy} \right|_{y=0}$$

où  $A$  est la surface transverse de la zone d'interaction et  $\tau_0$  a été initialement évalué par Bjorken à  $1 \text{ fm}.c^{-1}$ . Lorsque  $\epsilon$  est suffisamment grande, le contenu de la zone d'interaction évolue vers un PQG. Dans le cas contraire la collision conduit à un gaz hadronique simple.

Cependant cette valeur de  $\tau_0$  est sujette à une certaine controverse puisqu'elle fixe le temps de thermalisation du système et donc la densité d'énergie initiale du PQG. Or l'énergie déposée dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse et donc  $\tau_0$  devrait varier en fonction de l'énergie du faisceau. Sur ce sujet, les mesures réalisées par la collaboration PHENIX [7] ont permis d'ajuster ce paramètre pour les collisions Au-Au à 200 GeV. Ainsi,  $\tau_0$  a été estimé à  $0.35 \text{ fm}.c^{-1}$  et conduit à une densité d'énergie de l'ordre de  $15 \text{ GeV}.fm^{-3}$  largement supérieure au  $0.9 \text{ GeV}.fm^{-3}$  nécessaire pour créer le PQG.

## 2.2.4 Les signatures

Les conditions théoriques de formation du PQG pouvant être désormais atteintes expérimentalement, il convient de mettre en évidence les propriétés de la matière nucléaire dans sa phase déconfinée. Un

certain nombre de signatures expérimentales ont été prédites et ont déjà été étudiées dans les différentes expériences menées auprès de l'AGS, du SPS et du RHIC. La mesure simultanée et la complémentarité de toutes les informations doivent permettre une description cohérente du système créé lors de la collision et de son évolution.

La présence d'un milieu partonique très dense devrait affecter le taux de production des particules. Ces modifications s'observent selon les protocoles suivants :

- une comparaison des taux de production des particules en collision noyau-noyau à différentes énergies dans le centre de masse
- une étude du taux de production en fonction de la centralité des collisions noyau-noyau
- une comparaison des taux de production dans les collisions noyau-noyau avec ceux extrapolés des mesures obtenues en collision nucléon-nucléon.

De manière générale, les collisions  $p - p$  permettent d'établir une référence puisqu'elles constituent le système hadronique le plus simple. Les collisions p-noyau et d-noyau servent à mettre en évidence tous les effets nucléaires froids liés au noyau. Ce type de collision permet d'étudier les conditions initiales des collisions noyau-noyau. Tous ces effets étant caractérisés, ils sont ensuite soustraits aux mesures en collisions noyau-noyau afin de déterminer les effets nucléaires chauds propres au PQG.

### Flot collectif

Les diffusions multiples entre les particules produites lors d'une collision peuvent mener à un équilibre thermodynamique dont le temps de vie  $\tau_{vie}$  dépend de l'énergie disponible dans le centre de masse (voir tableau 2.4). Le système peut alors être décrit par un modèle hydrodynamique si certaines conditions sont remplies :

- une densité de particules suffisamment importante pour que le nombre de Knudsen, défini comme le rapport du libre parcours moyen d'une particule à la dimension caractéristique du système thermalisé, soit bien inférieur à l'unité. Aux énergies du RHIC et du LHC, cette densité est estimée à  $3.5 \text{ partons} \cdot \text{fm}^{-3}$  ;
- le fluide est supposé de viscosité nulle.

L'équation d'Euler relativiste permet alors de décrire la dynamique des particules dans le milieu :

$$(\epsilon + p)\mathfrak{D}_\mu u^\mu = \nabla^\mu p - \Delta_\alpha^\mu \mathfrak{D}_\beta \Pi^{\alpha\beta}$$

où  $\epsilon$  est la densité d'énergie,  $u^\mu$  le quadri-vecteur vitesse,  $\Pi$  le tenseur des contraintes (qui peuvent être assimilées aux forces surfaciques) et  $p$  la pression exercée sur le système.  $\mathfrak{D}$  désigne la dérivée covariante[8][9].

Pour des collisions de paramètre d'impact non nul, le flot des particules est anisotrope. En effet, dans ce type de collisions, la zone d'interaction vue dans le plan transverse s'apparente à une amande (figure 2.11). La nature non sphérique du système indique que le gradient de pression exercé sur les particules de cette zone d'interaction dans le plan de réaction est plus important que celui dans le plan perpendiculaire. Pour observer ce phénomène, il est nécessaire de mesurer la distribution azimutale des particules produites, qui se décompose par transformée de Fourier[10] selon l'expression suivante :

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{1}{2\pi} (1 + 2v_1 \text{Cos}(\phi) + 2v_2 \text{Cos}(2\phi) + 2v_3 \text{Cos}(3\phi) + \dots)$$

$\phi$  correspond à l'angle azimutal dans le plan transverse de la collision par rapport au plan de réaction. Les paramètres  $v_i$  caractérisent la distribution des particules. Les mesures expérimentales ont montré que le flot direct, quantifié par le paramètre  $v_1$ , était suffisamment petit pour être négligé[11]. Le paramètre  $v_2$  est associé au flot elliptique dont l'origine est l'excentricité de la collision et le nombre de rediffusion multiples des partons dans la zone d'interaction[12].

Les calculs théoriques effectués dans ce domaine supposent que la thermalisation a lieu très tôt dans la collision ( $\sim 1 \text{ fm} \cdot c^{-1}$ ). Ils révèlent par ailleurs une dépendance de  $v_2$  avec l'énergie disponible dans le centre de masse, ainsi que la masse des particules. La figure 2.12 montre le comportement en  $v_2$  de la distribution des pions en fonction de la centralité de la collision. Les mesures présentées sont issues des expériences NA49 (CERN) et de STAR (RHIC) pour des énergies dans le centre de masse de 17, 130 et 200 GeV. Pour des collisions centrales, c'est-à-dire lorsque la surface d'interaction est quasiment sphérique, le flot est très faible et il augmente lorsque le paramètre d'impact de la collision augmente.

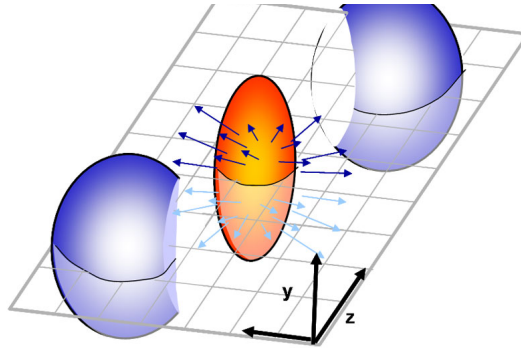


FIG. 2.11 – Géométrie de la collision et définition du plan de réaction. Les gradients de pression, représentés par les différentes flèches, sont plus importants dans le plan de réaction.

La limite du modèle se situe pour un paramètre d'impact de l'ordre de 80%; au delà de cette limite, le volume d'interaction est trop petit pour que les effets collectifs puissent avoir lieu.

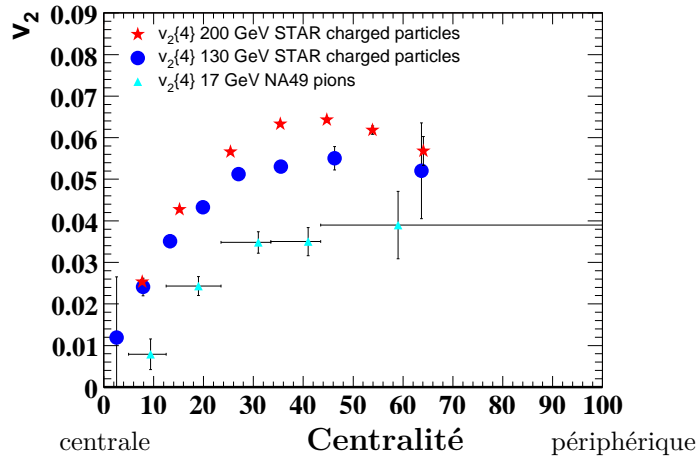


FIG. 2.12 – Dépendance du flot elliptique en fonction de la centralité et pour différentes énergies disponibles dans le centre de masse.

Les mesures expérimentales faites au RHIC ont aussi confirmé la dépendance du flot elliptique  $v_2$  en fonction de la masse des particules. Les figures 2.13 montrent le comportement de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  pour différentes particules (pions, kaons, proton et  $\Lambda$ ) dans les collisions Au-Au à 130 et 200 GeV. Elle mettent en évidence que plus une particule est lourde, moins elle est sensible au flot. Le modèle hydrodynamique reproduit bien la séquence en masse et l'allure générale en  $p_t$  ( $p_t < 1.5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ ) du  $v_2$ , mais est toutefois insuffisant pour les particules plus massives. L'introduction de la viscosité dans le modèle semble améliorer ces prédictions.

Les études du flot elliptique permettent de caractériser la nature du milieu créé lors des collisions d'ions lourds. En effet, les calculs hydrodynamiques ont pour point de départ la fonction d'état du système étudié. Partant du fait que le milieu est un système partonique ou hadronique, il est donc possible de faire des prédictions sur la distribution des particules produites. Reste alors à comparer les prédictions de ces deux modèles aux données expérimentales comme présenté figure 2.13b :

- le premier suggérant l'existence d'un PQG est désigné par “EOS Q”. La transition de phase de la matière nucléaire est supposée avoir lieu pour une température de  $T = 165 \text{ MeV}$  et la phase de freeze-out chimique à  $T = 130 \text{ MeV}$ .
- le second qui considère le milieu comme un gaz hadronique parfait est symbolisé par “EOS H”.

Les données expérimentales sont plus favorables au scénario du PQG lors de la phase de thermalisation.

Dans la région des  $p_t > 1.5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ , les prédictions du modèle hydrodynamique et les résultats expérimentaux divergent clairement. Les calculs théoriques prédisent un accroissement de  $v_2$  avec le  $p_t$  alors que

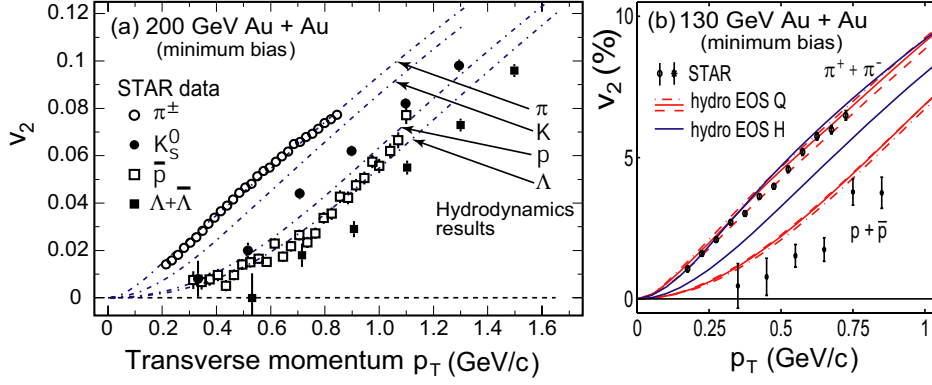


FIG. 2.13 – A gauche : évolution du  $v_2$  en fonction du  $p_t$  et de la masse des particules. A droite : comparaison des prédictions du modèle hydrodynamique pour un PQG (EOS Q) et un gaz hadronique (EOS H) avec les données expérimentales en proton et pion de STAR pour des collisions Au-Au à 130 GeV.

les données expérimentales montrent une saturation de celui-ci, atteinte plus ou moins rapidement selon le type de particules mesurées : mésons ou baryons (voir figure 2.14). En normalisant le  $v_2$  au nombre de quarks constituant  $n$ , le flot  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  semble suivre une tendance universelle[13] [14] [15]. La saturation observée permet d'évaluer le domaine de validité de ce modèle hydrodynamique, c'est-à-dire  $\frac{p_t}{n} \lesssim 0.8 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-1}$ . Au delà, c'est le modèle de coalescence qui prend le relais : la densité de partons dans le milieu formé étant importante, les quarks de moyen  $p_t$  ont plutôt tendance à se recombinaer entre eux. Les prédictions théoriques sur ce sujet sont en bon accord avec les données expérimentales du RHIC.

Collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{nn}} = 200 \text{ GeV}$ .

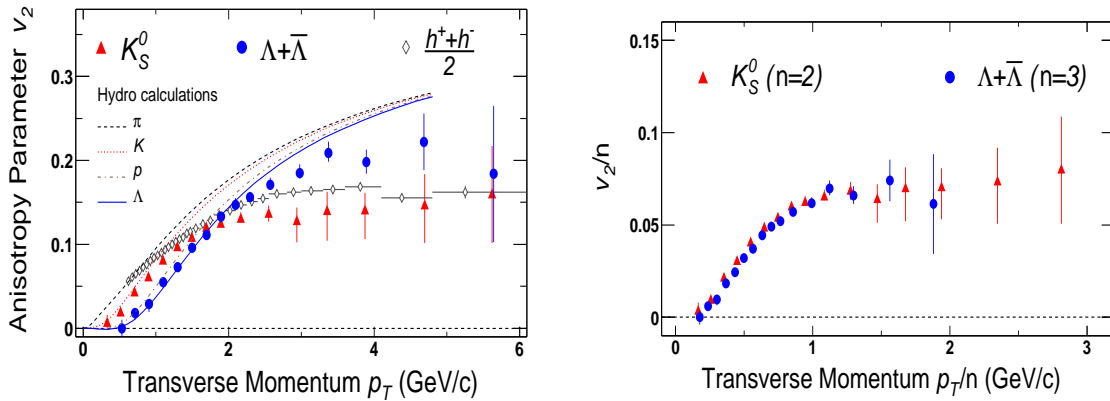


FIG. 2.14 – Comparaison du flot prédit par les modèles hydrodynamiques et des données expérimentales. Sur la figure de gauche, une saturation du  $v_2$  est observée à haut  $p_t$ . A droite est représenté le flot  $v_2$  par quark des baryons et mésons mesurés.

Nous reviendrons plus tard sur le processus de coalescence dans le cadre de l'étude du  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ .

### Jet-Quenching

La cinématique des hadrons produits est fortement influencée par la propagation des partons dans le PQG. Les partons rapides issus d'une interaction partonique dure sont émis aux premiers instants de la collision. Ils évoluent par la suite dans le PQG en perdant une partie de leur énergie via de multiples interactions partoniques et en émettant des gluons dans le milieu. Cette perte d'énergie s'accompagne donc d'une réduction de l'impulsion des particules produites.

L'observation de ce phénomène peut être effectuée en comparant la distribution des jets en fonction de  $p_t$  obtenus avec des collisions d'ions lourds (donc avec présence du PQG) à celle issue de collisions de systèmes plus légers tel que proton-proton (absence de tout effet lié au déconfinement). Cette étude est réalisée au travers du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  défini comme le rapport des distributions en  $p_t$  des collisions A-A et p-p normalisé au nombre de collisions binaires  $N_{coll}$  :

$$R_{AA}(p_t) = \frac{\frac{dN_{AA}}{dydp_t}}{N_{coll} \frac{dN_{dA}}{dydp_t}}$$

En l'absence d'effets nucléaires, ce rapport doit donc tendre vers 1 et fixer notre référence. Ce rapport appliqué aux mesures réalisées au RHIC en collision Au-Au, a montré à rapidité centrale une nette diminution du nombre de particules de haut  $p_t$  (figure 2.15). L'idée que cette suppression soit liée au PQG est confortée par la même étude réalisée en collision d-Au. En effet, dans ce type de collision, la densité d'énergie requise pour la formation du PQG n'est pas atteinte. Le rapport de modification nucléaire  $R_{dA}$  permet de mettre en évidence les effets nucléaires froids associés aux conditions initiales des collisions. Les résultats obtenus ne montrent aucune suppression de particules de haut  $p_t$ . Pour  $p_t > 1.5 \text{ GeV}.c^{-1}$ , le rapport  $R_{dA}$  est même supérieur à l'unité, conséquence directe des effets de diffusions multiples des partons (effet Cronin [16]) qui tendent à favoriser la région des  $p_t$  intermédiaires.

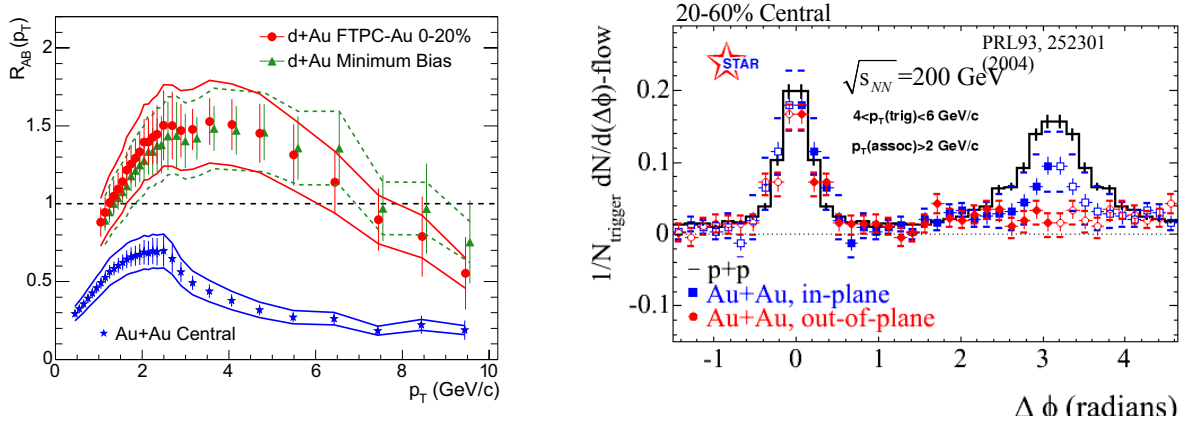


FIG. 2.15 – Rapport  $R_{AA}$  (à gauche) et corrélation azimutale entre les particules de haut  $p_t$  (à droite).

L'effet de jet-quenching a été confirmé par l'expérience STAR qui a permis d'étudier la corrélation azimutale des jets de rapidité centrale. Aux premiers instants d'une collision p-p ou d-Au, les processus d'interaction dure entre deux partons peuvent générer deux partons de très grande impulsion et de direction opposée. Ces partons interagissent dans la zone d'interaction et fragmentent en hadrons pour former deux jets dos à dos. En présence d'un PQG, les deux particules à l'origine des jets doivent traverser le milieu nucléaire chaud en perdant une partie de leur impulsion. Dans le cas où l'origine des jets est située en périphérie de la zone d'interaction, l'un des deux jets s'échappe du PQG sans perdre d'énergie alors que le second traverse tout le PQG et perd ainsi une partie de son énergie via l'émission de gluons.

Ces prédictions ont été testées auprès de l'expérience STAR et certains des résultats obtenus sont représentés sur la figure 2.15. L'angle  $\phi = 0$ ,  $\phi$  étant l'angle azimutal défini dans le chapitre précédent, correspond aux particules du jet de référence avec  $4 < p_t < 6 \text{ GeV}.c^{-1}$  et  $\phi = \pi$  aux particules corrélées avec  $p_t > 2 \text{ GeV}.c^{-1}$ . Les collisions proton-proton montrent deux pics distincts (courbe noire) qui correspondent aux jets recherchés<sup>8</sup>. Le spectre obtenu en collisions Au-Au montre une atténuation du jet corrélé en  $\phi = \pi$ . L'effet est plus important si l'on considère les jets produits dans le plan perpendiculaire au plan de réaction que ceux produits dans le plan de réaction. En effet, dans le premier cas, la quantité de matière à traverser est plus importante ce qui conduit à une plus grande atténuation que celle obtenue dans le plan de réaction.

<sup>8</sup>Les coupures cinématiques ainsi choisies permettent de soustraire le bruit de fond lié au flot elliptique.



## Production de photons et dileptons thermiques

Les photons semblent être une sonde de très bonne qualité pour étudier les premiers instants de la collision : de par leur nature, les photons sont très peu sensibles à l'interaction forte et interagissent donc peu avec le milieu nucléaire issu de la collision. Ils s'échappent donc de celui-ci sans perte d'information[17]. Comme l'indiquent les processus de production de photons, l'excès de gluons présents dans le plasma devrait conduire à une forte augmentation du nombre de photons directs.

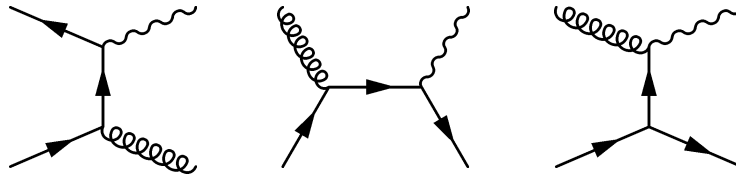


FIG. 2.16 – Diagrammes de Feynman des mécanismes de production de photons directs au LO. Le diagramme de gauche correspond au processus de production d'un photon à partir de l'annihilation d'une paire quark/antiquark. Les deux autres représentent les processus de diffusion Compton.

L'étude des photons comme sonde du PQG requiert de bien caractériser les différentes sources des photons directs produits via l'interaction entre deux partons, et les photons hadroniques issus de la décroissance électromagnétique des hadrons produits.

Concernant les photons directs, il faut distinguer :

- les photons *prompts* issus des interactions dures aux premiers instants de la collision. Ils sont émis avec un  $p_t$  supérieur à  $3 - 4 \text{ GeV}.c^{-1}$ . A l'ordre dominant de la QCD perturbative, les processus de production de ces photons sont principalement l'annihilation d'une paire quark/antiquark, les processus de diffusion Compton (figure 2.16), et le rayonnement de Bremsstrahlung.
- les photons thermiques issus des interactions qui ont lieu dans le PQG. Les processus de production sont similaires à ceux des photons *prompts* mais sont émis dans une gamme  $p_t < 3 - 4 \text{ GeV}.c^{-1}$ .

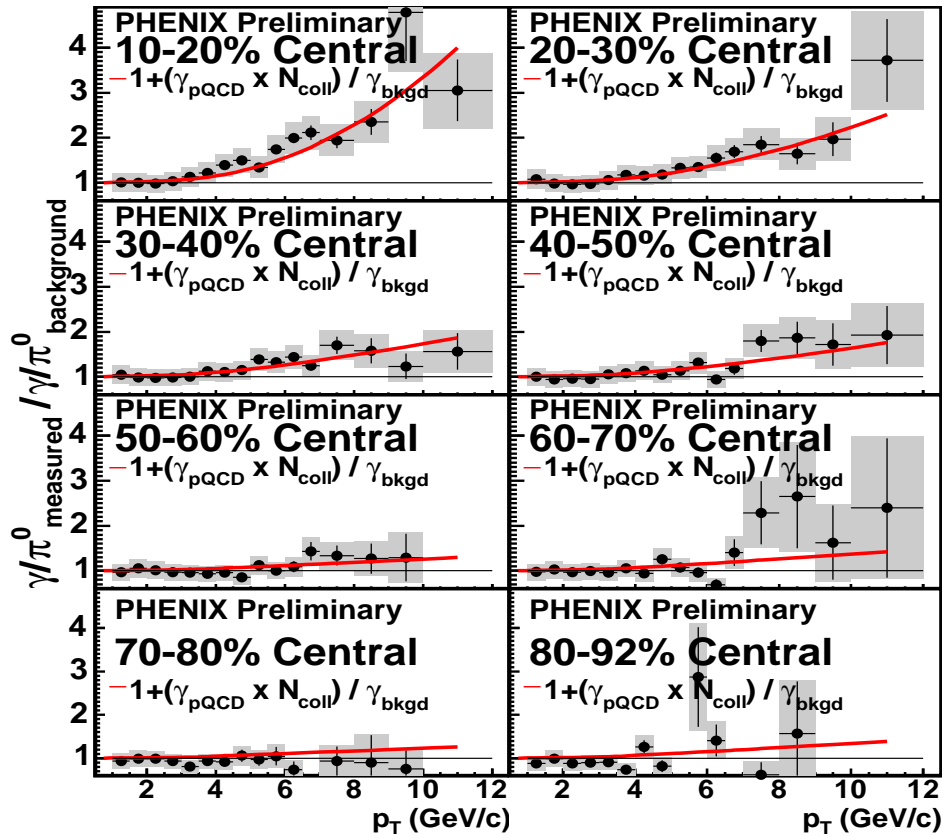
Le taux de production et l'énergie de ces photons sont directement liés aux conditions thermodynamiques du milieu produit dans la collision.

Les photons hadroniques sont issus de la décroissance des hadrons et produits dans une gamme en  $p_t$  comprise entre  $[1, 5] \text{ GeV}.c^{-1}$ . Les distributions en énergie des photons *prompts* et de ces photons hadroniques étant très proches, il est très difficile de les différencier. La plus grande contribution de ces photons provenant de la décroissance électromagnétique du pion neutre :  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ , le nombre de  $\pi^0$  est pris comme valeur de référence. Les taux de production des photons directs sont alors étudiés via le double rapport  $R_\gamma$  pour des collisions Au-Au à 200 GeV.

$$R_\gamma = \frac{[\gamma/\pi^0]_{mesure}}{[\gamma/\pi^0]_{bruit}}$$

Le terme  $[\frac{\gamma}{\pi^0}]_{bruit}$  correspond au rapport du nombre de photons attendu sur le nombre de pions mesurés ( $\sim$  rapport de branchement) ;  $[\frac{\gamma}{\pi^0}]_{mesuré}$  est le rapport du nombre de photons mesurés sur le nombre de pions mesurés. Dans le cadre de l'expérience PHENIX, les photons ont été étudiés avec un calorimètre électromagnétique situé à rapidité centrale. Les résultats obtenus sont très encourageants comme l'indiquent les figures 2.17 : le nombre de photons directs de grand  $p_t$  augmentent avec la centralité des collisions.

Cependant ce résultat peut être remis en cause par le fait que le nombre de  $\pi^0$  de haut  $p_t$  est lui-même soumis aux effets nucléaires liés au plasma, en particulier le jet-quenching. En effet, une suppression à haut  $p_t$  des  $\pi^0$  peut conduire à un comportement analogue du  $R_\gamma$  en fonction de la centralité. Pour l'heure, il est donc difficile d'extraire les propriétés physiques du PQG via cette signature.


 FIG. 2.17 – Mesure du rapport  $R_\gamma$  en fonction de l'impulsion transverse.

### Restauration de la symétrie chirale et modification des résonances de basse masse

Dans le lagrangien QCD, le terme de masse permet d'introduire la symétrie dite **chirale**. La chiralité peut être définie comme une projection du spin d'une particule sur son impulsion via les opérateurs :

$$\phi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \phi \quad \phi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \phi$$

où  $\gamma_5$  étant une matrice qui anti-commute avec toutes les matrices de Dirac.

Partant de ce principe, le champ de quarks peut s'exprimer en fonction d'une composante  $\phi_R$  de chiralité dite *droite* (où la projection et l'impulsion ont même direction) et  $\phi_L$  de chiralité *gauche* (la projection et l'impulsion sont de sens opposées). En négligeant la contribution du champ de gluons du lagrangien, ce dernier peut s'écrire sous la forme :

$$\mathcal{L}_{QCD} = i\bar{\psi}_L \gamma^\mu \partial_\mu \phi_L + i\bar{\psi}_R \gamma^\mu \partial_\mu \phi_R - m(\bar{\phi}_L \phi_R + \phi_L \bar{\phi}_R)$$

Dans le cas où la masse des quarks est nulle, il apparaît que seuls les quarks de même chiralité peuvent interagir entre eux. Il existerait donc deux familles indépendantes de hadrons caractérisées par un éventuel nombre quantique de chiralité. En revanche, si le terme de masse est non nul, cette symétrie est dite explicitement brisée puisque les quarks de chiralité *droite* interagissent avec ceux de chiralité *gauche*.

Dans la cas d'une symétrie parfaite, la théorie prédit que l'hypothétique homologue chirale du proton est la résonance S11 d'une masse proche de  $1.5 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ . Or cette résonance n'a jamais été observée expérimentalement et la différence de masse entre les deux partenaires tend à montrer que cette symétrie est explicitement brisée.

De plus, ce Lagrangien possède une autre propriété : le champ de quarks  $\psi$  qui en découle n'est pas invariant selon la transformation d'isospin. Si on applique cette transformation I sur le champ  $\phi$  du vide, il apparaît que :

$$I|\phi \rangle = |\phi\pi \rangle$$



où  $\pi$  est un boson de masse nulle appelé “boson de Goldstone”. On dit alors que la symétrie chirale est spontanément brisée et que cette brisure est régie par le paramètre d’ordre  $\langle \phi | \phi \rangle$ . Dans les conditions normales de la matière nucléaire, puisque la masse des quarks légers est non nulle et la symétrie chirale explicitement brisée, ce paramètre d’ordre est non nul. De manière plus explicite, il est possible d’associer ce paramètre d’ordre à la différence de masse qui existe entre un quark nu ( $m_u \sim 5 \text{ MeV}$ ) et un quark habillé ( $m_u \sim 300 \text{ MeV}$ ) lorsque celui-ci est confiné.

Les calculs de QCD sur réseau ont montré que la transition de phase vers un PQG coïncide avec une restauration partielle de la brisure spontanée qui affecterait la masse des particules produites[18]. En effet, lorsque la température ou/et la densité du système augmente, le paramètre d’ordre tend à diminuer (figure 2.18) et affecte donc l’habillage des quarks confinés.

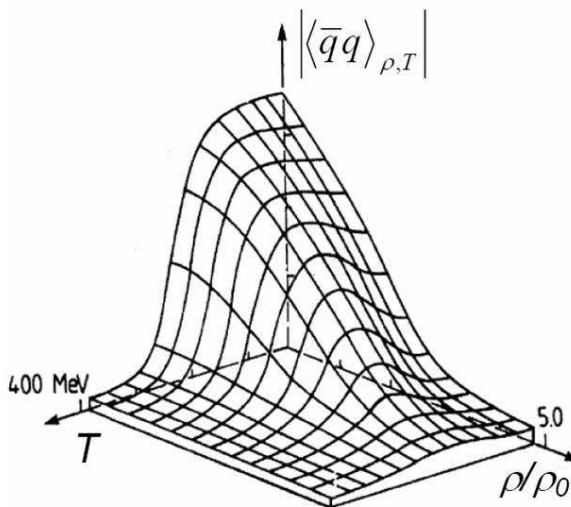


FIG. 2.18 – Evolution du paramètre d’ordre  $\langle q|\bar{q} \rangle$  de la symétrie chirale en fonction de la température et de la densité baryonique.

Les particules les plus sensibles à ce phénomène sont les mésons de basse masse tels le  $\rho$  et le  $\omega$ , puisque uniquement constitués de quarks légers. Les prédictions théoriques sur ce sujet ont abouti à deux scénarios : un élargissement ou un décalage de la masse de ces mésons (figure 2.19). L’expérience NA60 a permis de mesurer la masse de ces résonances en collisions In-In, via la masse invariante des dimuons issus de leur décroissance dileptonique [19] [20]. Les résultats expérimentaux plaident plutôt en faveur d’un élargissement de la masse du méson  $\rho$  (figure 2.19).

## 2.3 Les charmonia et bottomonia

### 2.3.1 Production des quarks lourds

#### Mécanisme de production et temps de formation

Ce chapitre est consacré à la production des quarks lourds dans le cadre des collisions d’ions lourds ultra-relativistes. Les saveurs concernées sont le charme et la beauté ; aux énergies du RHIC et prochainement du LHC, les paires de quarks sont en majorité issues de l’interaction dure entre deux partons. En QCD perturbative, leurs modes de production au *Leading-Order* dominant et se résument au travers des diagrammes de Feynman de la figure 2.20.

Les deux premiers diagrammes correspondent aux mécanismes de fusion de gluons et le dernier à l’annihilation d’un quark et un antiquark. En première approximation, la section efficace de production d’une paire de quarks  $q\bar{q}$  ( $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ ) pour une collision nucléon-nucléon s’écrit :

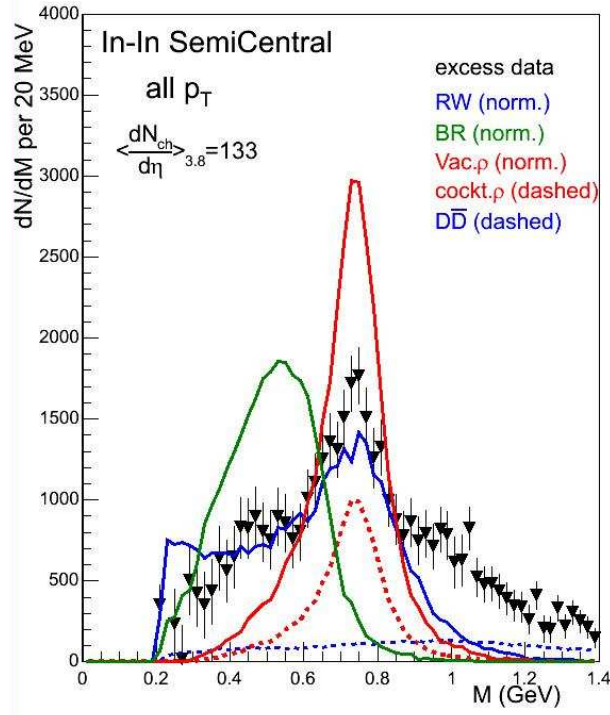


FIG. 2.19 – Comparaison de la masse invariante du méson  $\rho$  mesurée par l’expérience NA60 avec les prédictions des différents modèles théoriques tenant compte de la restauration de la symétrie chirale. En trait “plein-fin” est indiquée la masse de la résonance en l’absence de restauration de la symétrie, en trait “plein-épais” en cas d’élargissement et en “pointillé-point” en cas de décalage de la masse.

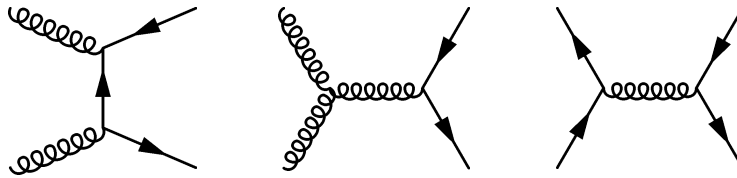


FIG. 2.20 – Diagramme de Feynman des mécanismes de production des quarks lourds au LO.

$$\sigma_{nn \rightarrow c\bar{c}} = \int_{x_1 x_2 s > m_{q\bar{q}}^2} f_g(x_1) f_g(x_2) \sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}} dx_1 dx_2$$

$f_g$  sont les fonctions de distribution des gluons associées aux deux nucléons. Elles représentent la probabilité de trouver un parton de fraction d’impulsion  $x_i$  dans le nucléon.  $\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}}$  représente la section efficace élémentaire de production d’une paire de quarks lourds. Cette dernière comprend les différents diagrammes de Feynman précédemment évoqués. Seuls les processus dont l’énergie est suffisamment grande, c’est-à-dire plus élevée que la masse d’une paire  $q\bar{q}$ , sont pris en compte : c’est l’effet de seuil.

Le temps de formation d’une paire de quarks est inversement proportionnel à sa masse :

$$\tau_{formation} \sim \frac{1}{m_{q\bar{q}}}$$

Pour le charme et la beauté, les temps de formation respectifs sont de l’ordre 0.1 et 0.02  $fm.c^{-1}$ . Ils sont bien inférieurs aux temps de formation du plasma (de l’ordre de 1  $fm.c^{-1}$ ). Par conséquent, les paires de quarks lourds sont susceptibles d’interagir avec le milieu coloré très dense du PQG, et constituent donc une bonne sonde pour étudier le PQG. Avant d’étudier les signatures correspondantes, nous nous intéresserons aux mécanismes de production des quarkonia.

## Mécanisme de production des quarkonia

Les quarks et les gluons étant des entités de charge de couleur non neutre, les mécanismes de production de paires de quarks lourds  $q\bar{q}$  via l'annihilation de deux quarks légers  $q_{light}\bar{q}_{light}$  ou l'interaction entre deux gluons (processus dominants aux énergies du LHC) conduisent vers un état octet ou singulet de couleur. A partir de ces états, plusieurs modèles permettent de décrire les processus conduisant à la neutralisation de couleur pour aboutir à la formation d'un état lié. Le temps de formation d'un état lié d'une paire  $q\bar{q}$  via cette voie de production dépend des différents processus décrits par chacun des scénarios proposés : il est modèle dépendant. Parmi ces modèles, seront évoqués le *modèle d'évaporation de couleur* (CEM<sup>9</sup>), le *modèle singulet de couleur* (CSM)<sup>10</sup> et le *modèle octet de couleur* (COM<sup>11</sup>).

### Le modèle d'évaporation de couleur

Ce modèle fut proposé par H. Fritzsch [21] dans le but de calculer les sections efficaces de production de quarkonia. Dans ce modèle, la neutralisation de couleur de la paire  $q\bar{q}$  est réalisée par l'absorption ou l'émission d'un gluon.

Les états de transition de couleur ainsi que les nombres quantiques des quarks, lors de l'évolution de la paire vers un quarkonia, sont négligés et n'affectent donc pas la cinématique des quarks de la paire. De ce fait, la section efficace de production d'un état lié s'exprime simplement à partir de la section efficace de production de la paire de quarks et de sa masse invariante :

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9}\rho_i \int_{2m_q}^{2m_Q} \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dm} dm$$

Les bornes d'intégration correspondent au seuil de production :

- d'une paire de quarks lourds ( $2m_q$ )
- d'une paire de mésons D ou B (respectivement pour les quarks  $c$  et  $b$ ). En effet, lorsque la masse invariante de la paire est au-dessus de ce seuil, elle ne peut rester liée et fragmente en deux mésons.

Le facteur  $\frac{1}{9}$  correspond à la probabilité que la paire  $q\bar{q}$  soit dans un état non coloré.  $\sigma_{q\bar{q}}$  désigne la section efficace de production de la paire  $q\bar{q}$ .  $\rho_i$  est une constante donnant la fraction du quarkonia produit. Le processus d'hadronisation appartenant au domaine de la QCD non-perturbative, le temps de formation d'un quarkonia est de l'ordre de  $\tau_{quarkonia} \sim \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$  [22].

### Le modèle singulet de couleur

Le CSM[23] permet de décrire de manière plus rigoureuse le mécanisme de formation des quarkonia ; contrairement au modèle CEM, les nombres quantiques des quarks et la couleur des gluons sont considérés. La production de paires de quarks s'appuie sur la QCD perturbative et les processus NLO. Les paires  $q\bar{q}$  sont produites dans un état octet de couleur et se neutralisent par l'émission de gluons pour former un état singulet de couleur et donc un quarkonia.

La probabilité que les quarks de la paire s'hadronisent en un quarkonia est donnée par une fonction d'onde de Schrödinger qui fait intervenir des effets non-perturbatifs. Les règles de sélection appliquées sur le spin  $S$  et le moment orbital  $L$  de la paire permettent de calculer la section efficace de production des différents quarkonia d'une même famille via la relation :

$$\sigma_{[2s+1L_J]} = \sum P_L \sigma_{q\bar{q}} [2s+1L_J]$$

$P_L$  est la probabilité qu'une paire  $q\bar{q}$  caractérisée par le couple (L,S) évolue en un quarkonia de nombre quantique  $2s+1L_J$ .  $P_L$  est soit calculée par la QCD sur réseau, soit ajustée sur les données expérimentales. Néanmoins, les études menées par la collaboration CDF<sup>12</sup> auprès du Tevatron ont montré que ce modèle sous-estime largement la production du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$ . De plus, la dépendance en  $p_t$  de ces résonances suggérée par ce modèle est incompatible avec les données expérimentales (figures 2.21).

<sup>9</sup>CEM : Color Evaporation Model

<sup>10</sup>CSM : Color Singlet Model

<sup>11</sup>COM : Color Octet Model

<sup>12</sup>CDF : Collider Detector at Fermilab

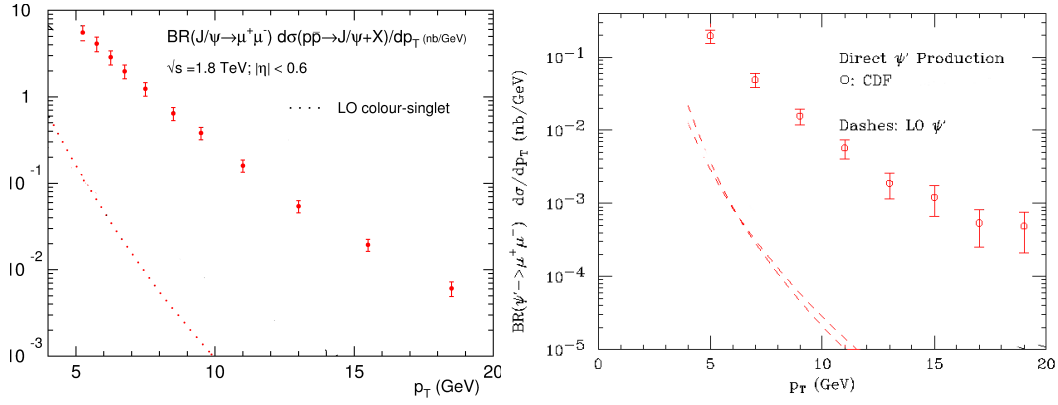


FIG. 2.21 – Comparaison des spectres en impulsion transverse des  $J/\Psi$  et  $\Psi'$  mesurés au Tevatron et prédit par CSM.

Cette sous-évaluation de la production de quarkonia est en partie liée aux hypothèses sous-jacentes du modèle CSM; en effet, la neutralisation de la couleur est supposée avoir lieu avant le processus d'hadronisation et donc sur des échelles de temps très courtes. Partant de l'hypothèse que le processus de neutralisation de couleur pouvait intervenir pendant la phase d'hadronisation, Baldwin & Al.[24][25][26] ont élaboré le Modèle Octet de Couleur (COM).

### Le modèle octet de couleur.

Ce modèle s'appuie sur la QCD non-relativiste et prend en compte la cinématique des quarks. Le processus de formation d'un quarkonia est découpé en trois étapes illustrées par la figure 2.22.

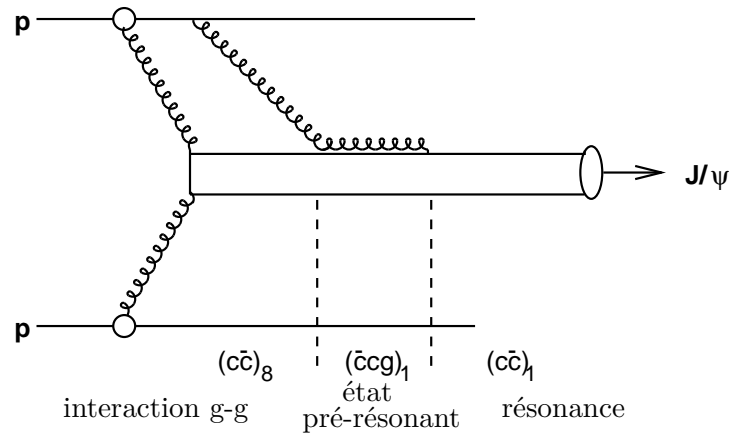


FIG. 2.22 – Mécanisme de production d'un onium via le modèle octet de couleur.

La première correspond simplement à la création d'une paire de quark  $q\bar{q}$ , issue de la fusion de deux gluons, dans un état octet de couleur noté  $|q\bar{q}(S, L, J) \rangle_8$ . La seconde étape du processus d'hadronisation consiste à combiner cet octet de couleur avec un ou plusieurs gluons du milieu environnant jusqu'à obtenir un état pré-résonant singulet de couleur  $|q\bar{q}(S, L, J)gg\dots \rangle_1$ . Cet état dit pré-résonant évolue ensuite en un état singulet de couleur  $|q\bar{q}(S, L, J) \rangle_1$  qui caractérise notre quarkonia. La figure 2.23 permet de comparer les modèles CSM et COM avec les données expérimentales de CDF. Le modèle COM semble décrire avec succès les sections efficaces de production du  $J/\Psi$  en fonction de  $p_t$  et de l'énergie disponible dans le centre de masse. De plus, le modèle COM prend en compte la dépendance des différents processus en fonction de la fraction d'impulsion  $x$  des partons : à haute énergie, des paires  $q\bar{q}$  sont produites avec des partons de  $x$  de plus en plus petits; la densité de gluons augmente et favorise donc les mécanismes de matérialisation des quarkonia. Cette prédiction semble être en accord avec les résultats expérimentaux

présentés figure 2.23.

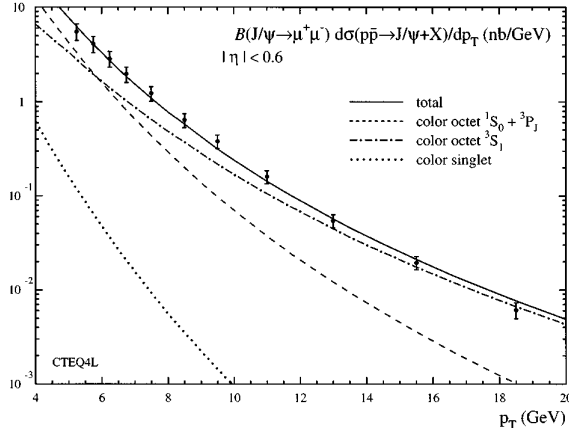


FIG. 2.23 – Comparaison des spectres en impulsion transverse des  $J/\Psi$  et  $\Psi'$  mesurés au Tevatron avec les prédictions du COM et CSM.

### 2.3.2 Mécanisme de suppression des quarkonia

#### Suppression par écrantage de couleur dans le PQG

L'une des signatures les plus prometteuse du PQG est la suppression **anormale** des résonances de la famille des  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ . Proposée en 1986 par Matsui & Satz[27], elle part de l'idée que la densité de charge de couleur dans le plasma est suffisante pour écranter le champ d'interaction qui existe entre une paire de quarks  $c\bar{c}$  ou  $b\bar{b}$ . Cet écrantage a pour conséquence d'empêcher la formation des états liés ; les quarks de la paire tendent alors à se recombiner avec les quarks du milieu, essentiellement composé de quarks légers  $u$  et  $d$ , pour former des mésons ( $D$  ou  $B$ ) et des baryons lourds. La production d'un plasma s'accompagnerait donc d'une sous-production des quarkonia, fait observé expérimentalement.

Pour schématiser ce phénomène, il est possible de représenter le potentiel existant entre deux quarks dans le vide par :

$$V(r) = kr - \frac{\alpha}{r}$$

où  $r$  est la distance inter-quark. A grande distance le potentiel est dominé par un terme de corde  $k$  qui induit le confinement. A courte distance, le couplage des quarks est représenté par un couplage de type coulombien via le terme en  $\frac{\alpha}{r}$ .

En présence d'un milieu partonique déconfiné très dense en charge de couleur, le terme de corde devient négligeable et le potentiel coulombien est de plus écranté. Au delà de la température critique de transition, le potentiel prend la forme suivante :

$$V(r) \propto -\frac{\alpha}{r} e^{-\frac{r}{\Lambda_D(T)}}.$$

Le paramètre  $\Lambda_D$  est la longueur de Debye : elle correspond à la distance à partir de laquelle le champ inter-quark est perturbé par celui des partons du PQG.

$\Lambda_D$  est calculée à partir de la QCD sur réseau et dépend de la température du système :  $\Lambda_D(T)$  décroît lorsque la température  $T$  augmente. Si  $\Lambda_D$  est inférieure à la dimension de la résonance, les deux quarks de la paire ne sont plus liés. Les différents états résonants ayant des dimensions différentes, ils sont donc dissociés à des températures différentes (tableau 2.4).

Si les collisions d'ions lourds conduisent à la formation d'un PQG, une suppression séquentielle des différentes résonances devrait être observée en fonction de la température  $T$  ou de la densité d'énergie  $\epsilon$  (figure 2.24). En fonction de  $\epsilon$ , l'ordre de cette suppression serait théoriquement :  $\Psi'$ ,  $\chi_c$ ,  $\Upsilon''$ ,  $\Upsilon'$ ,  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ .

Les dernières estimations des calculs QCD prédisent une température de dissociation  $T_d = 2.1T_c$  pour le  $J/\Psi$  et une densité d'énergie supérieure à  $25 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$ . La suppression *anormale* observée auprès du

Résonance	$J/\Psi$	$\chi_c$	$\Psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
Masse	3.097	3.525	3.686	9.46	10.02	10.35
Dimension (fm)	0.50	0.72	0.90	0.28	0.56	0.78
$T/T_c$	2.10	1.16	1.12	>4.0	1.60	1.17

TAB. 2.4 – Caractéristiques des résonances de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$  et température de dissociation normalisée à la température critique de transition.

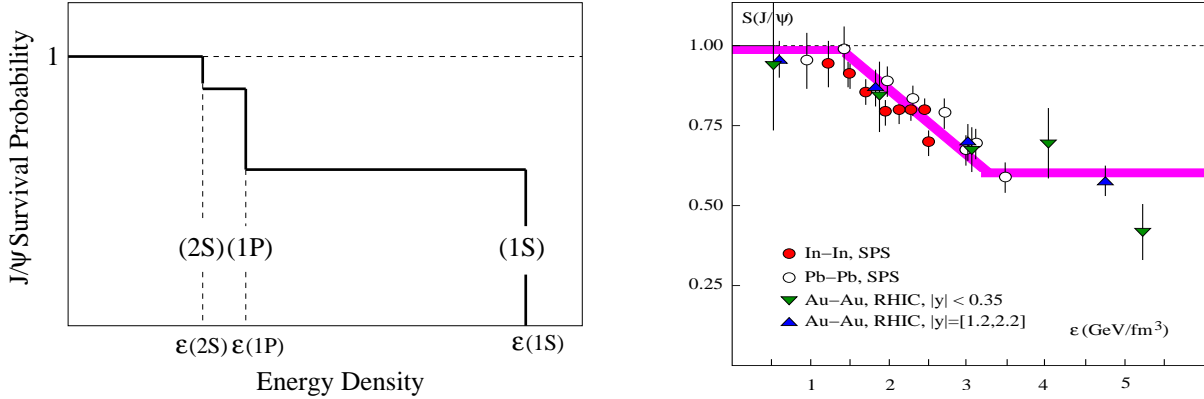


FIG. 2.24 – Suppression séquentielle des résonances de la famille du  $J/\Psi$ . Les spectres indiquent les probabilités de survie des états liés en fonction de la densité d'énergie.

RHIC et du SPS correspondrait à la suppression du  $\chi_c$  et du  $\Psi'$ .

Les résultats issus de l'expérience PHENIX du RHIC ont été le sujet de nombreuses discussions. En effet, malgré des densités d'énergie plus grandes, la suppression observée était du même ordre de grandeur que celle obtenue au SPS (tableau 2.4 et figure 2.24). Pour expliquer ce phénomène, un modèle de **coalescence** a été proposé. Celui-ci est supposé intervenir lorsque le nombre de paires de quarks charmés produits est très important. Selon le scénario du PQG, les paires de quarks sont dissociées dans le plasma. Or si l'abondance de ces quarks est suffisante, la probabilité que deux quarks issus de deux paires différentes se recombinent lors de l'hadronisation est non négligeable. Ce type de scénario est pour le moment difficile à quantifier et seules les expériences du LHC permettront d'explorer ce modèle.

### Suppression hadronique dans le modèle des co-voyageurs (comovers)

Il existe un modèle de suppression du  $J/\Psi$  purement hadronique : le modèle des *comovers*. Les comovers désignent des hadrons produits au moment de la collision et qui se propagent conjointement avec les quarkonia. Par leur proximité, ils sont susceptibles d'interagir avec ces derniers via des collisions inélastiques et de produire ainsi deux mésons lourds.



Ce modèle ne met en jeu que des effets purement hadroniques et propose donc un scénario alternatif au PQG. Il peut s'appliquer à différents types de collision et prédit une diminution de la production des quarkonia dans les collisions noyau-noyau. Le taux de survie d'un quarkonia dans le milieu hadronique dense et chaud produit lors de la collision est donné par :

$$S^{co}(b, s) \propto \exp \left\{ -\sigma_{co} n_y^{co} \tau_0 \ln \left[ \frac{n_y^{co}}{n_f} \right] \right\}$$

La suppression dépend de la densité des comovers  $n_y^{co}$ , de la densité de comovers  $n_f$  lors du freeze-out à  $\tau_0$  et de la section efficace d'interaction comover- $J/\Psi$  notée  $\sigma_{co}$ . La suppression prédite en fonction de la centralité de la collision est progressive et semble en bon accord avec les résultats obtenus en collision

plomb-plomb auprès du SPS (figure 2.25). Ce modèle est cependant en moins bon accord avec les données expérimentales du RHIC puisqu'il ne permet pas d'expliquer l'évolution de la suppression du  $J/\Psi$  en fonction de la rapidité (voir chapitre 7).

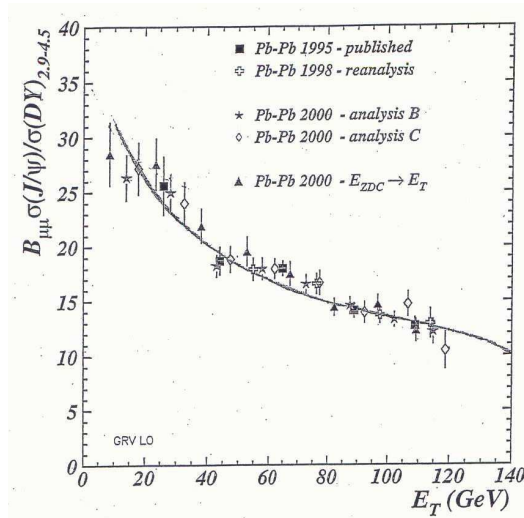


FIG. 2.25 – Confrontation du modèle des comovers avec les données expérimentales du SPS.

### 2.3.3 Les effets nucléaires froids

Afin de mettre en évidence la suppression des quarkonia, il convient de déterminer les taux de production de particules en l'absence de PQG. Dans le cadre du LHC, cette étape sera réalisée dans le cadre des collisions  $p - p$  et  $p - Pb$ . Elle permettra d'étudier les effets purement nucléaires et de servir ainsi de référence pour l'étude de la suppression anormale liée au PQG. Parmi ces effets, il faut distinguer les effets de **shadowing** et l'effet Cronin dans l'état initial de la collision, et l'**absorption nucléaire** dans l'état final.

#### Le shadowing

Le *shadowing* est un effet de l'état initial de la collision et intervient directement sur la production de paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$ . Pour des collisions de très haute énergie comme au RHIC et au LHC, les processus de création de paires de quarks lourds sont dominés par l'interaction dure entre deux gluons. Or le nombre de ces processus dépend de la distribution des gluons dans les noyaux qui varie selon l'énergie et la dimension des noyaux considérés.

En effet, l'augmentation de l'énergie permet d'atteindre des fractions d'impulsion  $x_B$  (voir chapitre 7) plus petits. C'est un domaine où les processus de fusion de gluons à l'intérieur des noyaux deviennent importants. Dans un noyau lourd, le nombre de gluons par nucléon participant à la collision est alors plus faible que dans un proton. Le nombre de paires de quarks produites en collision proton-noyau normalisé au nombre de nucléons est plus faible qu'en collision proton-proton. Plus formellement, les sections efficaces de production d'une paire de quarks en proton-proton et proton-noyau satisfont l'inégalité suivante :

$$\sigma_{pA} < A\sigma_{pp}$$

Il est donc très important de caractériser le *shadowing* pour le soustraire à la suppression anormale liée au PQG. Pour tenir compte des effets liés au *shadowing*, il est nécessaire de connaître les fonctions de distribution partonique  $f_i^n(x, Q^2)$  dans le nucléon. Elles correspondent à la probabilité de trouver un parton  $i$  ( $i$  désignant soit les quarks de valence, les quarks de la mer ou les gluons) de fraction d'impulsion  $x$  pour un  $Q^2$  donné dans un nucléon  $n$ . Pour un noyau  $A$ , cette fonction de distribution partonique s'écrit  $f_i^A(x, Q^2)$ . Le *shadowing* est alors quantifié par le rapport  $R_g^A$  défini pour les gluons par :



$$R_g^A = \frac{f_{gluon}^A(x, Q^2)}{A f_{gluon}^n(x, Q^2)}$$

La région de *shadowing* est définie lorsque ce rapport est inférieur à l'unité. Lorsque  $R_g^A > 1$ , la notion d'*anti-shadowing* est évoquée mais n'a aucune signification physique particulière. Les travaux d'Eskola & al. [28] [29] ont permis de définir ces rapports pour le noyau de plomb en fonction de  $x$  et des différentes valeurs de  $Q^2$  (figure 2.26). Les fonctions de distribution partonique ont été calculées à partir des équations d'évolution DGLAP au *Leading-Order*. Les résultats obtenus ont par la suite été ajustés avec les fonctions de distribution CTEQ4. Aux énergies du LHC, ces prédictions conduisent à une situation dans laquelle le *shadowing* serait très important. Nous reviendrons sur ce point dans les prochains chapitres.

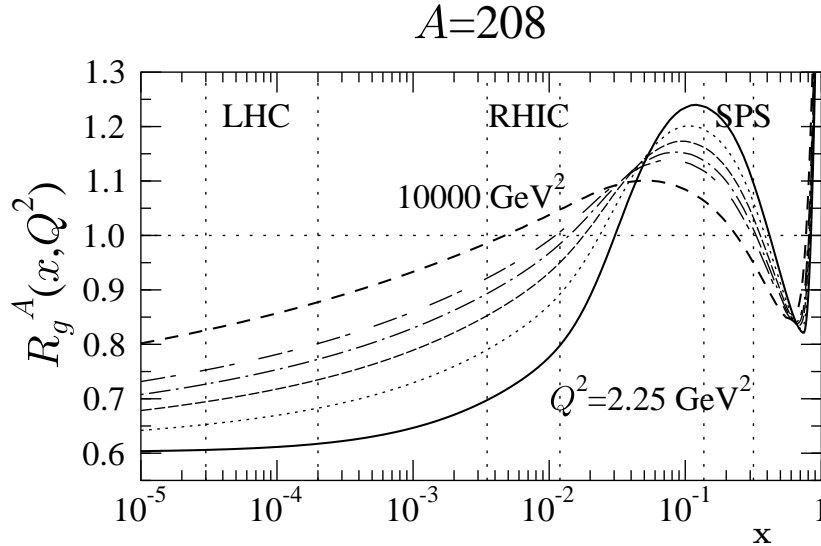


FIG. 2.26 – Facteur de modification nucléaire  $R_g^A$  associé aux fonctions de distribution des gluons du plomb en fonction de  $x$  et pour différentes valeurs de  $Q^2$ . Sont indiqués les domaines cinématiques en  $x$  atteints auprès des expériences SPS, RHIC et LHC.

### Effet Cronin

L'effet Cronin[30] est directement relié aux effets de diffusion multiple des partons dans la matière nucléaire. Avant toute interaction partonique dure, ces diffusions dévient les partons de leur trajectoire initiale qui acquièrent ainsi une impulsion transverse. La figure 2.27 qui représente la distribution en  $p_t$  du rapport entre les hadrons chargés mesurés en collision d-Au et p-p, montre que cet effet est nettement visible lors des collisions de type proton-noyau. Ce rapport met en évidence un déficit des particules dont l'impulsion transverse  $p_t$  est inférieure à  $1.5 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  et un excès de particules dans la régions des  $p_t$  intermédiaires. A très haut  $p_t$ , cet effet disparaît.

### L'absorption nucléaire

L'absorption nucléaire est interprétée comme la dissociation de l'état pré-résonant des quarkonia dans la matière nucléaire non déconfinée. Celle-ci est due aux effets de diffusions multiples des quarks de la paire dans les noyaux qui favorisent la fragmentation du  $q\bar{q}$  et dépend donc de la quantité de matière nucléaire traversée. L'expérience NA38[31][32] a mis en évidence une suppression du nombre de  $J/\Psi$  pour des collisions S-U ainsi qu'en proton-noyau. La figure 2.28 illustre ce résultat en représentant le nombre de  $J/\Psi$  produits et normalisé par le Drell-Yan en fonction de la longueur  $L$  de matière nucléaire traversée, pour différents systèmes de collisions et à différentes énergies (200 et 450 GeV). Plus  $L$  est importante, plus le nombre de  $J/\Psi$  diminue.

Sachant que dans les collisions proton-noyau la densité d'énergie est insuffisante pour qu'il y ait création d'un plasma, l'origine de cette suppression, qualifiée de **normale**, est purement nucléaire.



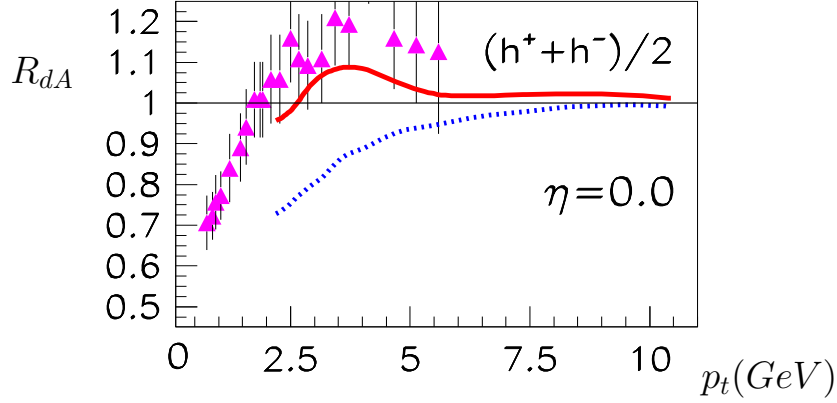


FIG. 2.27 – Rapport  $R_{dA}$  des hadrons chargés en fonction de  $p_t$  obtenu auprès de l'expérience BRAHMS à rapidité centrale[30]. La courbe en pointillé correspond aux prédictions ne considérant que les effets de *shadowing*. Les prédictions théoriques prenant en compte les effets Cronin et *shadowing* sont indiquées en trait plein. Le pic observé autour de  $3 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  est du à l'effet Cronin.

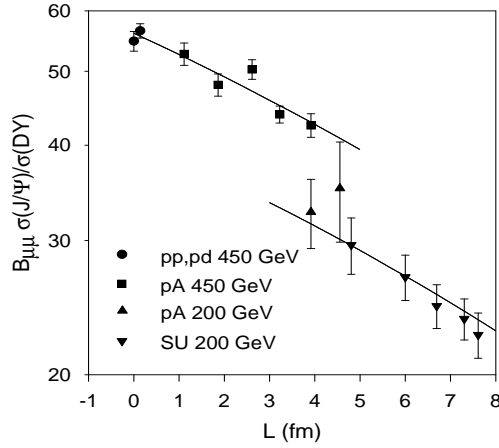


FIG. 2.28 – Suppression normale du  $J/\Psi$  dans l'expérience NA38.

En général, les effets nucléaires froids sont globalement quantifiés au travers du paramètre  $\alpha$  de la relation :

$$\sigma_{pA \rightarrow \text{quarkonia}} = (pA)^\alpha \sigma_{nn \rightarrow \text{quarkonia}}$$

La section efficace de production du  $J/\Psi$  en collisions pA est exprimée en fonction de celle obtenue en collision nucléon-nucléon, A représentant le nombre de nucléons du noyau sondé. Le paramètre  $\alpha$  est ajusté à partir des données expérimentales ce qui permet de déterminer les sections efficaces d'absorption  $\sigma_{abs}$  de chacune des résonances de la famille du  $J/\Psi$ . D'un point de vue physique,  $\alpha$  regroupe les effets de *shadowing* qui tendent à diminuer la section efficace de production des paires ainsi que l'absorption nucléaire. L'*anti-shadowing* étant dominant aux énergies du SPS, la valeur du paramètre  $\alpha$  permet donc de caractériser la suppression normale liée à l'absorption nucléaire. Aux énergies du LHC, l'évaluation de l'absorption nucléaire avec  $\alpha$  est plus difficile. En raison des effets de Lorentz dans la direction des faisceaux, la longueur de matière à traverser par les pré-résonances diminue d'où une absorption nucléaire moindre (voire négligeable). Parallèlement, les effets de *shadowing* deviendront plus importants. Il ne sera donc pas possible de discriminer ces deux effets à partir de cette méthode. La suppression des charmonia sera étudiée au LHC dans les collisions proton-proton, proton-plomb et plomb-plomb, en particulier auprès du détecteur ALICE et son spectromètre à muons.

# Bibliographie

- [1] David Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. John Wiley & Sons, Inc., 1987. ISBN 0-471-60386-4.
- [2] H.D. Politzer. Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? *Phys. Rev. Lett.*, page 1346, 1973. [http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1346\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRL/v30/i26/p1346_1).
- [3] F. Becattini. Thermal hadron production in  $pp$  and  $p\bar{p}$  collisions. *Z.Phys. C*, 76 :269, 1997. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9702274>.
- [4] F. Karsch, E. Laermann, and A. Peikert. The pressure in 2, 2+1 and 3 flavour QCD. *Phys. Lett. B*, 478 :447, 2000. <http://arxiv.org/abs/hep-lat/0002003>.
- [5] M.L. Miller & Al. Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0701025>.
- [6] J.D. Bjorken. Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions : The Central Rapidity Region. *Phys. Rev. D*, 27 :140, 1983. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p140\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p140_1).
- [7] K. Adcox & Al. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC. Experimental evaluation by the PHENIX collaboration. *Nucl. Phys. A*, 757 :184, 2005. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0410003>.
- [8] P. Romatschke. Fluid turbulence and eddy viscosity in relativistic heavy-ion collisions. *INT PUB 07-26*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/0710.0016>.
- [9] P. Romatschke and U. Romatschke. How perfect is the RHIC fluid? *INT PUB 07-14*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/0706.1522>.
- [10] A. Poskanzer and S. Voloshin. Methods for analysing anisotropic flow in relativistic nuclear collision. *Phys. Rev. C*, 58 :1671, 1998. [http://prola.aps.org/pdf/PRC/v58/i3/p1671\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRC/v58/i3/p1671_1).
- [11] A. Adams & al. Azimuthal Anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Collider : The First and Fourth Harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :062301, 2004. <http://scitation.aip.org/getpdf/servlet/GetPDFServlet?filetype=pdf&id=PRLTA0000092000006062301000001&idtype=cvips&prog=normal>.
- [12] R. Snellings & al. Anisotropic Flow from RHIC to the LHC. *Eur. Phys. J C*, 49 :87, 2007. <http://scitation.aip.org/getpdf/servlet/GetPDFServlet?filetype=pdf&id=PRLTA0000092000006062301000001&idtype=cvips&prog=normal>.
- [13] Adams & Al. Particle-type dependance of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :052302, 2004. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0306007>.
- [14] D. Molnár and S.A. Voloshin. Elliptic flow at large transverse momenta from quark coalescence. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :092301, 2003. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0302014>.
- [15] B.Müller. Hadronic Signals of Deconfinement at RHIC. *Contribution to RBRC Scientific Articles Proceedings Series New Discoveries at RHIC*, 2004. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0404015>.
- [16] J.W Cronin & Al. Production of hadrons with large transverse momentum at 200, 300, and 400-GeV. *Phys. Rev. D*, 11 :3105, 1975. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v11/i11/p3105\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v11/i11/p3105_1).
- [17] K. Reyges & Al. Direct Photon Production from SPS to RHIC Energies. *Eur. Phys. J C*, 43 :393, 2005. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0502018>.

- [18] V.S. Timóteo and C.L. Lima. Chiral symetry restauration and pion properties in a q-deformed NLJ model. *Brazilian Journal of Physics*, 36, 2005. [http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0103-97332006000200013&lng=e&nrm=iso&tlng=e](http://www.scielo.br/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0103-97332006000200013&lng=e&nrm=iso&tlng=e).
- [19] S. Damjanovic & NA60 collaboration. First measurment of the  $\rho$  spectral function in nuclear collisions. *Eur. Phys. J C*, 49 :235, 2007. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0609026>.
- [20] S. Damjanovic & NA60 collaboration. NA60 results on the  $\rho$  spectral functions in In-In collisions. *Nucl. Phys. A*, 783 :327, 2007. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0701015>.
- [21] H. Fritzsch. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions - A test of quantum chromodynamics. *Phys. Lett. B*, 67 :217, 1977.
- [22] J.P. Lansberg.  $J/\Psi$ ,  $\Psi'$  and  $\Upsilon$  Production at Hadron Colliders : a review. *Int. J. Mod. Phys. A*, 21 :3857, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0602091>.
- [23] E.L. Berger and D.L. Jones. Inelastic photoproduction of  $J/\Psi$  and  $\Upsilon$  by gluons. *Phys. Rev. D*, 23 :1521, 1981. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v23/i7/p1521\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v23/i7/p1521_1).
- [24] G.T. Bodwin, E. Braaten, and G.P. Lepage. Rigourous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev. D*, 55 :5853, 1997. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v55/i9/p5853\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v55/i9/p5853_1).
- [25] B.A. Kniehl and G. Kramer. TEVATRON-HERA Colour-Octet Charmonium Anomaly Versus Higher-Order QCD Effects. *Eur. Phys. J C*, 6 :493, 1999. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9803256>.
- [26] M. Beneke and M. Krämer. Direct  $J/\Psi$  and  $\Psi'$  polarization and cross section at the Fermilab Tevatron. *Phys. Rev. D*, 55 :5269, 1997. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9611218>.
- [27] T. Matsui and H. Satz.  $J/\Psi$  Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett. B*, 178, 1986.
- [28] K.J. Eskola, V.J. Kohlinen, and P.V. Ruuskanen. EKS98 Parametrization of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, 535 :351, 1998. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9802350>.
- [29] K.J. Eskola, V.J. Kohlinen, and P.V. Salgado. The Scale dependent nuclear effect in parton distributions for practical applications. *Eur. Phys. J C*, 9 :61, 1999. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9807297>.
- [30] G.G. Barnaföldi, G. Papp, P. Lévai, and G. Fai. Cronin Effect at Different Rapidities at RHIC. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 30 :S1125, 2004. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0404012>.
- [31] A.K. Chaudhuri. Nuclear absorption of Charmoniums in pA and AA collisions. *Phys. Rev. C*, 68 :014906, 2003. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0302044>.
- [32] B. Alessandro & Al.  $J/\Psi$  and  $\Psi'$  production and their normal nuclear absorption in proton-nucleus collisions at 400 GeV. *CERN-PH-EP/2006-018*, 2006. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0612012>.

# Chapitre 3

## Le détecteur ALICE au LHC

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Le LHC</b>	<b>39</b>
<b>3.2</b>	<b>Le détecteur ALICE</b>	<b>42</b>
3.2.1	Les détecteurs à rapidité centrale	42
3.2.2	Les détecteurs à grande rapidité	47
<b>3.3</b>	<b>Spectromètre à muons</b>	<b>49</b>
3.3.1	Absorbeurs	50
3.3.2	Dipôle magnétique	51
3.3.3	Chambre de Triggers	52

---

Le **Large Hadron Collider** (LHC) est le prochain grand accélérateur de particules qui sera mis en opération au CERN. Cinq expériences seront installées auprès de cet accélérateur :

- ATLAS dont le but sera de mettre en évidence la boson de Higgs et les particules super-symétriques en collisions proton-proton ;
- CMS (Compact Muon Solenoid) aussi dédiée à la recherche du boson de Higgs et des particules super-symétriques. Il aura aussi la tâche d’analyser les événements issus de collisions d’ions lourds et tester ainsi les principes de la QCD ;
- TOTEM chargée de mesurer les interactions inélastiques et élastiques des collisions hadroniques dans le domaine des grandes rapidités ;
- LHC-b est destinée à l’étude de la violation CP via la production des quarks b ;
- ALICE (A Large Hadron Collider) sera dédiée à l’étude de la matière nucléaire via les collisions d’ions lourds.

### 3.1 Le LHC

Le Large Hadron Collider[1] est entré dans sa phase finale d’installation. Implanté dans l’ancien tunnel circulaire du LEP (Large Electron Positron collider) d’une circonférence de 27 kilomètres et à une profondeur moyenne de 100 mètres, il permettra d’accélérer des hadrons à des énergie jamais atteintes dans un accélérateur. Ce collisionneur est constitué de deux tubes faisceau soumis à un vide extrême de  $10^{-10}$  Torr afin d’éviter au maximum les interactions entre le faisceau et le gaz résiduel. Dans sa configuration optimale, l’énergie de chaque faisceau en collision proton-proton sera de  $7$  TeV, à comparer aux  $100$  GeV actuellement produits au RHIC du BNL et aux  $0.98$  TeV au TEVATRON du FermiLab (collision  $p\bar{p}$ ).

Pour atteindre une telle performance, ces faisceaux sont guidés par 1232 aimants dipolaires supraconducteurs (refroidis à 1.9 K) délivrant un champ magnétique de 8.4 Tesla. Fait caractéristique de ces aimants, la valeur du champ magnétique est la même pour chaque tube faisceau mais de direction opposée. Dans le cadre de collisions dites asymétriques (A-B), les énergies des faisceaux sont par conséquent interdépendantes et le référentiel du centre de masse ne coïncide alors pas forcément avec celui du laboratoire. En terme de rapidité  $\delta y$ , le décalage s’exprime par la relation  $\delta y = -\frac{1}{2} \frac{Z_A^* A_B}{Z_B^* A_A}$ ,  $A_i$  étant le numéro de masse et  $Z_i$  le numéro atomique de l’ion  $i$ . La focalisation du faisceau est prise en charge par un ensemble

de quadripôles supra-conducteurs répartis sur la longueur du collisionneur. Ils permettent également de réguler la luminosité (nombre de particules par unité de surface et de temps) à l'entrée de chacun des détecteurs.

L'accélération des hadrons chargés est réalisée par étapes. Les protons et les noyaux chargés sont produits par des sources ECR (Electron Cyclotron Resonance) puis sont respectivement accélérés par les accélérateurs linéaires LINAC-2 et LINAC-3. En sortie du LINAC-2, les protons ( $H^+$ ) ont une énergie de  $50 \text{ MeV}$  et sont injectés dans le booster du PS (Proton Synchrotron). Concernant les noyaux de plomb, le procédé est plus complexe (figure 3.2 du bas). Produits dans l'état ionique  $Pb^{27+}$ , les noyaux sont accélérés par le LINAC-3 vers une cible d'épluchage de carbone de  $1 \mu\text{m}$  d'épaisseur qui permet d'atteindre des états plus excités. Les noyaux  $Pb^{54+}$  de  $4.2 \text{ MeV/nucléon}$  sont sélectionnés à l'aide d'un champ magnétique puis accumulés et accélérés à une énergie de  $72 \text{ MeV/nucléon}$  dans le LEIR (Low-Energy Injector Ring) qui confère au faisceau une structure en paquets. Lorsque la luminosité est suffisamment élevée, les paquets sont envoyés vers le booster du PS.

Les ions  $H^+$  et  $Pb^{54+}$  sont ensuite stockés dans l'anneau du PS à des énergies de  $28$  et  $5.9 \text{ GeV/nucléon}$  avant d'être acheminés vers le SPS (Super Proton Synchrotron). Lors de ce transfert, les atomes de plomb sont de nouveau dépouillés de leurs électrons en étant envoyés sur une feuille d'aluminium et seuls les états  $Pb^{82+}$  sont sélectionnés. Dans le SPS, protons et noyaux de plomb atteignent respectivement des énergies de  $450$  et  $177 \text{ GeV/nucléon}$ ; le LHC a en charge d'accélérer ces hadrons aux énergies nominales de  $7$  et  $2.76 \text{ TeV/nucléon}$ .

Les caractéristiques des faisceaux de protons et des noyaux de plomb au LHC sont résumées dans le tableau 3.1.

	protons	$Pb^{82+}$
Energie (TeV/nucléon)	7	2.76
Energie dans le centre de masse (TeV)	14	5.5
Nombre de particules par paquet	$1.1 \cdot 10^{11}$	$6.8 \cdot 10^7$
Section efficace d'interaction (barn)	0.07	7.7
Période des paquets (ns)	25	100
Luminosité maximale ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$10^{34}$	$10^{27}$
Luminosité auprès d'ALICE ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$10^{31}$	$10^{27}$

TAB. 3.1 – Caractéristiques des faisceaux de protons et de plomb au LHC

La luminosité  $L$  correspond au nombre de particules par unité de surface transverse (à l'axe des faisceaux) et par unité de temps aux différents points d'interaction où sont situées les diverses expériences. Elle permet donc de calculer le nombre d'événements attendus par unité de temps ( $N$ ) pour un processus donné de section efficace  $\sigma$  :  $N = L\sigma$ . Elle est maximale ( $L_0$ ) lors de l'injection du faisceau puis décroît en fonction du temps. Au LHC, la principale cause de cette diminution sont les collisions entre faisceaux et prend la forme suivante :

$$L(t) = \frac{L_0}{(1 + t/\tau_{\text{coll}})^2} \quad \text{avec} \quad \tau = \frac{N_0^{\text{tot}}}{L\sigma_{\text{tot}}k}$$

où  $L_0$  est la luminosité nominale du faisceau,  $N_0^{\text{tot}}$  son intensité initiale,  $\sigma_{\text{tot}}$  la section efficace totale d'interaction et  $k$  le nombre de points d'interaction.

Le faisceau du LHC devra fournir une statistique satisfaisante pour les études menées auprès des cinq expériences qu'il alimente. Le temps de vie du faisceau n'est pas défini précisément et sera ajusté pour satisfaire au mieux les différentes expériences. Dans le cas idéal, le taux de collision ne dépend que de la luminosité aux différents points d'interaction et du nombre d'expériences en cours d'acquisition. Dans ces conditions, le temps de demi-vie faisceau est estimé à 6.7, 3.1 et 2.7 heures (dans le cas de faisceau de plomb de luminosité initiale de  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  et pour respectivement 1, 2 ou 3 expériences) et le temps de remplissage du LHC à 20 minutes. Lorsque le taux de collisions sera considéré insuffisant, les deux faisceaux seront éjectés des anneaux, le régime des dipôles du LHC abaissé à  $450 \text{ GeV}$  et l'accélérateur de nouveau approvisionné par le SPS.

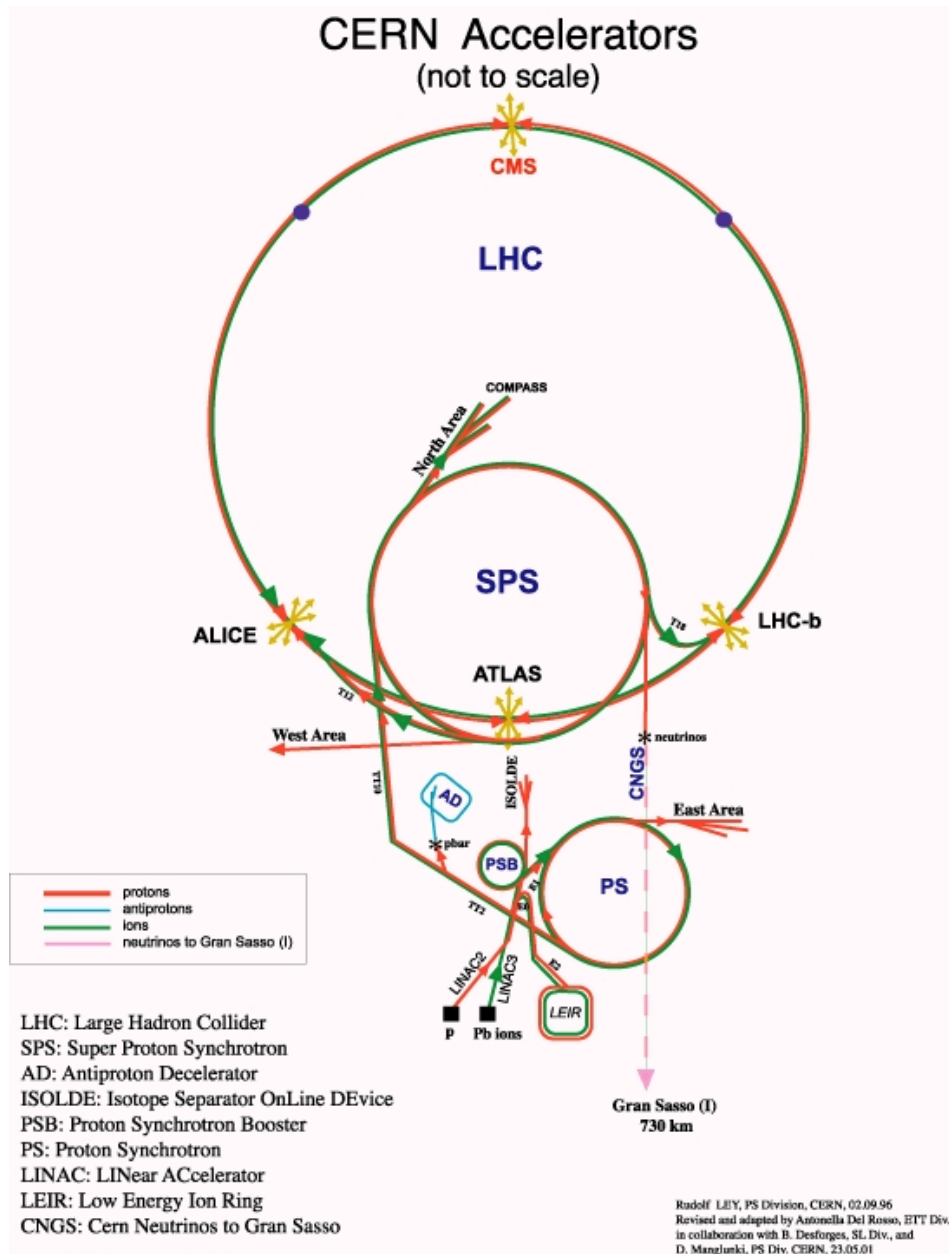


FIG. 3.1 – Complexe d'accélération des hadrons.

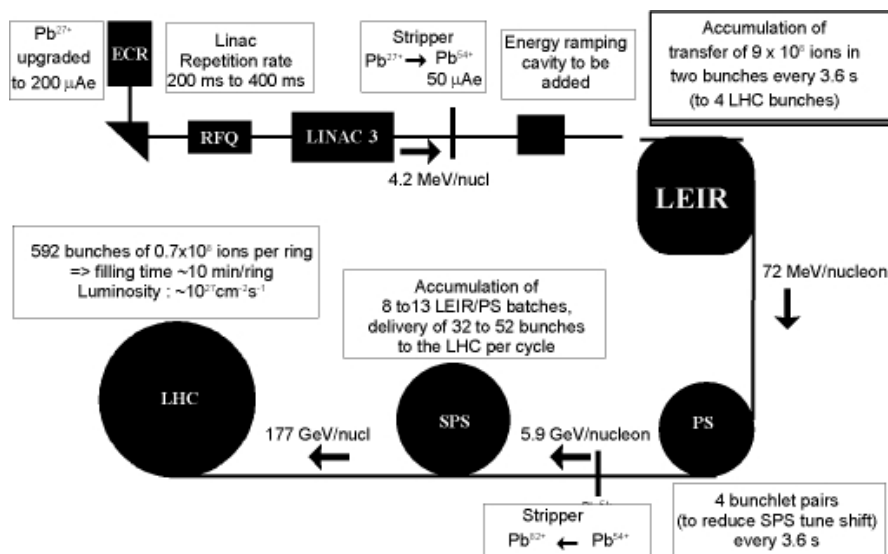


FIG. 3.2 – Séquence d'accélération des noyaux de plomb.



Dans la pratique, lors du démarrage du LHC, ce scénario sera probablement très différent. La chaîne d'accélération du LHC étant très complexe, la synchronisation des différentes phases d'injection et d'accélération ne sera probablement pas optimale et le temps de remplissage moyen du LHC beaucoup plus long que les 20 minutes attendues. Le temps de vie du faisceau sera alors ajusté pour garantir une statistique optimale en tenant compte du taux d'échec lors des différentes phases de fonctionnement de l'accélérateur.

## 3.2 Le détecteur ALICE

ALICE[2] est la seule expérience du LHC dont l'objectif principal est d'étudier le milieu partonique produit lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, qui constitue le Plasma de Quarks et de Gluons[3]. La principale difficulté technique de ce type d'expériences réside dans le nombre de particules produites dans l'état final : la multiplicité. La constitution du cahier des charges a pris en compte les résultats les plus contraignants des diverses simulations réalisées à cet effet. Concernant la multiplicité, l'objectif fixé est de pouvoir mesurer près de 8000 particules chargées par unité de rapidité (pour  $-0.9 < y < 0.9$ ) nécessaires à l'étude des différentes observables énoncées dans le chapitre 2. En tenant compte des récents résultats obtenus à RHIC, les dernières extrapolations prédisent une multiplicité de 2300 particules par unité de rapidité. L'ensemble du dispositif expérimental est donc élaboré avec une confortable marge de sécurité. L'observation des particules est pris en charge par trois sous-systèmes de détecteurs (figure 3.3) :

- la partie centrale d'ALICE est constituée d'un grand nombre de détecteurs chargés de mesurer les hadrons, photons et leptons. Pour identifier les particules produites, l'ensemble de ces détecteurs est placé dans un champ magnétique solénoïdal (d'une valeur maximale de 0.5 Tesla) variable fourni par l'aimant de l'expérience L3 du LEP. La reconstruction des trajectoires des particules chargées et leur identification sont réalisées par le système de trajectographie interne (ITS) et la chambre à projection temporelle (TPC). L'identification des particules de grandes impulsions transverses est effectuée par un détecteur à temps de vol (TOF), un détecteur de rayonnement de transition (TRD) et un détecteur d'identification des particules de grandes impulsions (HMPID). L'étude des photons est prise en charge par le détecteur PHOS qui sera complété dans le futur par un calorimètre électromagnétique (EMCAL). Ce dernier permettra de mesurer les corrélations  $\gamma$ -jets ;
- le spectromètre à muons chargé de mesurer les spectres des résonances lourdes à grande rapidité ;
- les détecteurs couvrant les régions de "petits angles" (c'est-à-dire à très grande rapidité) dont les principales fonctions sont de donner le signal de référence aux détecteurs à temps de vol, d'éliminer les événements issus des interactions faisceau-gaz et d'évaluer la centralité des collisions. Cette dernière étant principalement réalisée à l'aide d'un calorimètre (ZDC).

### 3.2.1 Les détecteurs à rapidité centrale

**ITS - Inner Tracking System** Le système de trajectographie interne[4] est situé au plus proche de la collision et couvre un domaine en rapidité de  $|\eta| < 0.9$ . Il se compose de six couches cylindriques de détecteurs silicium de haute granularité (17 millions de voies) et de technologies différentes. Les deux premières couches sont constituées de détecteurs à pixels (SPD), les deux couches intermédiaires de détecteurs à dérive (SDD), et les deux couches externes de détecteurs à micro-pistes (SSD) (figure 3.4 de gauche). A noter que la première couche du SPD a une acceptation en rapidité plus large ( $|\eta| < 1.75$ ) afin de mesurer au mieux la multiplicité des particules lors des collisions. La granularité du détecteur a été établie à partir d'une densité de particules supposée de  $90 \text{ part.cm}^{-2}$  et un taux d'occupation de quelques pour cent.

C'est le seul détecteur qui, par sa position et une résolution spatiale de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ , permet de reconstruire avec précision la trajectoire des particules chargées dont l'impulsion est inférieure à  $100 \text{ MeV.c}^{-1}$ , ce qui est particulièrement intéressant pour l'étude du flot collectif et des résonances de basse masse ( $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ ). Les performances de ce détecteur permettent de déterminer la position des vertex primaires et secondaires de la chaîne de décroissance des mésons charmés/beaux et des hypérons.

L'identification des particules (figure 3.4 de droite) est réalisée en mesurant la trajectoire et la perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$  de celles-ci lorsqu'elles traversent les détecteurs de silicium (dont l'épaisseur est de  $300 \mu\text{m}$ ). Pions et électrons sont bien identifiés pour  $p < 150 \text{ MeV.c}^{-1}$ , les kaons pour  $p < 500 \text{ MeV.c}^{-1}$  et les protons pour  $p < 900 \text{ MeV.c}^{-1}$ .

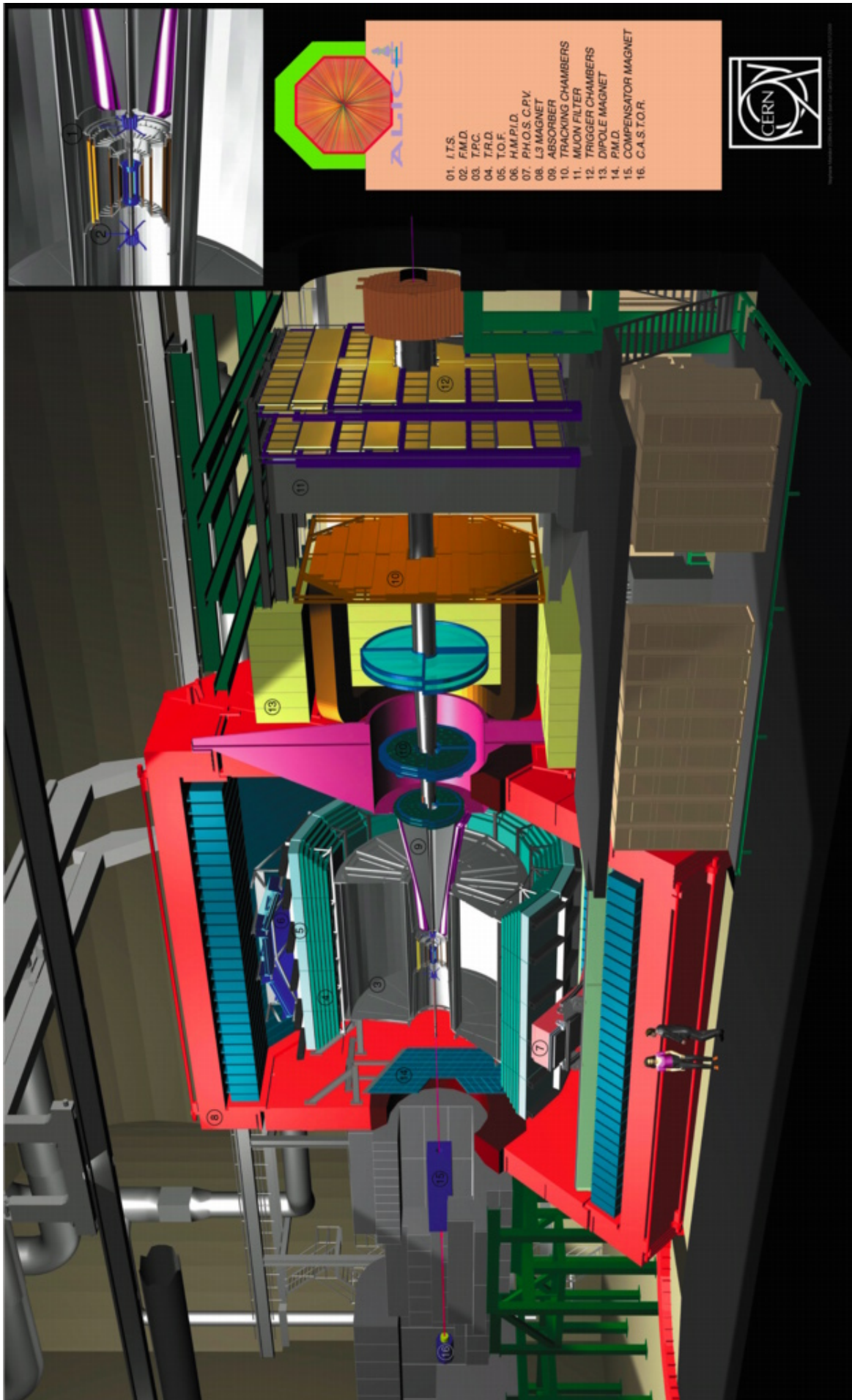


FIG. 3.3 – Vue du détecteur ALICE.



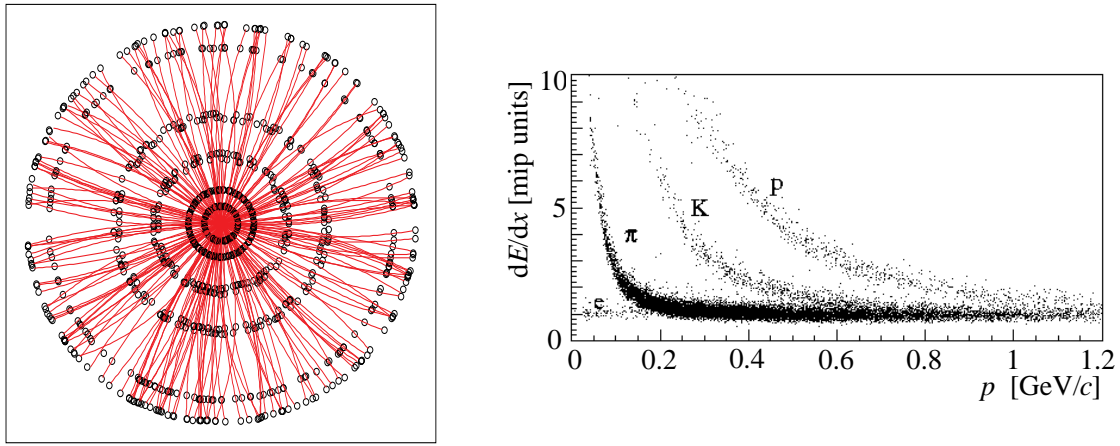


FIG. 3.4 – A gauche : exemple de reconstruction d'un événement dans l'ITS en utilisant les informations fournies par la TPC. A droite : graphe de corrélation entre la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion de différentes particules.

**TPC - Time Projection Chamber** La chambre à projection temporelle[5] est le détecteur principal de la partie centrale de l'expérience ALICE. Sa fonction est de collecter suffisamment d'informations afin de reconstruire la trajectoire des particules produites dans un domaine en rapidité compris entre  $-0.9 < \eta < 0.9$  avec une efficacité de 90% dans tout l'espace azimutal, de calculer l'impulsion des particules, et de les identifier via leur perte d'énergie  $\frac{dE}{dx}$ . Ceci est réalisé à l'aide d'un mélange gazeux ( $Ne$  :90% et  $CO_2$  :10%) enfermé entre deux cylindres de diamètre respectif de 85 et 250 cm, pour une longueur totale de 510 cm. Ce volume est scindé en deux régions symétriques par une électrode située au point d'interaction et sur laquelle est appliqué un champ électrique de 100 000 Volts. En traversant la TPC, la trajectoire des particules est mémorisée par le gaz sous forme de traces d'ionisation. Sous l'effet du champ électrique, les charges de ces dernières dérivent vers l'une ou l'autre des extrémités de la chambre constituée de 18 chambres multi-fils proportionnelles représentant 560 000 voies de lecture (voir figure 3.5). La TPC permet d'améliorer l'efficacité de reconstruction des vertex primaires et secondaires de l'ITS. L'ensemble des informations permettra d'étudier pour chaque événement la multiplicité et la distribution (flot) des particules identifiées en  $p_t$  et  $y$ , la mesure des résonances de la famille du  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$  ainsi que les baryons étranges et multi-étranges.

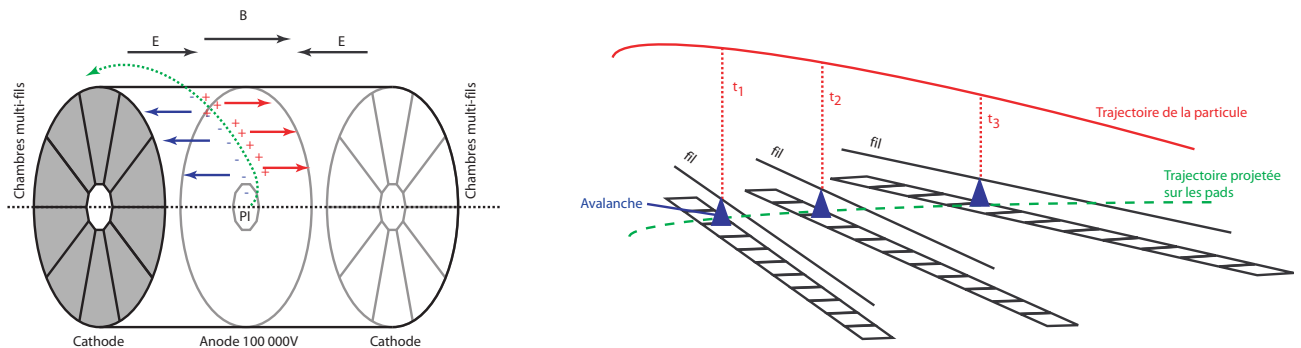


FIG. 3.5 – A gauche : schéma de la TPC traversée par une particule chargée. PI désigne le point d'interaction entre les deux faisceaux. A droite : projection temporelle de la trajectoire de la particule sur les chambres multi-fils à cathode segmentée.

**TOF - Time Of Flight** Associé à l'ITS et la TPC, ce détecteur "temps de vol"[6] permet d'identifier les particules chargées dont les moments sont compris entre  $0.5$  et  $2.5 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ , dans une couverture en rapidité  $\eta < 0.9$  et tout l'angle azimutal. Au vu de la surface couverte par ce détecteur et du grand nombre de particules attendues, la mesure du temps de vol est réalisée à partir de 1638 chambres de détection de type MRPC (Multi-gap Resistive Plate Chamber) réparties sur 90 modules. Les chambres MRPC sont des détecteurs gazeux qui, en terme de performances, combinent une résolution spatiale raisonnable avec une résolution temporelle typique d'un scintillateur (quelques dizaine de  $ps$ ). Elles sont donc bien adaptées pour mesurer le temps de vol des particules ou servir de système de déclenchement. Les MRPC utilisées (schématisées figure 3.6) consistent en un double empilement de cinq plaques de verre de  $400 \mu\text{m}$  d'épaisseur séparées par  $250 \mu\text{m}$  d'un mélange gazeux ( $C_2H_2F_4$  (90%),  $SF_6$  (5%) et  $C_4H_{10}$  (5%)). Chacun de ces empilements est placé entre deux plaques de résine très résistives. Cette architecture permet de soumettre le système à un champ électrique fort et homogène. Les MRPC fonctionnent en mode avalanche pour atteindre une résolution temporelle de  $50 ps$  avec une efficacité supérieure à 99%.

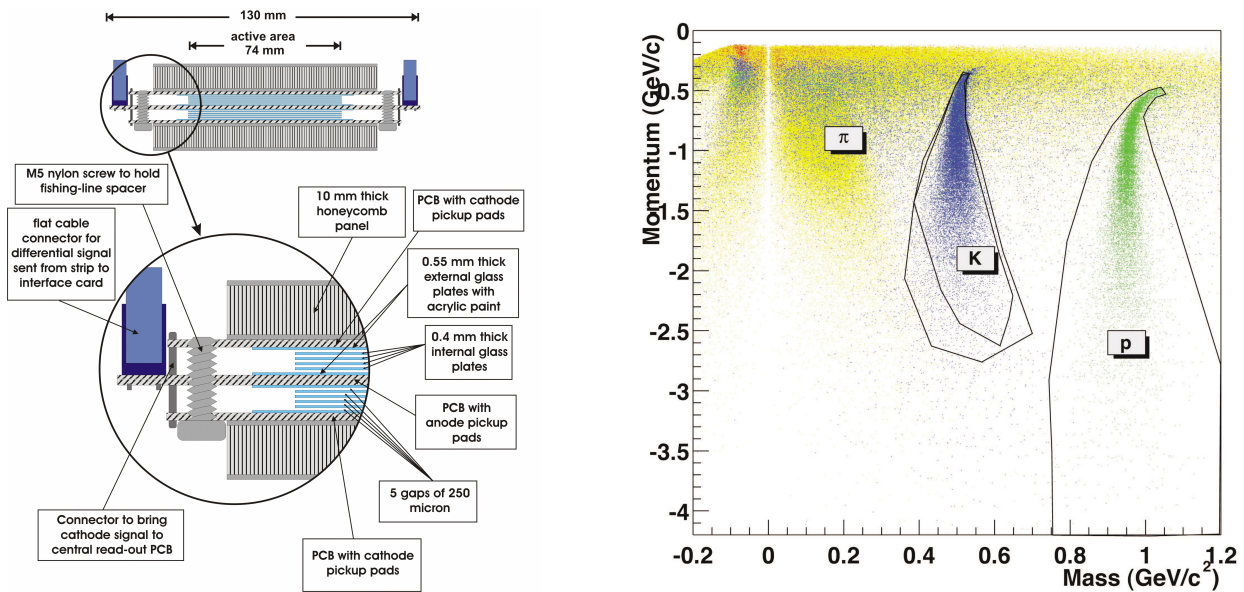


FIG. 3.6 – A gauche : coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF de ALICE. A droite : pouvoir de séparation en masse du détecteur TOF. Ces résultats ont été obtenus à partir d'une simulation de 100 événements HIJING et un champ magnétique de 0.2 Tesla.

La réponse quasi-instantanée des MRPC permet donc de mesurer le temps de vol d'une particule entre le point d'interaction et les MRPC du TOF. Le signal de référence est fourni par le détecteur  $T_0$  que nous verrons plus loin. En fonction de la trajectoire des particules et de leur vitesse, il est possible de mesurer la masse des particules et donc de les identifier. La figure 3.6 de droite montre les capacités du TOF à séparer les pions, kaons et protons en fonction de leur impulsion et de leur masse.

**TRD - Transition Radiation Detector** Le TRD[7] est un détecteur complémentaire de la TPC devant identifier les électrons d'impulsion supérieure à  $1 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$  qui n'ont pas été discriminés à partir de la TPC. La partie active des détecteurs TRD consiste en une succession de couches de matériaux d'indices différents. Lorsqu'une particule relativiste la traverse, elle émet un rayonnement X de transition à l'interface de deux couches dans la même direction que la particule source. La probabilité d'émission d'un photon diminue avec la masse de la particule détectée. Ce photon ionise ensuite un mélange gazeux  $Xe/CO_2$  et les charges induites sont amplifiées puis collectées par des cathodes segmentées (figure 3.7).

Dans la zone de rapidité centrale et couplé à l'ITS et la TPC, il devrait donc permettre de détecter les électrons issus de la décroissance des résonances légères et lourdes. L'ensemble des informations collectées devrait permettre d'évaluer le continuum di-leptonique dans un domaine en rapidité défini par  $|\eta| < 0.9$ . En couplant les informations ITS+TPC+TRD avec le spectromètre à muons, il sera également possible

d'étudier la corrélation muon-électron issus de la décroissance leptonique du charme et de la beauté ouverte dans un domaine en pseudo-rapidité étendu à  $0.9 < \eta < -4.0$ .

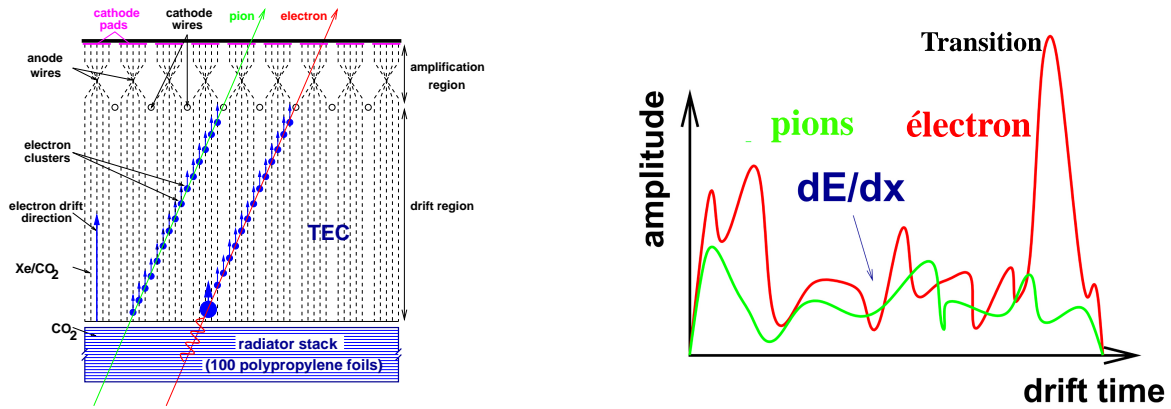


FIG. 3.7 – A gauche : vue transverse d'un détecteur TRD. A droite : schéma de l'évolution du signal sur le plan de cathode en fonction du temps selon le type de particule.

**HMPID - High Momentum Particle IDentification** Le HMPID[8] permet l'identification des particules possédant une très grande impulsion transverse c'est-à-dire au delà de la gamme en  $p_t$  accessible avec l'ensemble ITS-TPC-TOF. Il se compose de 7 détecteurs à effet Cherenkov (RICH) : les particules chargées interagissent avec un radiateur de perfluorohexane liquide d'indice  $n=1.2988$  en émettant un cône de lumière. Les anneaux de lumière sont ensuite détectés avec une photo-cathode d'iodure de césium qui convertit l'énergie des photons en charge électrique. Cette dernière est mesurée avec des chambres à fils à cathodes segmentées (figure 3.8 de gauche).

En fonction de l'impulsion des particules et de l'angle du cône de lumière, il est possible d'identifier les particules de haut  $p_t$  (figure 3.8). Ce dispositif doit permettre d'établir les rapports de production des particules chargées  $\pi/K$  et  $K/p$  dans des domaines en impulsion allant respectivement jusqu'à 3 et  $5 \text{ GeV}.c^{-1}$  avec une couverture en rapidité comprise entre  $-0.6 < \eta < 0.6$  et de  $60^\circ$  en azimut. Ceci sera particulièrement utile pour l'étude de la phase de pré-équilibre après une collision noyau-noyau.

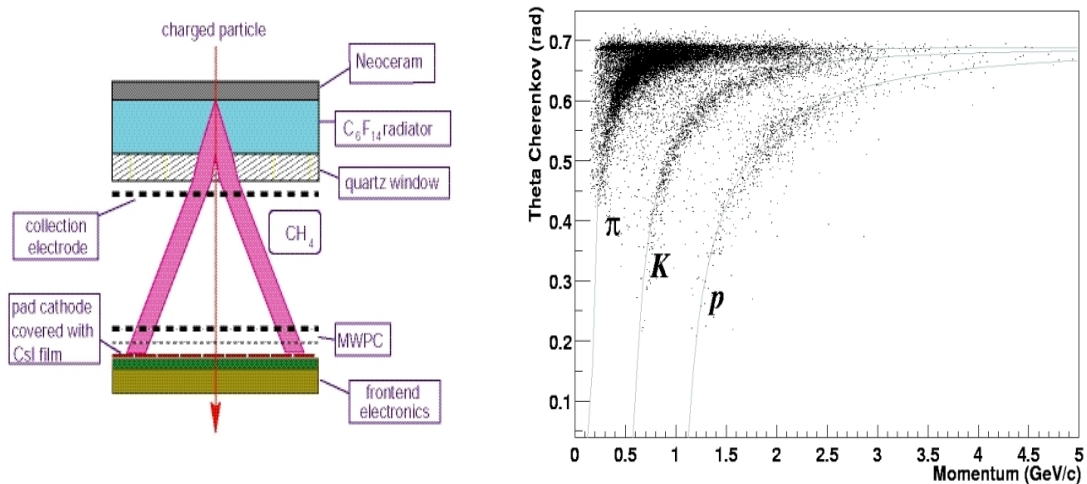


FIG. 3.8 – A gauche : coupe transverse des modules du HMPID. A droite : graphe de corrélation entre l'impulsion et l'angle du cône de lumière en fonction du type de particules chargées.

**PHOS - PHOton Spectrometer** C'est un spectromètre électromagnétique[9] de grande granularité et de haute résolution. Il est constitué de cinq modules composés de 3584 scintillateurs. Ces derniers sont des cristaux de plomb-tungstène ( $PbWO_4$ ) qui convertissent l'énergie des photons, énergie mesurée avec des photo-multiplicateurs de type APD (Avalanche Photo-Diode) (figure 3.9).

Ce dispositif permet donc de détecter en particulier les photons directs produits dans la collision ainsi que les mésons neutres via leur décroissance di-photonique. Il couvre une acceptation en rapidité comprise entre  $-0.12 < \eta < 0.12$  sur un angle azimutal de  $100^\circ$ . Comme évoqué au chapitre 2, les photons mesurés serviront à étudier les propriétés thermodynamiques du milieu produit lors de la collision d'ions lourds. De plus, la mesure des  $\pi_0$  et  $\eta$  permet d'obtenir des informations sur le phénomène de jet-quenching par les corrélations jet-jet et  $\gamma$ -jet.

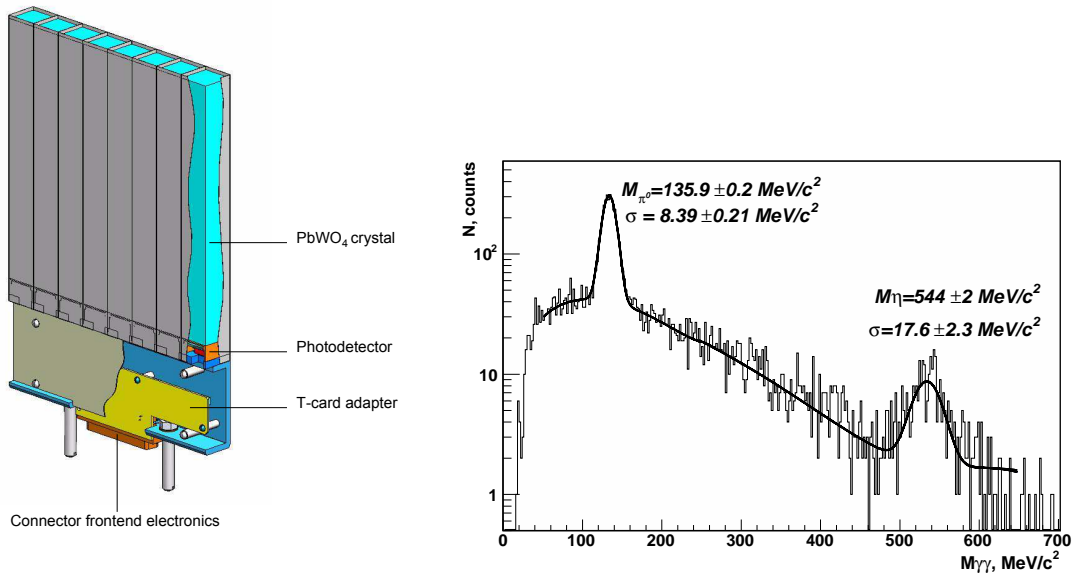


FIG. 3.9 – Module élémentaire du détecteur PHOS et résultat de simulations de mesure de la masse invariante des  $\gamma$ -jets.

**EMCAL - ElectroMagnetic CALorimeter** Le détecteur EMCAL est un calorimètre électromagnétique dont la vocation sera d'étudier la nature du *jet-quenching* observée dans les collisions d'ions lourds. Il sera capable de mesurer l'impulsion des particules chargées comprise entre  $0.1$  et  $100 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  avec une grande précision. Composé de 12 super-modules, il présentera une acceptation en rapidité comprise entre  $-0.7 < \eta < 0.7$  et de  $110^\circ$  en azimut. Chacun de ces modules est constitué de modules élémentaires construits à partir de 77 couches successives de plomb et de scintillateurs en polystyrène, le tout encapsulé et isolé dans une enveloppe de dioxyde de titane.

Couplé avec les informations de la TPC et du PHOS, il permettra d'étudier la corrélation azimutale des  $\gamma$ -jets. N'interagissant que très peu avec le plasma, les photons constituent donc un bon étalon pour déterminer l'énergie initiale du jet.

### 3.2.2 Les détecteurs à grande rapidité

**FWD - ForWard Detectors** C'est un ensemble de trois détecteurs[10] : le *V0*, le *T0* et le *FMD*. Chacun d'eux est décomposé en deux modules de détection placés de part et d'autre du point d'interaction.

Le détecteur *V0* est constitué de deux hodoscopes de scintillateurs nommés *VOL* et *VOR*. *VOL* est situé à une distance de  $350 \text{ cm}$  du point d'interaction (à l'opposé du spectromètre à muons) pour une

couverture en pseudo-rapidité comprise entre  $2.8 < \eta < 5.1$ . *VOR* est accolé à l'absorbeur du spectromètre à  $87\text{ cm}$  du point d'interaction et couvre une région en pseudo-rapidité de  $\eta = -5.1$  à  $\eta = -1.7$ . Les fonctions de ce détecteur sont multiples :

- fournir un signal de déclenchement *minimum bias* aux détecteurs centraux ;
- donner des informations sur la centralité des collisions noyaux-noyaux au système de déclenchement principal ;
- valider le signal de déclenchement du spectromètre à muons en collision proton-proton afin de réduire le bruit de fond.

Le détecteur  $T_0$  est un ensemble de détecteurs à effet Cherenkov situé à  $70$  et  $350\text{ cm}$  de part et d'autre du point d'interaction. Ses fonctions principales sont de fournir les signaux de déclenchement et de synchronisation entre tous les détecteurs, des informations sur la centralité des collisions ainsi que sur la position du point d'interaction. Au vue des caractéristiques du LHC, le temps mort de ce détecteur ne doit pas excéder  $25\text{ ns}$  et doit supporter des rayonnements de l'ordre de  $500\text{ kRad}$ . La résolution temporelle doit être inférieure à  $50\text{ ps}$  puisqu'il donne le temps de référence au TOF. Il permet du même coup d'évaluer la position du point d'interaction dans la direction du faisceau avec une résolution spatiale de  $1.5\text{ cm}$ .

Le détecteur **FMD** (Forward Multiplicity Detector) est constitué d'une mosaïque de détecteurs silicium à micro-pistes disposés en cinq disques centrés sur l'axe du faisceau. Il permet d'étudier la multiplicité des particules à partir de l'énergie déposée dans des domaines en acceptation compris entre  $1.7 < \eta < 3.4$  et  $-5.1 < \eta < -1.7$ . Ses informations sont particulièrement utiles pour caractériser le flot et les fluctuations du nombre de particules événement par événement.

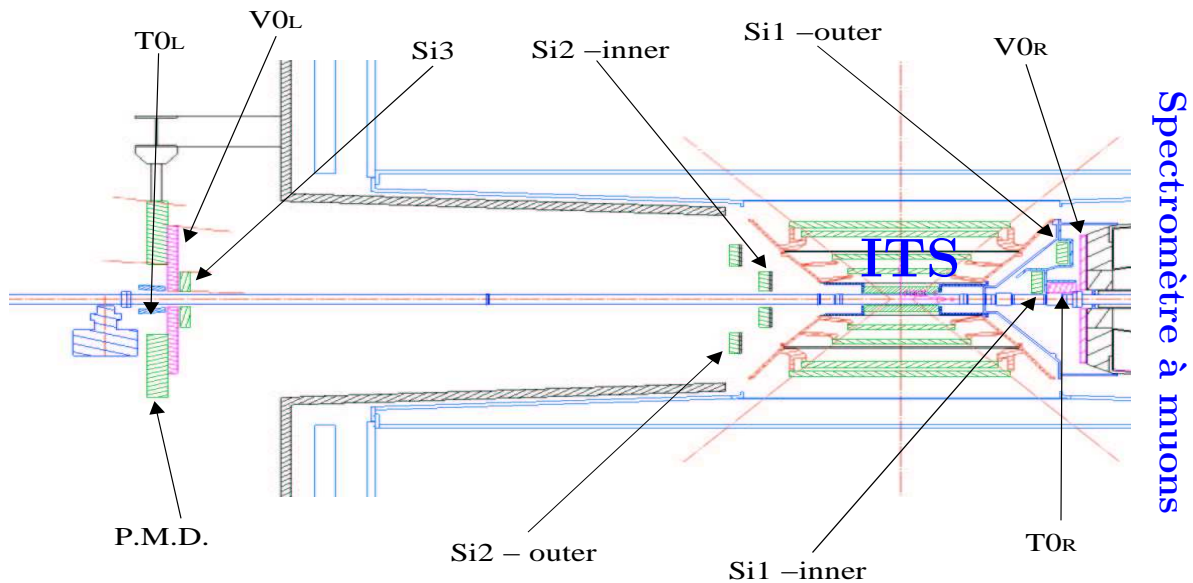


FIG. 3.10 – Disposition des détecteurs constituant le FWD de part et d'autre de l'ITS.

**ZDC - Zero Degree Calorimeter** Le ZDC[11] fait appel à trois calorimètres : le calorimètre à neutrons, à protons et électromagnétique. Les deux premiers sont situés à  $116\text{ mètres}$  du point d'interaction le long de l'axe du faisceau. Ils sont composés de quartz enrobé d'un matériau très dense qui induit un rayonnement Cherenkov mesuré à l'aide de photo-multiplicateurs. L'ensemble permet de mesurer l'énergie déposée par les particules spectatrices de la collision émises à petit angle.

Le calorimètre électromagnétique est placé à environ  $7\text{ m}$  du point d'interaction et couvre un domaine en pseudo-rapidité  $4.8 < \eta < 5.7$ . Il mesure l'énergie des particules participantes. Il est alors possible d'en déduire le nombre de particules participantes et spectatrices lors d'une collision qui constituent l'une de nos observables globales.



**PMD - Photon Multiplicity Detector** Le PMD[12] a en charge de mesurer la multiplicité des photons événement par événement dans un domaine en rapidité compris entre  $2.3 < \eta < 3.5$ . Situé à  $360 \text{ cm}$  du point d'interaction, le PMD est un détecteur de type "pied de gerbe" (*preshower* en anglais) dont le fonctionnement est schématisé figure 3.11. Il est composé des éléments suivants :

- un plan de détection **VETO** permettant de rejeter les réactions liées aux particules chargées ;
- un convertisseur en plomb de  $15 \text{ mm}$  d'épaisseur qui convertit l'énergie des photons en une gerbe électromagnétique ;
- un plan de détection "pied de gerbe" chargé d'analyser les gerbes électromagnétiques produites.

Les deux plans de détection sont des chambres proportionnelles de grande granularité ( $\sim 220\,000$  voies de lecture réparties sur  $2 \text{ m}^2$ ) structurées en nid d'abeille.

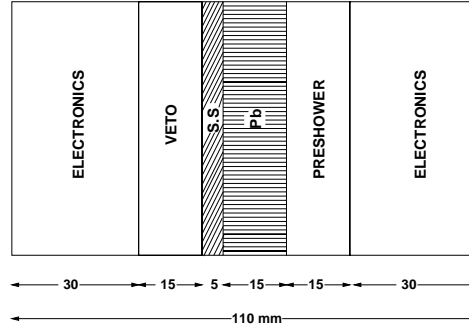


FIG. 3.11 – Vue en coupe du détecteur PMD.

Le PMD sera particulièrement utile dans :

- la détermination du plan de réaction et de l'énergie électromagnétique transverse nécessaire à l'étude du flot ;
- l'observation des fluctuations du nombre de photons produit en vue d'étudier le Disoriented Chiral Condensate (DCC).

### 3.3 Spectromètre à muons

Ce détecteur [13][14] est dédié à la détection des muons issus des particules de saveurs lourdes, en particulier ceux issus de la décroissance dileptonique des résonances lourdes de la famille des  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ .

$$J/\Psi, \Psi', \chi_c, \Upsilon, \Upsilon', \Upsilon'' \rightarrow \mu^+ \mu^- + X$$

Il est donc possible d'étudier l'évolution des différents taux de production des quarkonia en fonction de différents paramètres (centralité, énergie dans le centre de masse...), et de mettre en évidence les effets liés à l'état initial et final des collisions.

La conception de ce détecteur tient compte des différents canaux de production de muons. Les précédentes expériences menées sur ce sujet (NA 38, NA 50 et RHIC) ont identifié :

- le processus Drell-Yan qui correspond à l'annihilation électromagnétique d'un quark et d'un anti-quark. Ce processus, n'étant pas affecté par la formation d'un milieu dense et chaud qui constitue le plasma, était pris comme référence dans les expériences de plus basse énergie. Cependant sa section efficace sera beaucoup trop faible aux énergies du LHC pour être de nouveau pris comme référence ;
- la décroissance des quarkonia. Les résonances  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$  se désintègrent en une paire de di-leptons ( $\mu^+ \mu^-$  ou  $e^+ e^-$ ) avec des rapports de branchement de  $\sim 6\%$  et  $\sim 2.5\%$  ;
- la décroissance leptonique des saveurs lourdes ouvertes ;
- la décroissance leptonique des pions et kaons qui constitue la principale source de bruit de fond combinatoire dans la recherche des di-leptons issus des quarkonia.

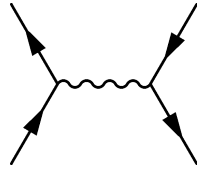


FIG. 3.12 – Processus Drell-Yan

### 3.3.1 Absorbours

Dans cette partie du détecteur, seuls les muons seront sélectionnés. Les muons possédant une section efficace d'interaction très faible avec la matière, un ensemble d'absorbours a été placé afin de stopper toutes les autres particules chargées susceptibles d'interagir avec les détecteurs et source d'un grand bruit de fond.

**Absorbours frontal** En raison de la très grande multiplicité des particules et de leurs impulsions, un premier absorbours (dit frontal) est placé à 90 cm du vertex. Sa composition a été étudiée pour avoir une faible longueur d'interaction permettant d'arrêter les pions et kaons issus de la collision le plus tôt possible, puis "ralentir" au maximum les muons issus de leur décroissance (principal source du bruit de fond) ainsi que les produits d'interaction particules-matière. Cependant cette longueur d'interaction est suffisamment grande pour ne pas trop altérer la trajectoire des muons issus des saveurs lourdes et donc la résolution en masse des résonances. La figure 3.13 résume la structure complexe de l'absorbours. Le cône d'absorption est essentiellement composé de carbone et de béton chargé d'absorber les hadrons et photons issus des collisions. Il se termine par une succession de couche de plomb et de polyéthylène boré : le plomb stoppe les photons, le bore absorbe les neutrons thermiques en limitant l'émission de rayonnement  $\gamma$ , et le polyéthylène joue le rôle de modérateur. Ces matériaux enrobent aussi l'intégralité de l'absorbours afin de protéger la zone expérimentale des rayonnements.

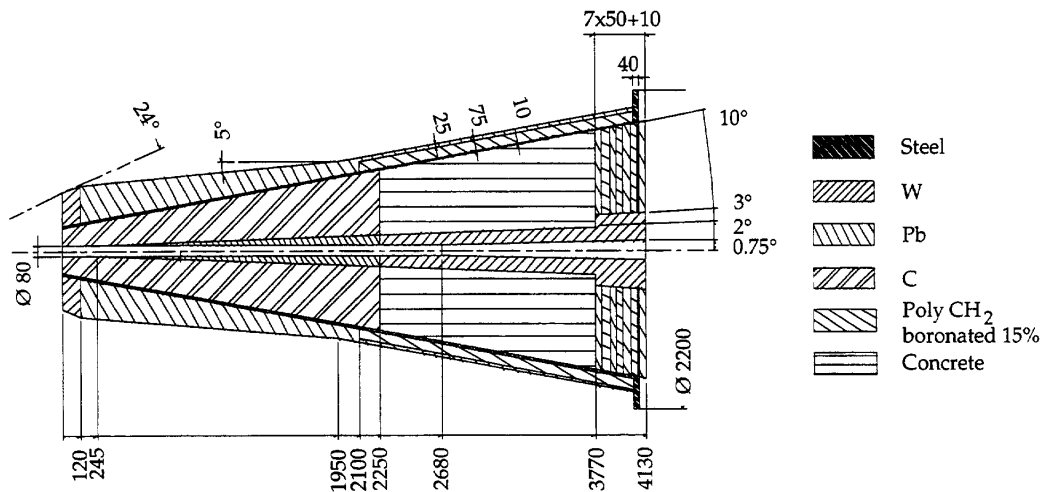


FIG. 3.13 – Vue en coupe de l'absorbours frontale du spectromètre à muons du détecteur ALICE.

**Le filtre de muons** Cet absorbours est un mur de fer situé entre la dernière chambre de trajectographie et les chambres de déclenchement (triggers). De 1.2 mètre d'épaisseur ( $\sim 7.2$  longueurs d'interaction), il permet d'arrêter une partie des particules qui constitue le bruit de fond en ne laissant passer que les muons dont l'énergie dépasse quelques centaines de MeV. Se situant en aval du système de trajectographie, cet absorbours n'affecte pas les performances du spectromètre.

Ainsi, seuls les muons d'impulsion supérieure à  $4 - 5 \text{ GeV}.c^{-1}$  sont susceptibles de traverser le système "absorbours frontal - filtre à muons" et de déclencher le système d'acquisition.

**Le blindage faisceau** Ce blindage enrobe la ligne de faisceau sur la longueur du spectromètre comme indiqué figure 3.14. Composé de tungstène et de plomb, il protège les chambres de trajectographie des particules produites à très grande rapidité et limite le bruit de fond issu des collisions faisceau-gaz.

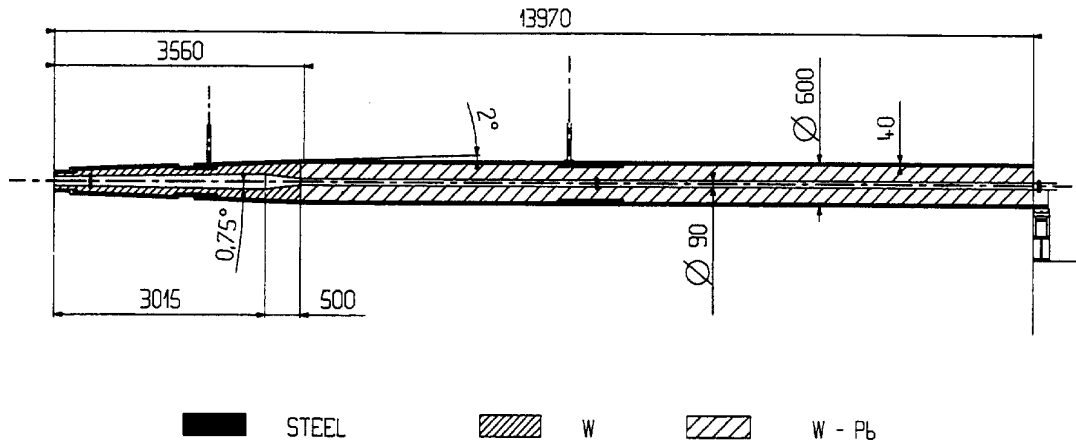


FIG. 3.14 – Vue en coupe de la structure de blindage faisceau.

### 3.3.2 Dipôle magnétique

L'aimant dipolaire est un élément essentiel du spectromètre puisqu'il permet de mesurer l'impulsion des muons. Positionné à 7 mètres du point d'interaction, juste à côté de l'aimant solénoïdal L3, il doit fournir un champ magnétique suffisamment puissant pour faire dévier la trajectoire des muons qui émergent de l'absorbeur. Les caractéristiques de cet aimant sont présentées dans le tableau 3.2, et ont été imposées par les exigences de résolution en masse et d'acceptance géométrique.

Diamètre	4.078 m
Longueur	4.97 m
Champ magnétique nominal	0,7 T
Champ magnétique intégré	3.0 T.m
Dissipation d'énergie	3.46 MW

TAB. 3.2 – Caractéristiques du dipôle

C'est un aimant de type résistif constitué de bobines de cuivre traversées par un courant continu et fonctionnant à température ambiante. Le champ magnétique produit par ce type d'aimant n'étant pas homogène, il a été nécessaire de le cartographier avant sa mise en service. La direction du champ magnétique produit est horizontale, perpendiculaire à l'axe du faisceau. La trajectoire des muons est ainsi déviée dans le plan vertical qui définit la direction *bending*. Le plan *non-bending* est perpendiculaire à ce dernier et parallèle à l'axe du faisceau. A partir du rayon de courbure  $\rho$  et de la valeur du champ magnétique  $B$ , l'impulsion  $p$  des muons est donnée par la relation :

$$p(\text{GeV}.c^{-1}) = 0.3B\rho$$

La corrélation des paires de muons déterminée, il est donc possible d'en déduire leur masse invariante.

L'étude des résonances de la famille du  $\Upsilon$  impose que la résolution en masse soit de l'ordre de  $100 \text{ MeV}.c^{-2}$  au voisinage de  $\sim 10 \text{ GeV}.c^{-2}$ , l'aimant dipolaire doit donc produire un champ magnétique intégral de  $3 \text{ T.m}$ <sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Valeur de référence en considérant que la résolution spatiale des chambres de trajectographie soit inférieure à  $100 \mu\text{m}$



### 3.3.3 Chambre de Triggers

Le système de déclenchement [15] utilisé dans le spectromètre à muons s'appuie sur deux chambres de détection de type RPC (Resistive Plate Chamber). Ces chambres se composent de deux plaques résistives de bakélite, de feuilles de graphite soumises à de hautes tensions, et de plans de lecture par bande en X et Y. L'intérêt de ce type de chambre est l'uniformité du champ électrique élevé comme pour les MRPC décrit pour le TOF. Le temps de réponse associé est de l'ordre de 20 ns pour une montée de signal de 2 ns. Le flux maximum de particules attendues sur les chambres de déclenchement est de 3 et 40  $H.z.cm^{-2}$  en collision Pb-Pb et Ar-Ar pour un taux d'occupation maximum de 10% (des 21 000 voies de lecture), ce qui permet d'utiliser les RPC en mode "streamer".

A partir de la position des points d'impact sur ces deux chambres, il est possible d'évaluer l'impulsion transverse des particules en sortie du spectromètre et de réaliser certaines coupures cinématiques. Celles-ci permettent de favoriser la mesure des résonances de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ .

Lorsqu'un événement correspond aux critères fixés, il envoie un signal de déclenchement au système de déclenchement général de l'expérience (appelé CTP - Central Trigger Processor). Ce dernier renvoie un signal L0 aux chambres de trajectographie.

# Bibliographie

- [1] Design Study. The Large Hadron Collider Project. *CERN*, 91-03.
- [2] ALICE Technical Proposal. A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. *CERN/LHCC/*, 95-71.
- [3] ALICE Collaboration. Physics Performance Report Vol. 1. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 2004.
- [4] ALICE Technical Design Report. The Inner Tracking System. *CERN/LHCC/*, 1999-12.
- [5] ALICE Technical Design Report. The Time Projection Chamber. *CERN/LHCC/*, 2000-01.
- [6] ALICE Technical Design Report. The Time Of Flight detector. *CERN/LHCC/*, 2000-12.
- [7] ALICE Technical Design Report. The Transition Radiation Detector. *CERN/LHCC/*, 2001-21.
- [8] ALICE Technical Design Report. The High Momentum Particle Identification Detector. *CERN/LHCC/*, 1998-19.
- [9] ALICE Technical Design Report. The PHOton Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-04.
- [10] ALICE Technical Design Report. The Forward Detectors. *CERN/LHCC/*, 2004-025.
- [11] ALICE Technical Design Report. The Zero Degree Calorimeter. *CERN/LHCC/*, 1999-05.
- [12] ALICE Technical Design Report. The Photon Multiplicity Detector. *CERN/LHCC/*, 2003-38.
- [13] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-22.
- [14] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer - Addendum. *CERN/LHCC/*, 2000-46.
- [15] ALICE Technical Design Report. Trigger Technical Design Report. *CERN/LHCC/*, 2003-062.



# Chapitre 4

## Système de trajectographie du spectromètre à muons

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Cahier des charges</b> . . . . .	<b>55</b>
<b>4.2</b>	<b>Chambres de trajectographie</b> . . . . .	<b>55</b>
4.2.1	Physique du détecteur . . . . .	55
4.2.2	Segmentation des chambres . . . . .	56
4.2.3	Géométrie des chambres de trajectographie . . . . .	59
<b>4.3</b>	<b>Electronique d'acquisition</b> . . . . .	<b>59</b>
4.3.1	Electronique frontale . . . . .	59
4.3.2	CROCUS . . . . .	62
4.3.3	Séquence d'acquisition et définition du temps mort . . . . .	62
<b>4.4</b>	<b>Reconstruction des muons</b> . . . . .	<b>63</b>
4.4.1	Reconstruction des points d'impact . . . . .	64
4.4.2	Reconstruction des trajectoires . . . . .	65

---

### 4.1 Cahier des charges

L'étude de la physique des quarkonia ainsi que les spécifications du LHC (tels que la luminosité ou le taux de collisions) imposent certaines conditions sur les performances du spectromètre. Les principaux pré-requis sont les suivants[1][2][3] :

- aptitude à mesurer l'ensemble des muons produits en collisions Pb-Pb dans l'acceptance du spectromètre à muons. Le scénario extrême prédit une multiplicité maximum de 600 particules par collision et par chambre. La densité de particules maximale attendue est de l'ordre de  $5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-2}$  ;
- un taux d'occupation moyen de 5% ;
- une efficacité de 99% pour chacune des chambres ;
- la résolution en masse requise de  $100 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$  impose une résolution spatiale inférieure à  $100 \mu\text{m}$  dans le plan de déviation de l'aimant, et inférieure à  $2 \text{ mm}$  dans le plan de non-déviation ;
- l'épaisseur des matériaux qui constituent la chambre (hormis le gaz) doit être minimisée afin de diminuer les diffusions multiples des muons[4].

### 4.2 Chambres de trajectographie

#### 4.2.1 Physique du détecteur

Pour répondre au cahier des charges, l'utilisation de chambres à fils proportionnelles à cathodes segmentées (dites CPC - Cathod Pad Chambers) a été retenue. Ces chambres sont constituées d'un plan de fils d'anode, perpendiculaire au plan de déviation, soumis à une tension de l'ordre de 1600 volts et appliquée entre deux plans de cathodes reliés à la masse. Ces deux plans enferment hermétiquement un

mélange gazeux qui s'ionise lors du passage des particules chargées (en l'occurrence les muons). Sous l'action du champ électrique, les électrons dérivent vers les fils d'anode et les ions vers les plans de cathode. Lorsque ces électrons ont suffisamment d'énergie, ils ionisent à leur tour le gaz et créent une avalanche électronique sur les fils d'anode[5][6]. Sur ce type de détecteur, le gain et la résolution spatiale sont fixés par les critères suivants (résumés dans le tableau 4.1 et la figure 4.1) :

- les propriétés du mélange gazeux. Généralement, celui-ci est composé d'un gaz actif (souvent un gaz rare) possédant une faible énergie d'ionisation, et un gaz de molécules organiques (avec une chaîne carbonée) dont le rôle est de confiner l'avalanche électronique. En effet, les atomes du gaz actif se trouvant sur la trajectoire des muons ne sont pas tous ionisés. Certains d'entre eux sont simplement excités et retournent par la suite dans leur état fondamental ; ce processus s'accompagne de l'émission d'un photon pouvant avoir un fort pouvoir d'ionisation. Ces photons peuvent traverser une quantité de matière non négligeable de gaz avant d'interagir et créer ainsi une seconde avalanche électronique délocalisée par rapport à la particule d'origine. De par leur plus grand nombre de degrés de liberté (vis à vis des gaz rares monoatomiques), les molécules organiques jouent le rôle de modérateur (ou *quencheur*) en absorbant une partie de ces photons. Concernant les chambres du spectromètre à muons de ALICE, le gaz est un mélange gazeux composé de 80% de d'argon (*Ar*) et de 20% de dioxyde de carbone <sup>1</sup> (*CO*<sub>2</sub>). Ces proportions ont été déterminées expérimentalement pour allier efficacité et résolution spatiale ;
- la valeur du champ électrique appliqué sur les fils d'anode. Il conditionne en partie le facteur de multiplication de charges de l'avalanche électronique ;
- la distance entre l'anode et la cathode, dit **gap**. Plus le *gap* est grand, plus la probabilité que les muons interagissent avec les atomes d'argon dans les chambres augmente : l'efficacité de détection s'en trouve donc améliorée. Le nombre d'électrons primaires augmentant avec le *gap*, les fluctuations sont moins importantes et la charge mesurée devient plus précise. Les points d'impact des particules sont alors reconstruits avec une plus grande précision. Cependant, les distributions de charge sur les plans de cathodes s'élargissent et il devient plus difficile de séparer deux particules proches l'une de l'autre : il y a dégradation du pouvoir de résolution. A contrario, une petite valeur de *gap* permet d'accroître le pouvoir de résolution du système de détection (en particulier pour les traces inclinées) mais c'est au détriment de l'efficacité de détection.
- la distance entre deux fils d'anode, dite **pitch**, qui fixe l'intensité et l'homogénéité du champ électrique. L'avalanche électronique associée au passage d'une particule chargée se fait principalement sur un fil. La résolution spatiale théorique dans le plan de non-déviations (c'est à dire dans la direction perpendiculaire aux fils) s'exprime par la relation  $\frac{pitch}{\sqrt{12}}$  ;
- la dimension des segments de cathode (appelés **pads**) dont dépend la résolution de reconstruction du point d'impact.

Pour satisfaire aux conditions imposées par le cahier des charges, les programmes de R&D menés sur ce type de détecteur ont conduit à trouver un compromis entre tous ces paramètres. Les valeurs du *pitch* et du *gap* ont alors été fixées à 2.5 mm pour les stations 2-3-4-5. Concernant la station 1, la densité de particules prédite (voir tableau 4.1) a conduit à diminuer cette distance à 2.1 mm pour accroître le pouvoir de résolution de la chambre.

## 4.2.2 Segmentation des chambres

Les points d'impact sont reconstruits à partir de la distribution des charges induites sur les plans de cathodes. Ces deux plans sont segmentés de façon à répondre aux critères de résolution spatiale et de taux d'occupation maximum spécifiés dans le cahier des charges. La résolution spatiale dépend de la dimension des pads (voir chapitre 4.4). La largeur d'un pad est défini comme la dimension parallèle aux fils d'anode et sa longueur à la dimension perpendiculaire. Les nombreuses simulations et tests expérimentaux menés sur ce sujet ont montré que la résolution spatiale dans le plan de déviation était optimale lorsque la largeur des pads est voisine de celle du *gap*. Cette configuration n'a cependant pas été retenue pour des raisons techniques (intégration de l'électronique de lecture par exemple) et de coût. La dimension de référence

---

<sup>1</sup>Le *CO*<sub>2</sub> a été préféré aux hydrocarbures classiques (*CH*<sub>4</sub>, *C*<sub>2</sub>*H*<sub>6</sub>, *C*<sub>3</sub>*H*<sub>10</sub> ...) car il est dépourvu d'atomes d'hydrogène. En effet, ces derniers peuvent interagir avec les neutrons en émettant un proton -réaction (n,p)- ou une particule  $\alpha$  -(n, $\alpha$ )- possédant un fort pouvoir d'ionisation.

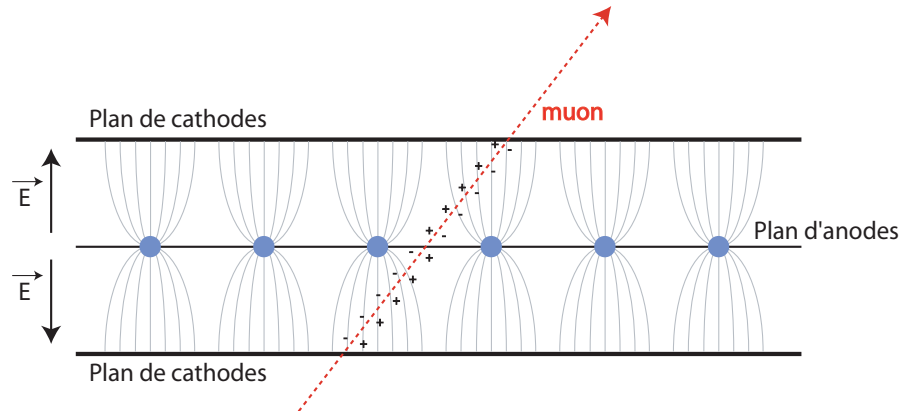


FIG. 4.1 – Ligne de champ et mécanisme d'ionisation des chambres à cathodes segmentées.

sélectionnée correspond à deux fois la valeur du *gap* (exemple : le *gap* et *pitch* de la station 1 sont de  $2.1\text{ mm}$  ; un pad de  $4.2\text{ mm}$  de largeur permet alors d'atteindre des résolutions de l'ordre de  $50\text{ }\mu\text{m}$ ). La longueur des pads est calculée en tenant compte du taux moyen d'occupation qui doit être de 5% en collision Pb-Pb centrale. Pour ce type d'événement, la densité de particules vue par les plans de cathode diminue avec la distance  $r$  par rapport à l'axe du faisceau (figure 4.2) : la longueur des pads augmente donc avec  $r$ .

En tenant compte des contraintes imposées et de divers paramètres, les deux plans de cathodes ont été segmentés différemment : l'un est structuré pour optimiser la reconstruction des points d'impact dans le plan de déviation (selon l'axe Y) et le second dans le plan de non-courbure (selon l'axe X) : par abus de langage, ils sont respectivement appelés plan *bending* et *non-bending*. Chacun de ces plans comporte trois régions dans lesquelles la taille des pads est différente : leur surface croît en fonction de  $r$ . La figure 4.3 indique la dimension et l'orientation des segments en fonction de ces régions. Sur le plan *bending*, tous les segments ont même largeur, privilégiant ainsi la résolution dans le plan de déviation, alors que leur longueur double à chaque changement de zone. Les pads de la zone 1 du plan *non-bending* sont identiques au plan *bending* et sont simplement décalés d'un demi-pad dans les deux directions (c'est à dire  $2.1\text{ mm}$  en Y et  $3.15\text{ mm}$  en X pour la station 1). Ceux des zones 2 et 3 du plan sont perpendiculaires à ceux du premier plan et permettent de localiser le fil sur lequel a eu lieu l'avalanche électronique. Sur ce plan, la longueur des pads reste constante et leur largeur est doublée d'une zone à l'autre.

L'efficacité de reconstruction du point d'impact et la résolution sont améliorées en mettant en commun les informations des deux plans de cathode. L'efficacité de reconstruction est d'autant plus robuste que les pads entre les deux plans de cathode sont décalés. Sur l'ensemble du spectromètre, le nombre total de pads est de l'ordre de 1 200 000.

Nombre de stations	5
Nombre de chambres par station	2
Nombre de cathode par chambre	2
Distance anode-cathode et anode-anode	station 1 : $2.1\text{ mm}$ ; station 2345 : $2.5\text{ mm}$
Mélange gazeux	Ar :80% ; $\text{CO}_2$ : 20%
Dimension des pads (St 1)	$4.2 \times (6.3 \times 12.6 \times 25.2\text{ mm}^2)$
Dimension des pads (St 2)	$5 \times (7.5 \times 15 \times 30\text{ mm}^2)$
Dimension des pads (St 3-5-4)	$5 \times (25 \times 50 \times 100\text{ mm}^2)$
Densité de particules maximum	$(5.0, 2.1, 0.7, 0.5, 0.6) \times 10^{-2}\text{ cm}^{-2}$

TAB. 4.1 – Caractéristiques principales des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Les dimensions des pads sont celles du plan *bending*.

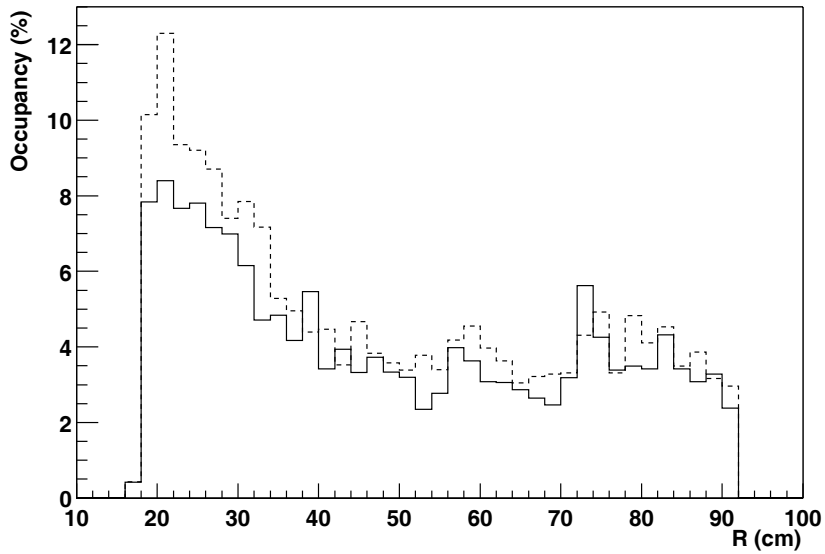


FIG. 4.2 – Densité de particules vue par les chambres 1 (trait plein) et 2 (trait en pointillé) de la station 1 en fonction du rayon r pour une collision plomb-plomb.

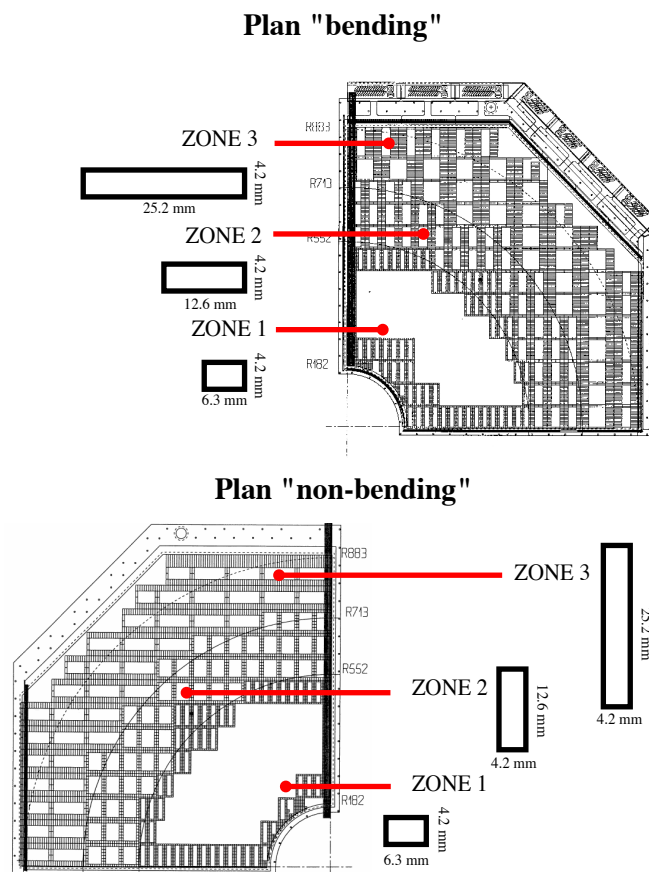


FIG. 4.3 – Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1 dans la direction de courbure et de non-courbure. Les trois zones de densité de pads y sont représentées ainsi que l'orientation des cathodes.

### 4.2.3 Géométrie des chambres de trajectographie

Le système de trajectographie est composé de 5 stations de détection réparties sur une distance de 14 mètres le long de l'axe du faisceau. Pour des questions de robustesse, de fiabilité et de qualité de reconstruction, chaque station est constituée de 2 chambres à fils à cathode segmentée.

Pour des raisons d'intégration dans le détecteur ALICE, de géométrie et de contraintes mécaniques, les chambres de trajectographie des différentes stations ne sont pas structurées de la même manière. Les chambres des stations 1 et 2 sont composées de modules en forme de quart de cercle (figure 4.1). Elles ont été conçues par les Instituts de Physique Nucléaire d'Orsay (France) et de Kolkata (Inde). Les surfaces à couvrir par les stations 3-4-5 sont beaucoup plus importantes. Les contraintes mécaniques étant trop importantes pour ce type de géométrie, il a été choisi de construire les chambres de ces stations à partir de modules en forme de lattes rectangulaires. Ces dernières sont disposées sur un support en carbone de façon à couvrir l'acceptance requise (figure 4.5). Les chambres de la station 3, sont composées de 18 lattes et placées à l'intérieur de l'aimant dipolaire. Les stations 4-5 situées en aval de l'aimant dipolaire sont bâties à partir de 26 lattes. La fabrication des ces lattes est prise en charge par les 4 laboratoires suivants : le CEA de Saclay (France), SUBATECH (Nantes), INFN Cagliari (Italie) et PNPI (Russie).

## 4.3 Electronique d'acquisition

Afin de pouvoir séparer les différents états du  $\Upsilon$ , il est nécessaire d'atteindre une résolution en masse inférieure à  $100 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$ . Il a été estimé, par simulation, que la position des points d'impact sur le plan d'anode des chambres de trajectographie devait être calculé avec une résolution spatiale meilleure que  $100 \mu\text{m}$  dans le plan *bending*. La qualité de la reconstruction dépend à la fois de la qualité du détecteur mais aussi de l'électronique de lecture des charges induites par le passage des particules.

Concernant ce dernier point, les critères les plus importants sont les suivants :

- le bruit associé à chaque voie de lecture doit être inférieur à 1000 électrons<sup>2</sup>. La figure 4.6 présente le résultat de simulations montrant l'influence du bruit électronique sur la résolution spatiale [7] ;
- sur l'ensemble d'un plan de cathode, la dispersion des gains ne doit pas excéder 2%. Au delà de ce seuil, les distributions de charges sur les plans de cathodes **réelles** et **restituées** par l'électronique diffèrent suffisamment pour dégrader la résolution spatiale. Les corrections de calibration sont alors nécessaires.

Pour minimiser les effets liés au bruit, il est indispensable de numériser au plus tôt le signal analogique. L'électronique de lecture, dite électronique frontale, est donc directement placée au dos des cathodes. Les questions liées à la calibration seront évoquées ultérieurement dans ce chapitre.

### 4.3.1 Electronique frontale

La lecture des charges induites sur les cathodes segmentées par le passage d'une particule est réalisée par des cartes MANU<sup>3</sup>. Ces cartes ont pour fonction de pré-amplifier le signal lu sur les cathodes, le mettre en forme, le numériser et enfin, de réaliser un pré-traitement des informations collectées dit mécanisme de suppression de zéro. Pour cela, chacune de ces cartes est équipée des composants suivants :

- 4 circuits micro-électroniques GASSIPLEX/MANAS<sup>4</sup>[7]. Ce sont des ASIC<sup>5</sup> dont le rôle est de pré-amplifier, filtrer et mettre en forme les signaux de 16 voies. Leur schéma général est présenté en figure 4.7. Chaque voie de lecture possède une réponse électronique, définie comme l'évolution du signal de sortie (en mV dans le cas présent) en fonction du signal d'entrée (charge lue sur une cathode), qui lui est propre. L'étalonnage de la réponse de chacune des voies est réalisé à l'aide d'une capacité de  $0.2 \text{ pF}$  dite de calibration  $C_{cal}$  ; cette dernière convertit les signaux de référence en charge et permet de mettre en évidence les propriétés de linéarité de la réponse électronique. Le

<sup>2</sup>Ce signal est à comparer aux 150 000 électrons induits par une particule au seuil minimum d'ionisation dans les chambres de trajectographie. Cette valeur est calculée à partir de la valeur la plus probable (MPV) de la distribution de Landau des charges

<sup>3</sup>MANU : MANas NUmérique

<sup>4</sup>MANAS : Multiplexed ANALogic Signal processor

<sup>5</sup>Application-Specific Integrated Circuit



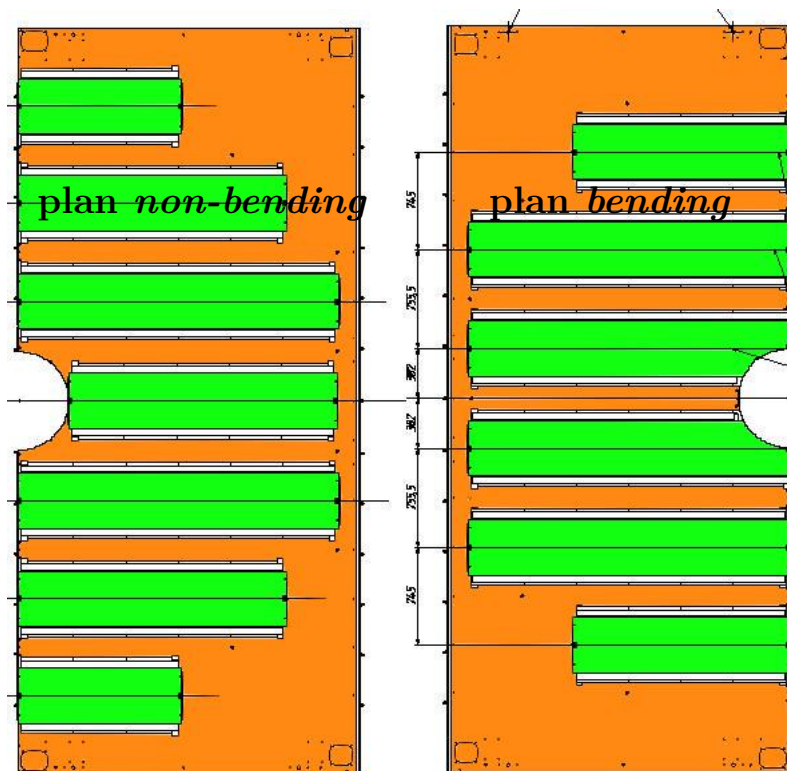


FIG. 4.4 – Vue de face (à gauche) et arrière (à droite) d'une demi-chambre de la station 3 : les lattes sont fixées sur des supports en carbone de manière à recouvrir toute l'acceptance géométrique.

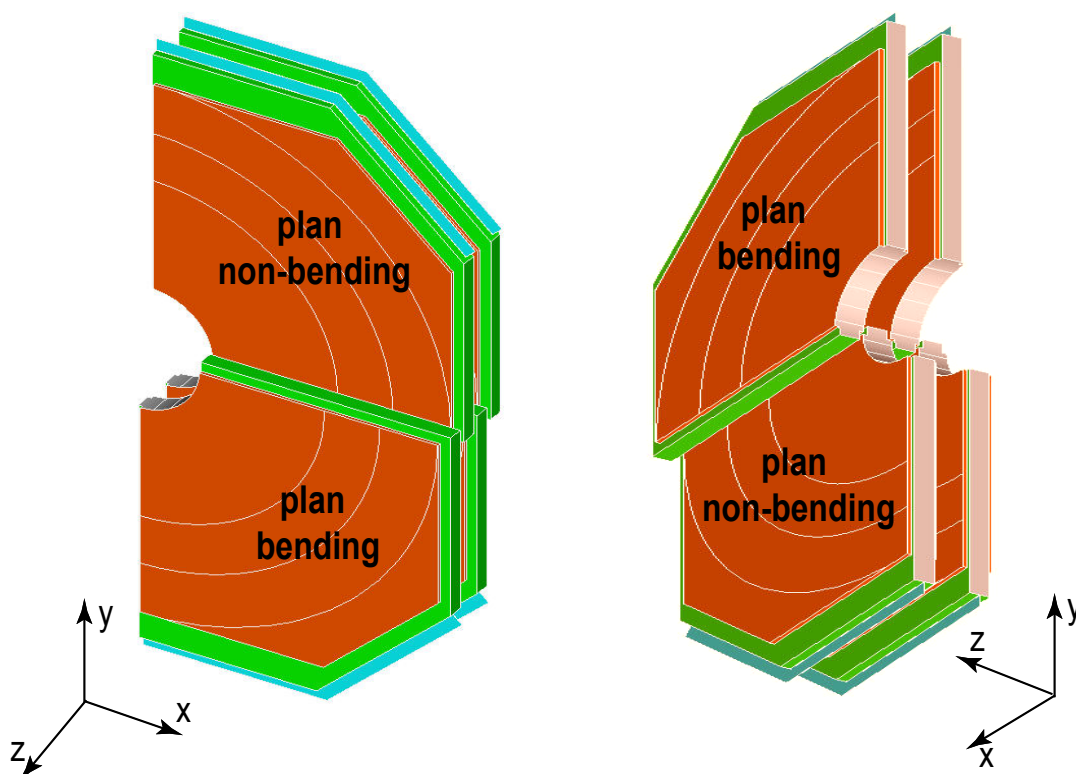


FIG. 4.5 – Disposition de 4 quadrants de la station 1 et 2.

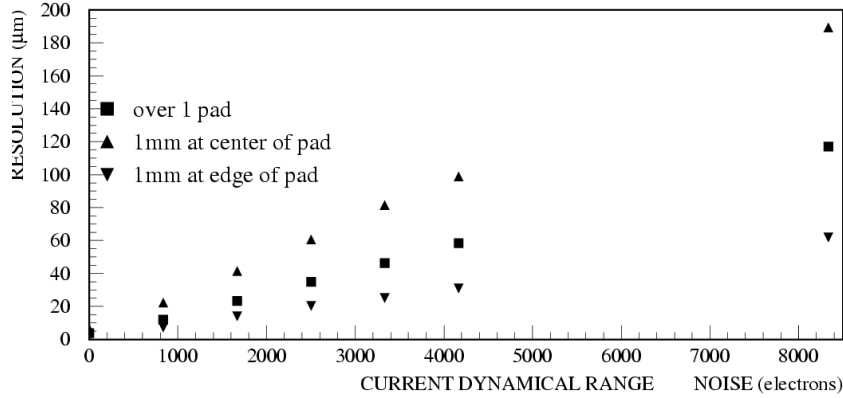


FIG. 4.6 – Evolution de la résolution spatiale ( $\mu\text{m}$ ) théorique en fonction du bruit (en nombre d'électrons) de l'électronique frontale.

gain désigne, par convention, le rapport entre le signal de sortie et un signal d'entrée de 200 fC. La valeur de référence est de 3.75 mV/fC.

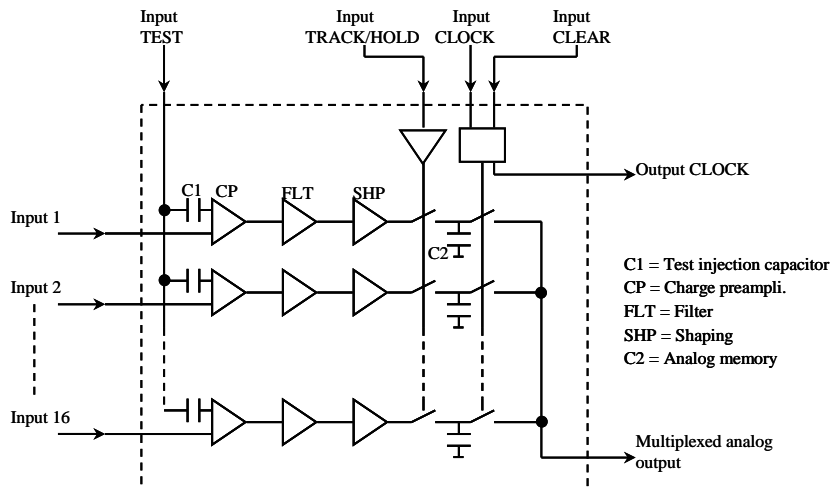


FIG. 4.7 – Design des ASIC MANAS. CP désigne l'opération de pré-amplification de charge, FLT le filtrage du signal et SHP sa mise en forme.

- deux ADC (Analogic to Digital Convertor AD7476 d'Analog Device). Les signaux analogiques des 64 voies sont numérisés sur 12 bits pour une dynamique de 2500 mV (soit 0.61 mV/canal). Le temps total de numérisation des 64 voies est de 32  $\mu\text{s}$  ;
- un MARC<sup>6</sup> chargé de gérer les signaux de contrôle de la carte MANU ainsi que l'encapsulation et le multiplexage des informations associées aux 64 voies. L'encapsulation consiste à associer le signal numérisé et une adresse servant à localiser la position de la voie sur les chambres de trajectographie. Il a aussi la tâche de réaliser le mécanisme de suppression de zéros qui permet de réduire la quantité d'informations à envoyer vers le système d'acquisition. En effet, à raison d'un taux de trigger de 600 Hz (en référence aux collisions Pb-Pb), la lecture des 1.2 million de voies nécessiterait une bande passante de l'ordre de 2.88  $\text{Go.s}^{-1}$  assez contraignante. Le mécanisme de suppression de zéros consiste à comparer le signal  $V_{lu}$  lu à un signal de référence  $V_{ref}$  d'une voie. Les informations liées à cette voie ne sont alors envoyées vers la DAQ<sup>7</sup> que si la condition  $V_{lu} > V_{ref}$  est réalisée ce qui réduit donc les besoins en bande passante.  $V_{ref}$  a été définie comme la somme du piédestal (c'est

<sup>6</sup>MARC : Muon Arm Readout Chip

<sup>7</sup>DAQ : Data AcQquisition

à dire le signal de sortie de l'électronique en l'absence de signal physique d'entrée) et d'un facteur multiplicatif du bruit électronique. Ce point sera détaillé ultérieurement.

Ces cartes MANU dialoguent avec la DAQ par l'intermédiaire d'un bus PATCH<sup>8</sup>. Pour des raisons pratiques et techniques, plusieurs cartes MANU partagent le même bus PATCH; les informations sont alors lues séquentiellement. L'interface entre le système général d'acquisition du détecteur ALICE et les bus PATCH est prise en charge par le système CROCUS.

### 4.3.2 CROCUS

L'ensemble des bus PATCH est géré par des châssis CROCUS<sup>9</sup>. Chacun de ces châssis prend en charge l'électronique d'une demi-chambre et a pour fonctions de :

- transmettre les signaux de déclenchement à toutes les cartes MANU des bus PATCH connectés et les signaux de calibration (ce dernier point sera repris dans les chapitres suivants) ;
- configurer les cartes MANU (seuils de suppression  $V_{ref}$ , activation du mécanisme de suppression, activation MANAS/MANU ...);
- ordonner et formater les données issues des chambres avant de les envoyer à la DAQ via une liaison optique.

Chaque châssis CROCUS est composé de deux types de cartes électroniques spécialement conçues pour traiter les informations en parallèle. Un châssis est constitué de cinq cartes dites "frontales" et une carte "concentratrice". Les premières sont équipées de deux DSP<sup>10</sup> (appelés par la suite DSPF) gérant les données provenant de 5 bus PATCH. Ces données sont ensuite acheminées et traitées par les trois DSP de la carte concentratrice (dit DSPC). Deux d'entre eux gèrent les paquets de données issues des 10 DSPF et le troisième encapsule le tout dans une seule trame. Une trame contient les données d'un seul événement physique. Une vue schématique du dispositif de lecture des chambres de trajectographie est présentée figure 4.8. Son architecture favorise le parallélisme des tâches dans le traitement des informations issues des 50 bus PATCH pour limiter au maximum le temps mort. Les signaux d'Entrée/Sortie (en particulier les signaux de déclenchement) sont traités par des FPGA<sup>11</sup>, processeurs couramment utilisés dans le domaine du traitement du signal.

### 4.3.3 Séquence d'acquisition et définition du temps mort

Chaque élément du système d'acquisition "Electronique Frontale/CROCUS" impose un certain temps de traitement des informations. Pendant ce temps, une partie de la chaîne de lecture est inapte à prendre en charge un nouvel événement. Ce temps d'immobilisation est appelé "temps mort". Dans le cas du spectromètre à muons, celui-ci est fixé, en partie, par l'électronique frontale de lecture. La séquence de lecture théorique de la DAQ du spectromètre est la suivante :

- le signal de déclenchement  $L0$  est transmis à l'ensemble de l'électronique frontale des chambres de trajectographie  $1.2 \mu s$  après le passage des particules; sauf sur ordre contraire, le CROCUS passe en mode BUSY empêchant tout autre signal d'être transmis vers les cartes MANU ;
- en présence de ce signal, les cartes MANU numérisent les charges des 64 voies associées. La durée nécessaire à cette étape est de l'ordre de  $38 \mu s$  et est incompressible ;
- les données passant avec succès le test de suppression de zéros sont envoyées vers le CROCUS à raison de  $20 Mo.s^{-1}$  ( $200 ns$  par mot de 32 bits et  $60 ns$  pour passer d'un MANU à l'autre). Une fois l'intégralité des bus PATCH scannés et si l'occupation de la mémoire temporaire du CROCUS ne dépasse pas un certain seuil (lorsqu'il y a empilement des événements), le CROCUS désactive son mode BUSY pour qu'un nouvel événement puisse être enregistré ;
- les DSP des CROCUS formatent les données puis les encapsulent avec les informations fournies par le système de déclenchement général (CTP) ;
- le tout est envoyé à la DAQ générale par liaison optique afin d'être enregistré sur disque.

Dans la pratique, le signal BUSY est désactivé lorsque les données ont été partiellement traitées par les DSPF. Le temps mort du système d'acquisition du spectromètre correspond au mode BUSY du

<sup>8</sup>PATCH : Protocol for Alice Tracking CHambers

<sup>9</sup>CROCUS : Concentrator ReadOut Cluster Unit System

<sup>10</sup>DSP : Digital Signal Processor

<sup>11</sup>FPGA : Field-Programmable Gate Array

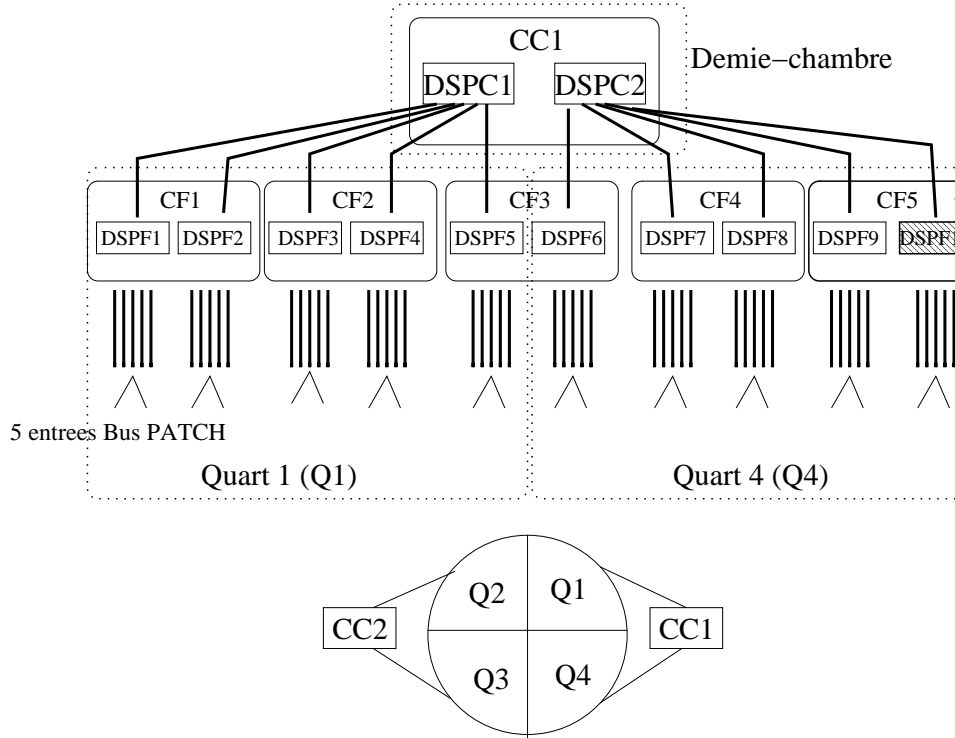


FIG. 4.8 – Schéma de la chaîne de lecture électronique des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.

CROCUS ; il est en grande partie lié à la transmission des données au travers des bus PATCH. Le cas le plus défavorable se rapporte aux lattes des stations 3-4-5 où un bus PATCH peut, théoriquement, être équipé de 51 cartes MANU. En considérant un taux moyen d'occupation de 5% (voir tableau 4.2), il transiterait donc 163 mots de 32 bits par ce bus PATCH pour un événement.

	Station 1	Station 2	Station 3	Station 4	Station 5
Nombre de pads	230 400	225 280	157 184	220 160	243 200
Taux d'occupation (%)	~ 5	~ 7	~ 4	~ 2.5	~ 2.5
Nombre de segments	11 520	15 770	6 288	5 504	6 080

TAB. 4.2 – Taux d'occupation moyen prédit en collisions Pb-Pb pour les différentes stations.

Le temps mort de la chaîne d'acquisition est contraint par le taux d'événements et de déclenchements. Le tableau 4.3 présente les différents scénarios pour le détecteur ALICE. En collision Pb-Pb la fréquence des collisions est estimée à environ 4000  $Hz$  ; le taux de déclenchement pour une coupure en  $p_t$  de 1  $GeV.c^{-1}$ , idéale pour l'étude du  $J/\Psi$ , est supposé être de l'ordre de 330  $Hz$ . Avec un facteur de sécurité, ce dernier paramètre est fixé à 1200  $Hz$ . La fraction de temps mort admise par le cahier des charges étant de 10%, le temps mort ne devrait pas excéder 83  $\mu s$ .

## 4.4 Reconstruction des muons

L'algorithme de reconstruction du spectre en masse invariante des paires de muons à partir des charges induites sur les plans de cathodes se décompose selon trois étapes :

- la reconstruction des points d'impact sur chacune des chambres à partir des charges collectées ;
- la reconstruction des traces des particules à partir des points reconstruits ;
- la recherche des corrélations entre les différentes traces reconstruites supposées être issues d'une même particule.

	p-p	p-Pb	Ar-Ar	Pb-Pb
Luminosité ( $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ )	$3 \cdot 10^{30}$	$1 \cdot 10^{29}$	$5 \cdot 10^{28}$	$5 \cdot 10^{26}$
Taux de collision [Hz]	$2.0 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^5$	$1.5 \cdot 10^5$	$4.0 \cdot 10^3$
Particules/Évènement	100	300	2400	14200
Taux de déclenchement (Hz) pour une paire de muons de charges opposées				
$p_t$ 1 $\text{GeV} \cdot \text{c}^{-1}$	$\sim 10$	\	$\sim 630$	$\sim 330$
$p_t$ 2 $\text{GeV} \cdot \text{c}^{-1}$	$\sim 5$	\	$\sim 73$	$\sim 65$

TAB. 4.3 – Différents taux prévus auprès de l’expérience ALICE. Le nombre de particules par évènement est obtenu par le produit de la luminosité et de la section efficace d’une collision.

### 4.4.1 Reconstruction des points d’impact

#### Étape de “clusterisation”

La première étape consiste à rechercher les groupes de pads adjacents ayant mesuré un signal physique. Ces groupes sont communément appelés *clusters*. Un cluster est donc défini par un minimum de deux pads appartenant soit au même plan de cathode, soit aux deux plans (ce point sera approfondi ultérieurement). De cette simple définition, un cluster peut donc contenir plusieurs points d’impact : lorsque deux particules sont proches l’une de l’autre, les deux clusters qui leur sont associés peuvent se superposer ; un segment de cathode collecte dans ce cas les charges induites par les deux particules.

#### Position du point d’impact

Pour illustrer la procédure de reconstruction du point d’impact il est considéré qu’un cluster est formé par une unique particule. La position des points d’impact sur les chambres de trajectographie est calculée via l’ajustement d’une fonction de Mathieson[8][9][10][11] sur la distribution des charges induites sur un plan, du cluster étudié. Le rapport de la densité de charge  $\rho$  sur la charge totale  $q_{tot}$  déposée prend l’expression suivante :

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

où  $x$  désigne la position sur le plan de cathode et  $h$  la distance anode-cathode. Les paramètres  $K_1$  et  $K_2$  dépendent de la géométrie de la chambre alors que le facteur  $K_3$  est déterminé semi-empiriquement [12]. La charge totale collectée est calculée en intégrant cette fonction de distribution sur la surface des pads. Le maximum de cette dernière correspond au point de passage de la particule (figure 4.9).

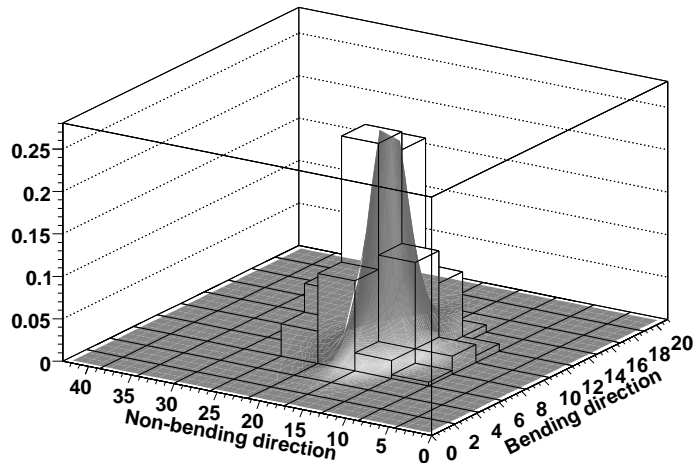


FIG. 4.9 – Distribution des charges sur un plan de cathode et ajustement réalisé à partir d’une fonction de Mathieson.

Cette méthode donne de bons résultats lorsqu'il est question d'une trace par cluster mais trouve ses limites quand il y a plusieurs traces par cluster. En effet, le nombre de paramètres libres augmente ce qui tend à dégrader la qualité de l'ajustement. C'est dans ce sens que l'algorithme de clusterisation a été affiné et optimisé[13].

### Algorithme de reconstruction via la méthode MLEM

L'efficacité de reconstruction via cette méthode est grandement améliorée. Cet algorithme se décompose en trois étapes :

- une phase de “pré-clusterisation” qui consiste simplement à regrouper les segments de cathodes sur chacun des plans. Les distributions en charge de ces “pré-clusters” sont ensuite projetées sur le plan d'anode virtuellement découpé en pixels dont les dimensions dépendent de la surface de recouvrement des segments de cathodes des deux plans (figure 4.10) ;

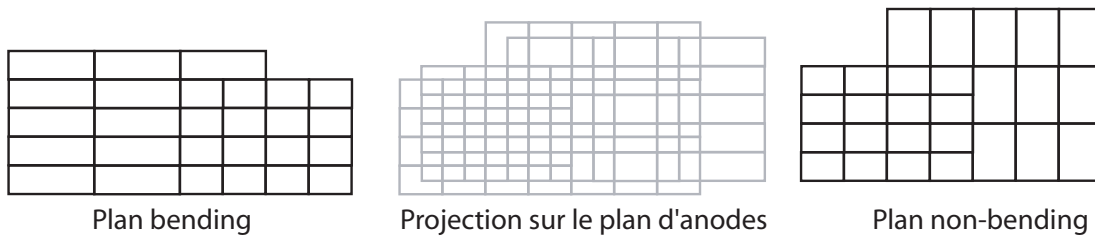


FIG. 4.10 – Segmentation du plan d'anode après projection des deux plans de cathode.

- le nombre de traces est ensuite calculé en appliquant la méthode MLEM (Maximum Likelihood Expectation Maximization). Cette dernière, très utilisée dans le domaine de l'imagerie médicale [14], consiste à réduire récursivement la dimension des pixels jusqu'à  $1\text{ mm}$ . Il en résulte des clusters de pixels plus localisés et distincts ;
- les points d'impact sont déterminés sur les plans d'anodes en réalisant un ajustement avec une fonction de Mathieson sur les clusters de pixels.

#### 4.4.2 Reconstruction des trajectoires

L'algorithme de reconstruction des traces de muons doit avoir la plus grande efficacité possible tout en tenant compte des contraintes suivantes :

- le grand nombre de points reconstruits par chambre ; pour rappel, la densité maximum d'impacts est de  $5 \cdot 10^{-2}\text{ cm}^{-2}$  ;
  - le nombre limité de chambres de détection. Chaque trace comporte au maximum 10 points de référence. Il doit cependant être possible de reconstruire la trajectoire des muons avec un nombre limité de points, même s'il y a une légère dégradation sur la résolution en masse invariante ;
  - le champ magnétique délivré par le dipôle n'est pas homogène. La trajectoire des particules dans le champ magnétique est reconstruite à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta qui consiste à estimer la trajectoire et à l'affiner par la suite de manière itérative ;
  - lorsque les muons traversent l'absorbeur, ils subissent des diffusions multiples qui affectent leur trajectoire initiale d'un angle  $\zeta$ . Cette déviation angulaire est estimée à partir de la méthode du plan de Branson. Comme indiqué sur la figure 4.11, ce dernier est un plan de détection fictif situé au milieu de l'absorbeur et à partir duquel sont calculés :
    - \* l'angle  $\beta$  entre la trajectoire du muon en sortie de l'absorbeur frontal et l'axe du faisceau ;
    - \* le point A qui définit l'intersection du plan de Branson avec la trajectoire du muon, extrapolée à partir des points d'impact des stations 1 et 2. Le paramètre  $y$  correspond à la distance entre l'axe du faisceau et le point A ;
    - \* l'angle  $\alpha$  entre l'axe du faisceau et la droite joignant le point d'interaction et A.
- Les paramètres  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $y$  permettent d'évaluer la longueur de matière traversée par les particules. Les pertes d'énergie dans l'absorbeur sont alors calculées en fonction de la longueur de radiation

des matériaux et l'impulsion des muons mesurée par le spectromètre. Elles sont de l'ordre de  $4 - 5 \text{ GeV}\cdot c^{-1}$ . Les impulsions mesurées dans le spectromètre sont ensuite corrigées en fonction de ces deux facteurs.

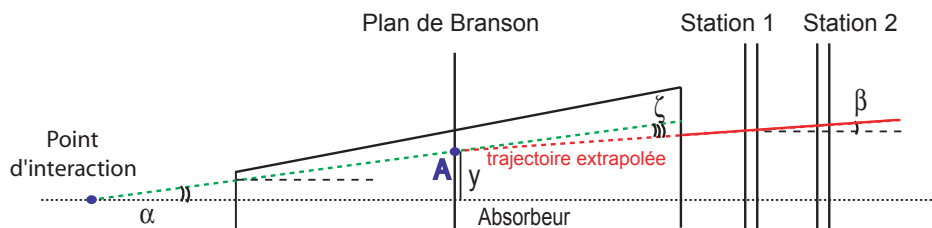


FIG. 4.11 – Principe du plan de Branson.

La reconstruction de la trajectoire des muons consiste donc à combiner tous les points d'impact entre les différentes chambres en tenant compte des paramètres extérieurs et de la cinématique des particules. L'introduction d'un filtre de Kalman [15] dans la méthode de reconstruction permet d'améliorer les résultats.



# Bibliographie

- [1] ALICE Technical Proposal. A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. *CERN/LHCC/*, 95-71.
- [2] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-22.
- [3] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer - Addendum. *CERN/LHCC/*, 2000-46.
- [4] B. Espagnon, M. Mac Cormick, and Al. Matériaux,  $X_0$  et sections géométriques du quadrant 0 du spectromètre dimuons d'ALICE. *IPNO DR-02-010*, 2002.
- [5] G. Charpak. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 62, 1968.
- [6] L. Karmandarian. *Etudes des chambres de trajectographie du spectromètre dimuons de l'expérience ALICE auprès du LHC*. PhD thesis, Université Paris 11, 1999.
- [7] ALICE Production Readiness Review. The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers. *ALICE-INT-2004 026*, 2004.
- [8] J.S. Gordon and E. Mathieson. Cathode charge distributions in multiwire chambers - Measurement and theory. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 227, 1984.
- [9] J.S. Gordon and E. Mathieson. Cathode charge distributions in multiwire chambers - Approximation and empirical formulae. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 227, 1984.
- [10] J.R. Thompson & Al. Cathode charge distributions in multiwire chambers - Distribution in anode wire direction. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 234, 1985.
- [11] J.S. Gordon. Cathode charge distributions in multiwire chambers - Empirical formula for small anode-cathode separation. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 270, 1988.
- [12] R. Wurzinger, Y. Le Bornec, and N. Willis. Monte Carlo studies on Cathod Strip/Pad Chambers for the ALICE Di-Muon Arm. *IPNO DRE-96-08*, 1996.
- [13] A. Zinchenko and G. Chabratova. A new approach to cluster finding and hit reconstruction in cathode pad chambers and its development for the forward muon spectrometer of ALICE. *Physics Research A.*, 502, 2003.
- [14] L.A. Shepp and Y. Vardi. On estimating the variance of smoothed MLEM image. *IEEE Transactions on Medical Imaging* 1, 113, 1982.
- [15] D. Alazard. Introduction au filtre de Kalman. [http://personnel.supaero.fr/alazard-daniel/Pdf/introKalman\\_e.pdf](http://personnel.supaero.fr/alazard-daniel/Pdf/introKalman_e.pdf).



# Chapitre 5

## Tests sous faisceau

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Protocole expérimental</b>	<b>69</b>
5.1.1	Le télescope de détecteurs Silicium	69
5.1.2	Configuration de la DAQ	70
<b>5.2</b>	<b>Résultats expérimentaux</b>	<b>71</b>
5.2.1	Performance de CROCUS	71
5.2.2	Performance des chambres de trajectographie	73
5.2.3	Calibration	75
5.2.4	Corrélation de charge et décalage des pads entre les deux plans de cathode	77
<b>5.3</b>	<b>Banc de test industriel</b>	<b>77</b>
5.3.1	Fonctionnement de la carte MANU	78
5.3.2	Éléments critiques	79
5.3.3	Fonctionnement du banc de tests	79

---

Au milieu de l'année 2004, le système d'acquisition CROCUS [1][2][3] était entré dans sa phase de validation. Le développement des microprogrammes des DSP étant suffisamment avancé, il a donc été possible de tester la fiabilité, la stabilité et le temps mort de l'ensemble de la chaîne d'acquisition (CROCUS + électronique frontale). Ce fut aussi l'opportunité de mesurer la résolution spatiale de tous les types de chambre (quadrants de la station 1-2 ainsi que les lattes des stations 3-4-5) avec le même système d'acquisition et la même électronique frontale alors en cours de développement. Concernant cette dernière, il a été possible de faire un bilan sur le développement des ASIC MANAS qui équiperont les cartes MANU. Ces études ont fait l'objet d'une publication[4].

## 5.1 Protocole expérimental

### 5.1.1 Le télescope de détecteurs Silicium

Ces tests ont été réalisés auprès du SPS au CERN délivrant alors des faisceaux de pions et muons d'impulsion de  $100 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ . Ils se sont déroulés en deux sessions d'une dizaine de jours en juillet et novembre 2004. Dans la zone expérimentale, la trajectoire de référence était fournie par un télescope de 5 détecteurs silicium. Chacun d'eux était composé de deux plans de détection de type micro-pistes, l'un mesurant la position dans le plan *bending* des chambres de trajectographie, et l'autre dans le plan *non-bending*. Ils étaient constitués de 384 pistes de  $50 \mu\text{m}$  qui permettent d'atteindre une résolution intrinsèque de  $15 \mu\text{m}$ .

Aux énergies exploitées, les effets de diffusion dus aux détecteurs silicium étaient négligeables. Placés de part et d'autre des chambres de trajectographie testées (figure 5.1), ces détecteurs permettent donc une bonne extrapolation de la position des points d'impact sur les différentes chambres. Le signal de déclenchement était donné par une coïncidence entre deux scintillateurs placés de part et d'autre du télescope.

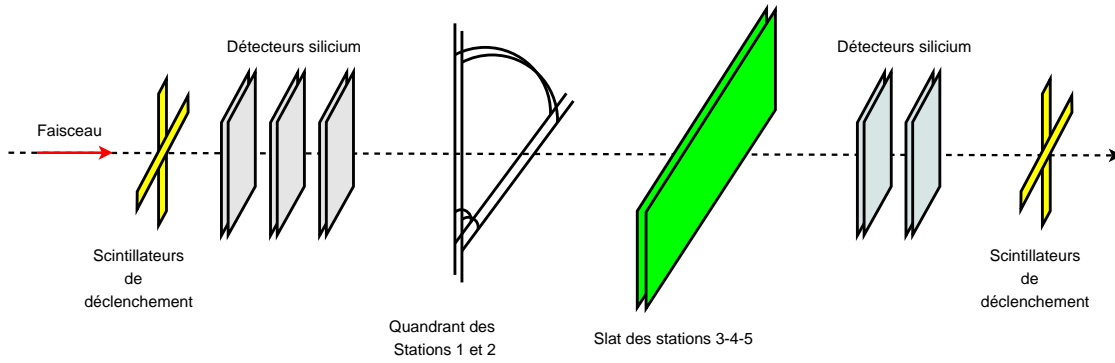


FIG. 5.1 – Schéma du protocole expérimental lors des tests sous faisceau en juillet et octobre 2004.

### 5.1.2 Configuration de la DAQ

La lecture des données issues des détecteurs silicium était réalisée à partir de modules CRAMS<sup>1</sup> placés dans un châssis VME<sup>2</sup> piloté par ordinateur. L'acquisition des données des chambres de trajectographie était prise en charge par des cartes MANU équipées d'un MARC (v.4) et de la dernière version des MANAS disponibles à cette date. A titre de comparaison, deux cartes MANU dotées de GASSIPLEX (au lieu des MANAS) étaient disponibles.

Les microprogrammes pilotant les DSP des CROCUS étaient en cours de développement. Il a donc été possible de tester la chaîne d'acquisition dans des configurations proches de celles qui seront utilisées lors des prises de données au LHC. Les configurations utilisées durant les deux périodes de tests étaient donc différentes et sont résumées dans les figures 5.2 et 5.3. Dans les deux cas, l'acquisition des données était effectuée sans suppression de zéro.

#### Configuration de juillet

En juillet 2004, il n'était possible d'utiliser qu'un seul DSP d'une des cartes frontales de CROCUS et un seul DSP de la carte concentratrice. Ces tests ont permis de vérifier le bon fonctionnement des cartes frontales. Sur celles-ci, le DSP utilisé devait gérer un total de 90 cartes MANU réparties, comme indiqué sur le tableau 5.1, sur 5 bus PATCH. Le mécanisme de suppression de zéros désactivé, le DSP doit traiter 5760 mots de 32 bits provenant des cartes MANU. C'est bien plus que la valeur prévue en collision Pb-Pb (avec  $5 * 163 = 815$  mots par DSP frontal).

	Station 1			Station 2	lattes	Total
Nombre de cartes MANU	BP0 :26	BP1 :26	BP2 :4	BP3 :16	BP4 :18	90

TAB. 5.1 – Nombre de cartes MANU connectées par station et par bus PATCH (BP)

#### Configuration de novembre

Les problèmes rencontrés pendant la première série de tests ont été résolus après quelques modifications matérielles. De plus, les programmes des DSP permettaient d'utiliser les trois DSP de la carte concentratrice ainsi que les DSP des deux cartes frontales disponibles. Il était donc possible d'utiliser 20 bus PATCH et de tester la stabilité de l'ensemble du CROCUS et son temps mort. Le matériel annexe mis à disposition permettait d'équiper seulement 6 bus PATCH. La configuration du CROCUS retenue pour ces test est indiquée figure 5.3 ; il devait gérer 96 cartes MANU réparties de façon à privilégier la

<sup>1</sup>CRAMS : CAEN Readout for Analog Multiplexed Signals

<sup>2</sup>VME : VERSA Module Europa

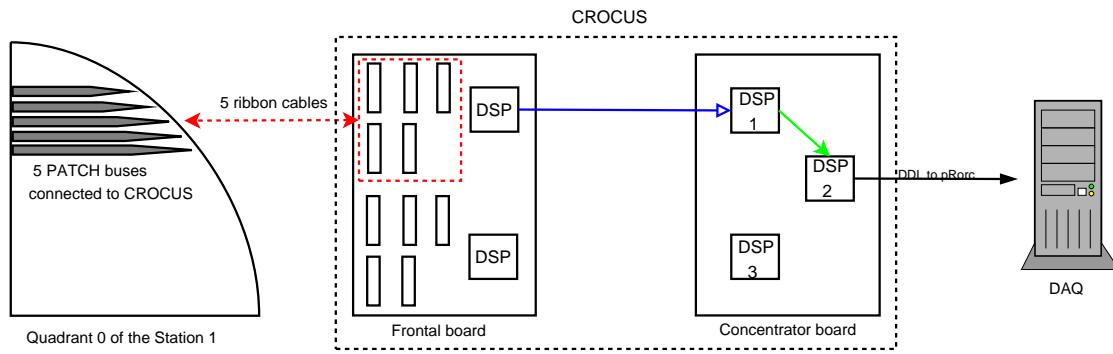


FIG. 5.2 – Configuration CROCUS utilisée en juillet 2004.

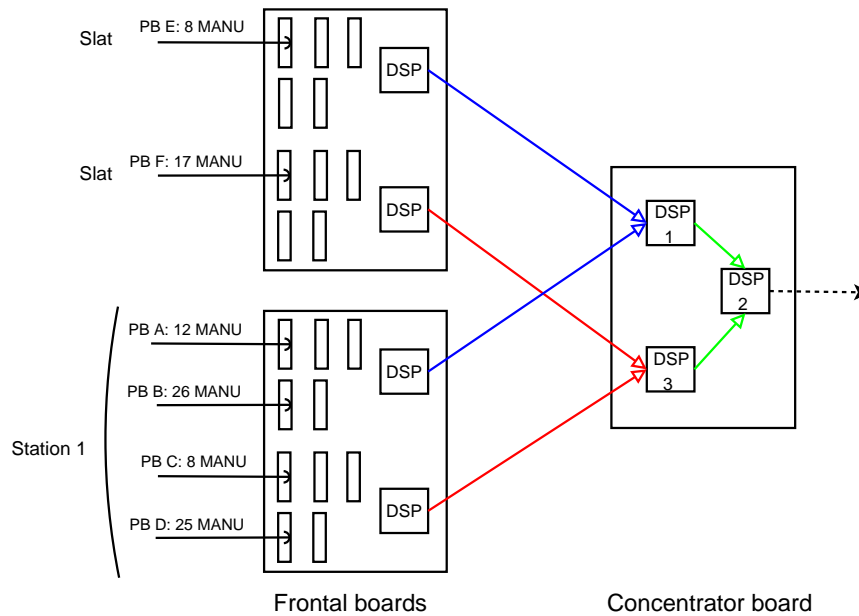


FIG. 5.3 – Configuration CROCUS utilisée en novembre 2004.

contribution des DSP de la carte concentratrice. Cela représente près de 25 Ko de données contre les 32 Ko attendu.

## 5.2 Résultats expérimentaux

### 5.2.1 Performance de CROCUS

Le fonctionnement de CROCUS doit répondre aux deux critères suivants :

- le système d'acquisition doit garantir un taux d'erreur de parité<sup>3</sup> de  $10^{-15}$ ;
- le temps mort du système d'acquisition ne doit pas excéder les 100  $\mu s$ .

Les mesures ont été réalisées avec un taux de déclenchement de 1500  $Hz$  avec le mécanisme de suppression de zéro désactivé. Le nombre de bits transférés au cours de ces tests était de l'ordre de  $10^{10}$  bits. Aucune erreur de parité n'a été détectée ce qui était très encourageant. Les tests de mise en service des chambres de trajectographie effectuée au début de l'année 2007 ont permis d'atteindre une statistique bien plus grande avec un taux de déclenchement de 500  $Hz$  et ont confirmé ces observations. De ce point de vue, le système d'acquisition remplit le cahier des charges.

<sup>3</sup>Valeur fournie par l'équipe en charge de la DAQ d'ALICE.

Le tableau 5.2 indique les temps morts mesurés via le signal BUSY du CROCUS et selon différentes configurations (il est nécessaire d'extrapoler ces valeurs au taux d'occupation prévu au LHC pour les comparer aux  $100 \mu s$  précédemment évoquées). Dans la configuration 2, les DSPC 1 et 3 contrôlent respectivement 20 et 8 cartes MANU pour un temps mort d'environ  $336 \mu s$ . Le bus PATCH F équipé de 17 cartes MANU a été ajouté (configuration 3) pour être pris en charge par le DSP 3; le temps mort s'est révélé être du même ordre de grandeur qu'auparavant. Ce comportement est identique lors du passage des configurations 4 et 5. Ces résultats mettent en évidence le traitement parallèle des informations par les DSPF.

Configuration	bus PATCH connecté	Temps mort ( $\mu s$ )	MANU	MANU/bus PATCH le plus chargé	MANU/DSPC le plus chargé
1	C :8 E :8	255	16 (1024)	8 (512)	8 (512)
2	A :12 C :8 E :8	336	28 (1782)	12 (768)	20 (1280)
3	A :12 C :8 E :8 F :17	336	45 (2880)	17 (1088)	25 (1600)
4	A :12 C :8 D :25 E :8 F :17	640	70 (4480)	25 (1600)	45 (2880)
5	A :12 B :26 C :8 D :25 E :8 F :17	664	96 (6144)	26 (1664)	50 (3200)

TAB. 5.2 – Temps mort mesuré dans différentes configurations avec un taux de trigger de 1500 Hz. Les lettres font référence à l'adresse des bus PATCH sur les cartes frontales (figures 5.2 et 5.3). Chacune de ces lettres est associée au nombre de cartes MANU connectées au bus. Entre parenthèse sont indiquées le nombre de voies lues.

La figure 5.4 représente l'évolution du temps mort mesuré en fonction du nombre de voies lues sur le bus PATCH le plus chargé. Il est possible d'extraire une relation linéaire entre ces deux paramètres. L'ordonnée à l'origine de l'extrapolation correspond au temps de numérisation des signaux par les cartes MANU. La pente permet de définir le temps moyen  $\tau_{voie}$  mis par le système d'acquisition pour traiter l'information d'une voie avant de relâcher le signal BUSY : cela comprend le temps de transfert au travers du bus PATCH et la prise en charge par les DSP du CROCUS. A partir des informations du tableau 5.2,  $\tau_{voie}$  peut être estimé à  $350 ns$  et conduit à un temps mort de  $95 \mu s$  ce qui est en accord avec les objectifs visés ( $100 \mu s$ ).

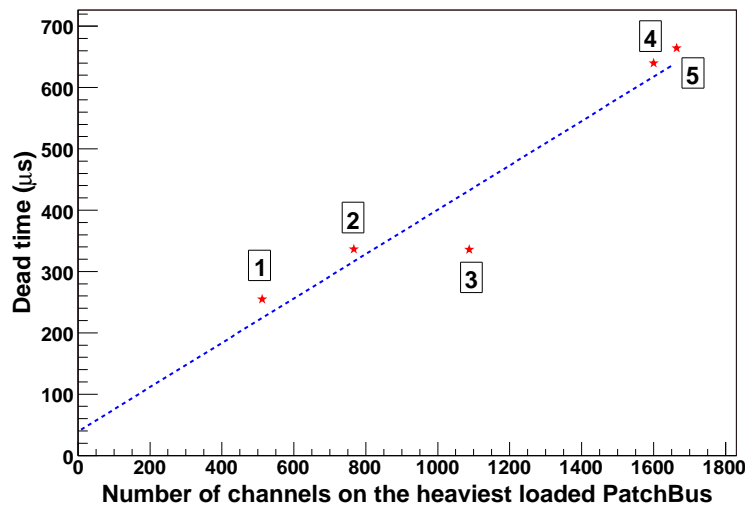


FIG. 5.4 – Evolution du temps mort en fonction du nombre de voies par bus PATCH le plus chargé. Le coefficient de l'ajustement linéaire correspond au temps de traitement des 64 canaux d'une carte MANU (de l'ordre de  $23 \mu s/MANU$ ).

### 5.2.2 Performance des chambres de trajectographie

Ces tests sous faisceau ont permis de faire un bilan général des performances des chambres de trajectographie équipées de l'électronique frontale finale. Ils constituent une première approche de l'influence de l'électronique sur la résolution et l'efficacité des chambres. La comparaison entre les GASSIPLEX et les MANAS a été effectuée sur le quadrant 0 de la station 1. La reconstruction des points d'impact dépendant de la dimension des segments de cathode, les études de résolution ont été réalisées sur la zone de grande densité; le profil du faisceau est schématisé sur la figure 5.6. En effet, comme l'indique la figure 4.3 les segments de cathode ont la même taille et orientation : les conditions de reconstruction sont donc identiques. Les plans *bending* et *non-bending* étaient respectivement équipés de cartes MANU dotées de chips GASSIPLEX et MANAS. Les points d'impact étaient reconstruits indépendamment sur les deux plans de cathode via un simple ajustement de fonction de Mathieson.

### Etalonnage du télescope silicium et des chambres de trajectographie

La résolution des chambres est déterminée à partir de la distribution du **résidu**, défini comme la distance entre le point reconstruit et le point d'impact extrapolé à partir des détecteurs silicium. Il convient donc d'optimiser la méthode de reconstruction et d'ajuster les différents paramètres libres mis à disposition. Les figures 5.5 représentent l'évolution de la corrélation entre le résidu et la position extrapolée dans le plan de courbure en fonction de l'ajustement :

- des paramètres d'alignement des différents détecteurs silicium du télescope (position, angle ...);
- du *gap* (autour de la valeur de construction, c'est à dire  $\sim 2.1$  mm) dont dépend la distribution de Mathieson et donc la reconstruction des points d'impact.

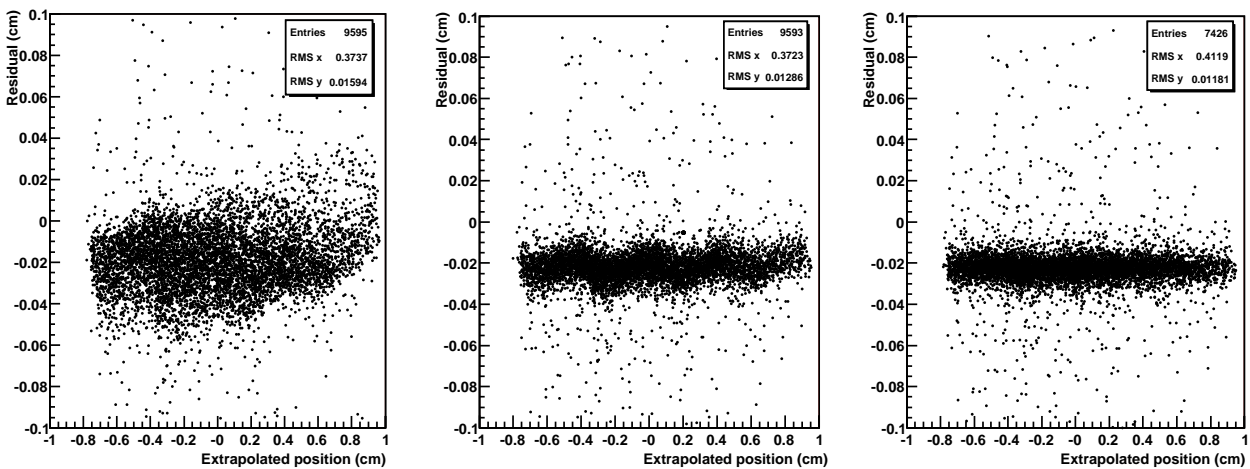


FIG. 5.5 – Spectre de corrélation entre le résidu et la position extrapolée sur les chambres selon les deux étapes d'optimisation. La figure de gauche correspond aux données brutes, la figure du centre après ajustement des paramètres d'alignement et la figure de droite après ajustement de la valeur du *gap*.

### Résolution spatiale et efficacité

Les figures 5.7 montrent les distributions du résidu obtenues sur les deux plans; les résolutions obtenues avec les MANAS et les GASSIPLEX sont respectivement de  $57 \mu\text{m}$  et  $42 \mu\text{m}$ . Quels que soient les ASIC utilisés, les performances en résolution spatiale répondent largement aux critères imposés par le cahier des charges. Cependant, ces résultats ont été obtenus sur une zone très localisée et après optimisation de la reconstruction sur chacun des plans. Les contraintes mécaniques sont telles que le *gap* est sujet à de légères fluctuations sur l'ensemble de la surface couverte par le spectromètre. Comme le montre la figure 5.5 (au centre), la résolution spatiale s'en trouve légèrement altérée mais reste inférieure à  $65 \mu\text{m}$ .



L'écart de performance entre les deux ASIC a été investiguée. Le graphe 5.7 de corrélation "résidu/position extrapolée" a permis de localiser une légère déviation qui s'est avérée être provoquée par un problème de connexion du Kapton reliant un segment de cathode à l'électronique de lecture.

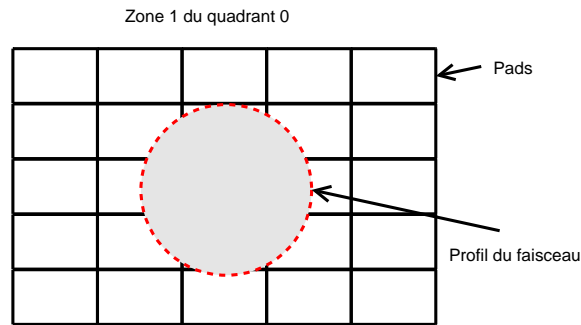


FIG. 5.6 – Profil du faisceau sur le plan *non-bending* du quadrant 0 de la station 1.

Après quelques ajustements logiciels, il a été déterminé que ce défaut entraîne un déficit en charge d'environ 20%. Correction ad-hoc incluse, la résolution spatiale s'est avérée être de l'ordre de  $52 \mu\text{m}$ .

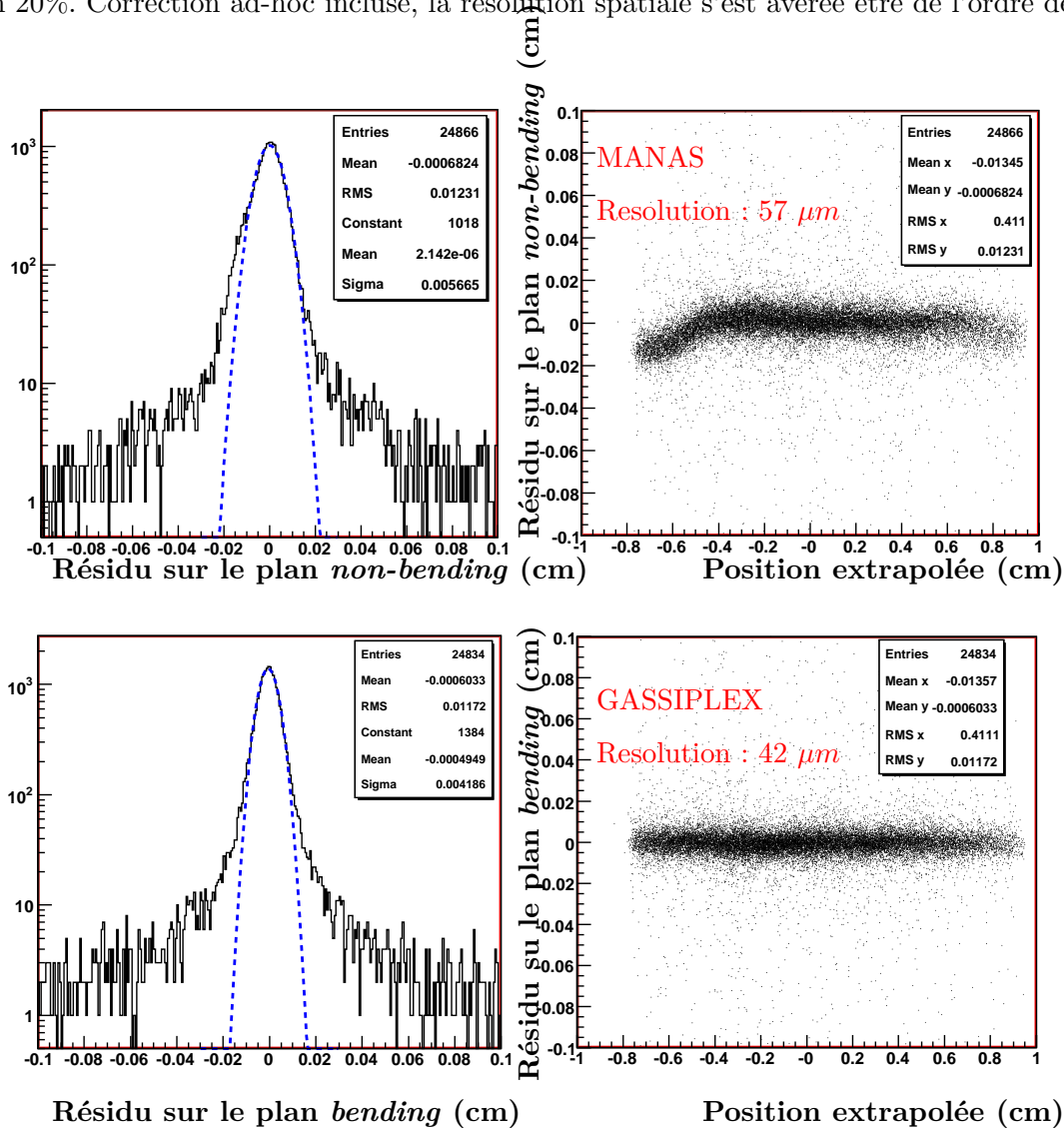


FIG. 5.7 – Résolutions obtenues sur la zone de grande densité de segments de cathode du quadrant 0 de la station 1. Le plan *bending* est équipé MANAS et le *non-bending* de GASSIPLEX.

Il est nécessaire d'accompagner ces résultats avec les efficacités. Dans le cas présent, l'efficacité de

reconstruction correspond au rapport du nombre de traces reconstruites dans une fourchette en résolution de  $\pm 300 \mu m$  sur le nombre total d'événements reconstruits sur les chambres de trajectographie. L'efficacité totale est définie comme le rapport du nombre total d'événements reconstruits avec une résolution de  $\pm 300 \mu m$  par rapport au nombre d'événements reconstruits à partir des détecteurs silicium. Le tableau 5.3 résume les résultats obtenus.

Plan	Nombre d'événements dans le télescope	Nombre d'événements reconstruits	Nombre d'événements à $\pm 300 \mu m$	Efficacité de reconstruction (%)	Efficacité totale (%)
Bending	24878	24838	23370	94.1	93.9
Non-Bending	24878	24866	23202	93.3	93.2

TAB. 5.3 – Efficacité de reconstruction et efficacité totale obtenues avec le quadrant 0 de la station 1 pendant les tests sous faisceau de 2004.

### 5.2.3 Calibration

L'écart de performance (environ  $10 \mu m$ ) entre les deux ASIC peut s'expliquer par un bruit ou une dispersion des gains plus élevée pour le MANAS que le GASSIPLEX. La première hypothèse a rapidement été écartée car l'étude des piédestaux a montré que les bruits étaient du même ordre de grandeur entre les deux ASICs. Une étude sur la dispersion des gains a alors été réalisée selon le protocole expérimental indiqué figure 5.8.

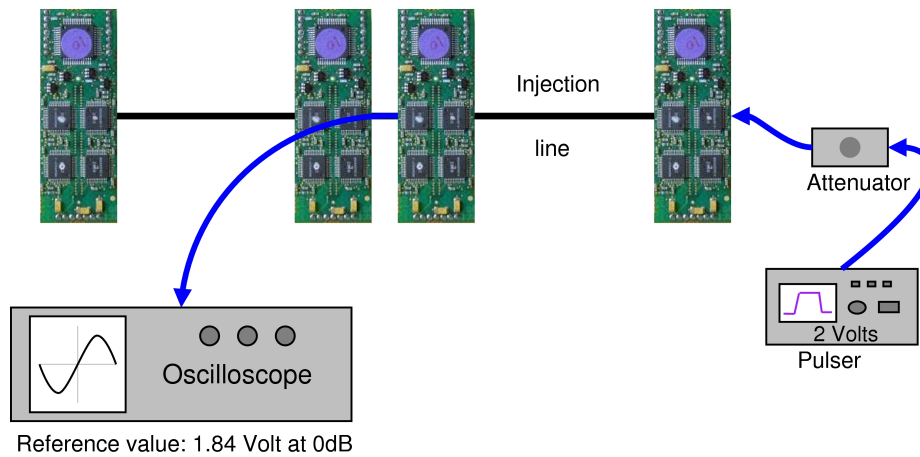


FIG. 5.8 – Protocole de calibration

Un générateur injectait un signal de 2 V sur la voie de calibration de la carte MANU. La tension lue au niveau des cartes MANU situées dans l'axe du faisceau était de 1.840V. Le signal d'entrée était ensuite modulé via un atténuateur. Les valeurs d'atténuation disponibles étaient de : 0, 2, 6, 9, 12, 15 et 18 dB. La précision de cet atténuateur était au maximum de 1%.

### Dispersion de gain

Ce protocole expérimental a permis d'étalonner la réponse électronique de chaque voie (figure 5.9). Pour un signal de calibration compris entre  $[0, 600] mV$ , la réponse de l'électronique est linéaire. La capacité de calibration interne au MANAS étant de  $0.2 pF$  cette gamme correspond, en terme de charge, à un signal compris entre  $[0, 120] fC$ . Au delà de cette valeur, la non-linéarité n'est plus négligeable et il est nécessaire d'introduire des termes quadratiques de correction.

La figure 5.9 représente la distribution des charges collectées sur un segment de cathode. Elle montre que pour l'essentiel des événements, la charge déposée est inférieure à  $120 fC$ . Par convention, la dispersion

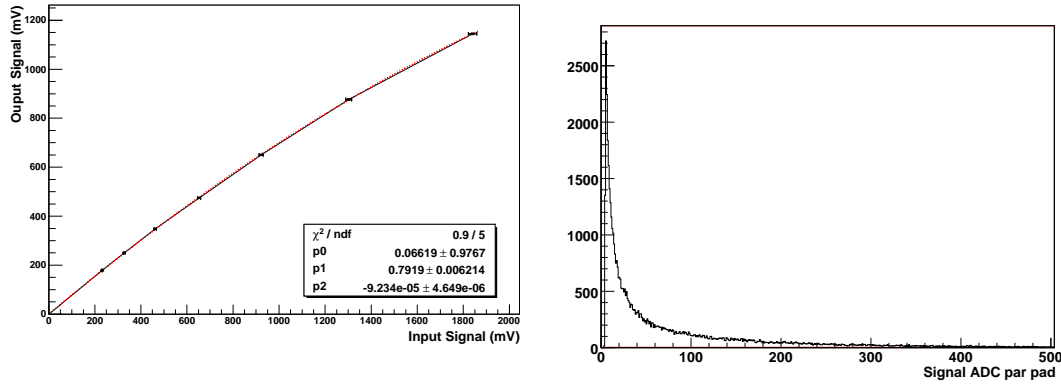


FIG. 5.9 – Droite : signal de sortie en mV en fonction du signal d'entrée pour une voie d'acquisition. Gauche : distribution des charges déposées sur un segment de cathode.

des gains se réfère donc à un signal de 200  $fC$ . La charge injectée la plus proche de la valeur de référence correspond à une atténuation de 6 dB, c'est à dire un signal de l'ordre de 184  $fC$ .

La distribution en gains des 1600 voies étudiées a été établie de deux manières différentes. La première consiste simplement à évaluer la dispersion des gains à partir du signal de référence de 184  $fC$ . Il en résulte une distribution centrée sur 0.752 et d'écart type de 0.047. Le gain moyen associé est de  $3.76 \text{ mV} \cdot fC^{-1}$  et la dispersion est de l'ordre de 6% (figure 5.10).

La seconde méthode repose sur l'ajustement des courbes de la réponse électronique avec un polynôme du second degré. La figure 5.10 présente la distribution du paramètre de premier ordre. Centré sur 0.81 pour un écart-type de 0.024, le gain est estimé à  $4.05 \text{ mV} \cdot fC^{-1}$  avec une dispersion de près de 3%. La différence entre ces deux méthodes est conséquente ( $3.76$  et  $4.05 \text{ mV} \cdot fC^{-1}$ ) et montre clairement que la réponse électronique était loin d'être linéaire.

Ces résultats n'étaient donc pas conformes aux 2% fixés au cahier des charges. Cependant, les dernières modifications effectuées sur les cartes MANU ont permis de se rapprocher de cet objectif.

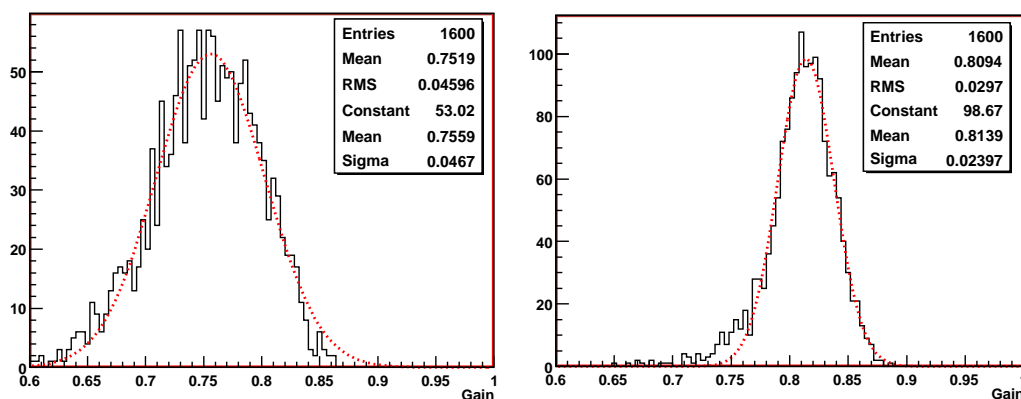


FIG. 5.10 – Distribution du gain. A gauche est représentée la distribution du gain mesuré à 184  $fC$  et à droite, la distribution obtenue avec un ajustement d'ordre 2 sur la dynamique de l'électronique testée. Les valeurs présentées sont le rapport de la tension de sortie et le signal de calibration. La capacité de calibration étant de 0.2  $pF$ , 0.7 correspond donc à  $3.5 \text{ mV} \cdot fC^{-1}$ .

### Influence sur la résolution

Afin d'affiner et d'améliorer les performances en résolution, la dispersion du gain a été prise en compte. La figure 5.11 présente les distributions des résidus obtenus sans et avec correction du premier ordre. La différence entre les deux distributions n'est assez significative pour conclure à une amélioration de la résolution :  $55.2 \mu\text{m}$  par rapport au  $56.5 \mu\text{m}$  précédemment obtenu. Ces corrections ne sont cependant pas sans incidence puisqu'elles modifient la distribution mais le problème rencontré sur l'une des voies ne permet pas d'approfondir le sujet. De plus, la procédure de calibration nécessite de connaître avec précision la valeur des capacités de calibration. Ces dernières seront déterminées avec un banc de test industriel en sortie de la chaîne de production des cartes MANU. Ce sujet sera évoqué ultérieurement dans ce manuscrit.

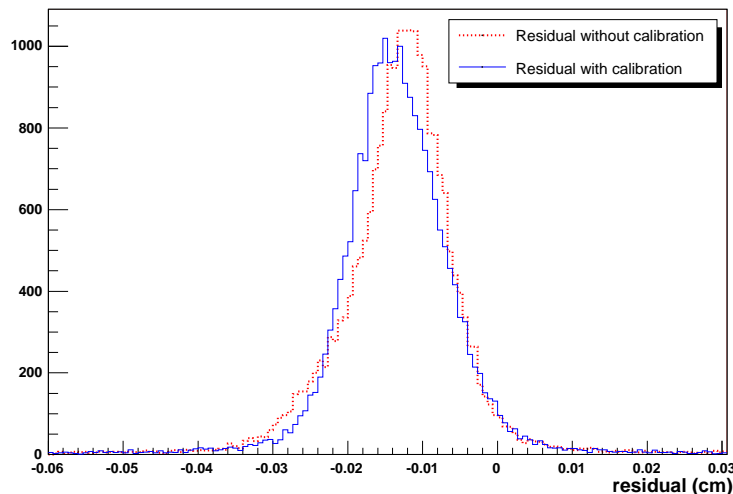


FIG. 5.11 – Distribution du résidu sur le quadrant 0 avec et sans correction de calibration.

#### 5.2.4 Corrélation de charge et décalage des pads entre les deux plans de cathode

La figure 5.12 représente la corrélation des charges collectées sur le plan *bending* et *non-bending* du quadrant 0. Le facteur de corrélation correspondant est de 94%. Le rapport des charges entre les deux plans est en moyenne de 0.9 avec un écart-type de 0.15. Bien que chaque plan soit équipé d'une électronique différente, ces résultats ne montrent aucune anomalie.

La reconstruction des points d'impact étant optimisée pour chacun des deux plans de la station, il a été possible de tester expérimentalement le décalage des segments de cathode et de valider le processus de fabrication des chambres. Le décalage est déduit à partir de la position des points reconstruits par rapport au centre du segment de cathode traversé. La distribution de la différence des positions obtenues sur les deux plans permettent d'évaluer le décalage. La figure 5.12 de droite montre les résultats obtenus dans le plan *bending* : le décalage est évalué à  $2.092 \text{ mm}$  au lieu des  $2.1 \text{ mm}$  théorique. C'est un excellent résultat qui démontre que l'efficacité de reconstruction sera optimale du point de vue géométrique.

### 5.3 Banc de test industriel

Les 22 000 cartes MANU, nécessaires pour équiper les chambres de trajectographie du spectromètre à muons, sont fabriquées industriellement par la société EMELEC. Il convient donc de tester toutes les cartes produites en sortie de chaîne de production afin de déceler toute carte défectueuse pour éventuellement la réparer. De plus, ces tests permettent aussi, d'une certaine façon, de suivre la qualité du processus d'assemblage des cartes et de gagner du temps lors de la mise en service des détecteurs. C'est dans cette optique qu'un banc de test industriel a été mis au point par l'équipe de l'IPN d'Orsay. Il permet de tester les différentes fonctionnalités des cartes MANU ainsi que les caractéristiques de chaque voie. Chaque carte

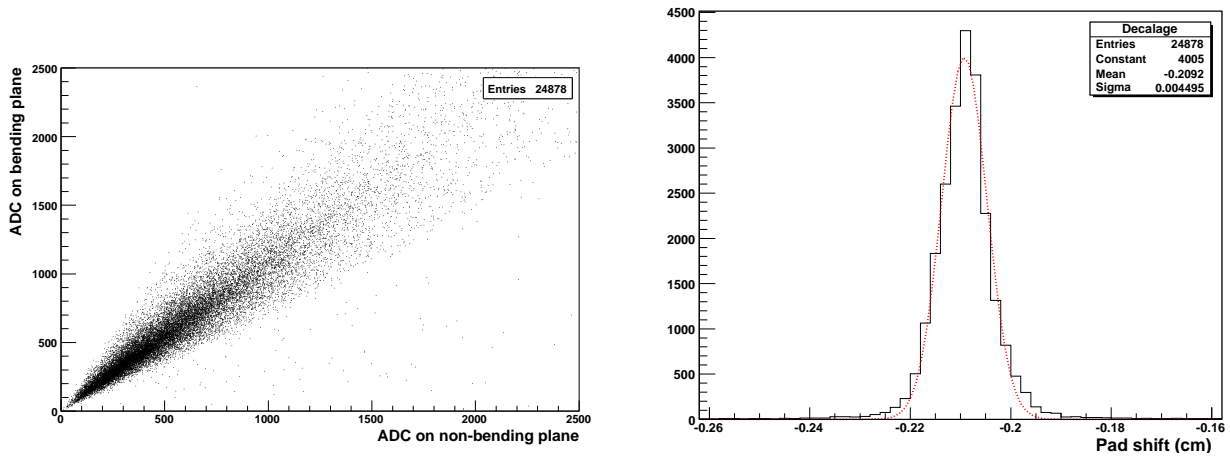


FIG. 5.12 – À gauche : corrélation de charge entre le plan *bending* (équipé de MANAS) et *non-bending* (avec GASSPLEX). À droite : décalage des segments de cathode (cm) entre le plan *bending* et *non-bending* dans la zone de grande densité de segments. L’histogramme montre la différence de la position du point d’impact calculée sur chaque plan : on y retrouve le décalage des pads entre les deux plans.

MANU se distingue par un code barre attribué en sortie de chaîne de production. Ce chapitre débutera par une brève description du fonctionnement d’une carte MANU afin de caractériser les différents paramètres critiques nécessaires à leur exploitation. Les spécificités, les performances et l’exploitation du banc de tests seront présentées par la suite.

### 5.3.1 Fonctionnement de la carte MANU

- Trois circuits d’alimentation basse tension sont nécessaires au bon fonctionnement des cartes MANU :
- le bon fonctionnement du MARC nécessite une alimentation de 3.3 V ;
  - une alimentation de  $\pm 2.5$  Volts sont nécessaires pour les ASICs MANAS. De par leur conception, il est très important que la mise en marche de ces alimentations ait lieu simultanément sous peine d’endommager les chipsets.

Pour un événement donné, l’information d’une voie est codée par un mot de 32 bits en sortie du MARC. Le schéma 5.3.1 indique la structure du mot et les différentes informations qu’il comporte, à savoir la charge lue sur une cathode donnée et la position de cette dernière. La codification détaillée est la suivante (en allant des bits de poids faible au poids fort) :

- 12 bits correspondant au codage de la charge  $V_{ADC}^{(i)}$  lu sur la cathode  $i$  ;
- 6 bits représentant l’adresse  $i$  des voies de la carte MANU ( $i \in [0; 63]$ ). Les 4 bits de poids faible de cette séquence code l’adresse des 16 voies d’un MANAS et les 2 bits de poids fort l’adresse  $j$  du MANAS ( $j \in [0; 3]$ ) sur le MANU ;
- 11 bits se référant à l’adresse de la carte MANU. Cette adresse permet de localiser la position de la carte sur les chambres de trajectographie ;
- 2 bits de contrôle. Ils permettent au MARC de dissocier les ordres qui lui sont destinés et ceux qu’il doit transmettre aux cartes MANU ou au CROCUS ;
- 1 bit permettant de réaliser un simple test de parité. Si la somme des bits est paire/impair alors celui-ci est égale à 1/0 ;

bit	32	31	30	29	28	...	20	19	18	17	16	15	14	13	12	11	...	2	1
Convention	Parité		Contrôle		Adresse MANU				Adresse voie				Charge						

TAB. 5.4 – Structure d’un mot en sortie de MARC

Afin de caractériser les paramètres critiques des cartes MANU, il est utile de comprendre le fonctionnement de l’électronique frontale. Lorsqu’un événement physique est observé, le signal de déclenchement

est relayé par CROCUS qui le transmet à l'ensemble des bus PATCH et des cartes MANU. Les MARC capturent ce signal et le font suivre aux MANAS. Après 300 ns, le MARC amorce la phase de lecture et de numérisation des charges collectées sur les cathodes via les deux ADCs de 12 bits équipant la carte MANU. Ces ADC travaillent en parallèle et numérisent 32 voies séquentiellement. Les valeurs numériques qui en résultent, notés  $V_{ADC}^{(i)}$  ( $i$  désignant le numéro de la voie), sont ensuite stockées dans une mémoire temporaire de  $64 \times 12$  bits. Ces mots de 12 bits sont ensuite comparés au seuil de suppression de zéros  $V_{seuil}^{(i)}$  correspondant et préalablement chargé dans le MARC. Si  $V_{ADC}^{(i)} > V_{seuil}^{(i)}$ , cette valeur est stockée dans une nouvelle mémoire temporaire FIFO de  $64 \times 18$  bit en étant concaténée avec l'adresse de la voie correspondante. Débute ensuite la phase de lecture où le CROCUS envoie un signal de lecture, que l'on appelle "jeton" aux premiers MARC des bus PATCH. Les données sont alors extraites de cette FIFO après avoir été concaténées avec les 11 bits de l'adresse de la carte MANU, les 2 bits de contrôle/commande à 0 et le bit de parité correspondant. Le jeton est alors transmis à la carte MANU suivante. Le processus de lecture est réitérée jusqu'à ce que le jeton revienne au CROCUS.

### 5.3.2 Eléments critiques

Cette séquence de lecture permet de mettre en avant les principaux éléments critiques qui doivent être testés en sortie d'usine :

- la mise sous tension : il faut en effet vérifier si les cartes MANU peuvent être mises sous tension et détecter ainsi d'éventuels courts-circuits pouvant être préjudiciables à l'électronique environnante ;
- les fonctionnalités du MARC dont les principales se résument à : la prise en compte du jeton, le chargement de l'adresse MANU, la gestion du signal de déclenchement, la lecture des données, l'activation/désactivation des MANAS et enfin, l'activation du mécanisme de suppression de zéros ;
- les valeurs seuil du piédestal. Une valeur de piédestal trop basse, voire négative, biaise la charge réelle induite sur les cathodes. Une valeur trop élevée tend à réduire la gamme dynamique de l'électronique et à l'exploiter dans le domaine de non-linéarité. La gamme retenue est comprise entre 40 et 300 canaux ADC ;
- la valeur du bruit : une valeur trop élevée dégrade la résolution spatiale mais réduit aussi l'efficacité du mécanisme de suppression de zéros. A contrario, une valeur trop basse indique un mauvais fonctionnement de la carte MANU ;
- la réponse électronique par les voies dites d'injection : elle caractérise la réponse de l'électronique frontale en fonction du signal d'entrée. La fourchette du gain est fixée à  $[2.5; 5.0] mV.fC^{-1}$  ;
- la réponse par les voies de calibration des MANAS. Les valeurs mesurées permettent de calculer la valeur des capacités internes du MANAS qui permettent d'étalonner avec précision la réponse de chacune des voies. La fourchette en gain est identique à celle précédemment évoquée ;
- la valeur des capacités de calibration des MANAS dont la dispersion devrait être inférieure à 2%.

### 5.3.3 Fonctionnement du banc de tests

L'idée de ce banc de test est donc de tester les cartes et de diagnostiquer la cause des éventuelles pannes détectées aux travers des critères qui viennent d'être évoqués. Le nombre de cartes étant important, la durée du test d'une carte à été fixé à quatre minutes maximum pour des raisons de coût. Pour cette raison, chaque banc de test est équipé de deux ports de communication sur lesquels viennent se connecter les cartes MANU. Dès qu'une carte est connectée, elle est automatiquement mise sous tension pendant une minute, le temps que tension et courant se stabilisent. Pendant ce temps, une seconde carte est testée sur le second port.

Les cartes MANU sont connectées sur une carte intermédiaire, elle même fixée sur le banc de test, pour les raisons suivantes :

- limiter l'usure des connecteurs principaux du banc de test. Cette carte intermédiaire est remplacée toutes les 500 cartes MANU testées. Ce principe limite les signaux parasites liés à de possibles faux contacts et augmente donc la fiabilité du système ;
- les connecteurs des cartes équipant les stations 1-2 et 3-4-5 sont différents. Il existe donc deux types de cartes intermédiaires adaptées à chaque type de carte ;



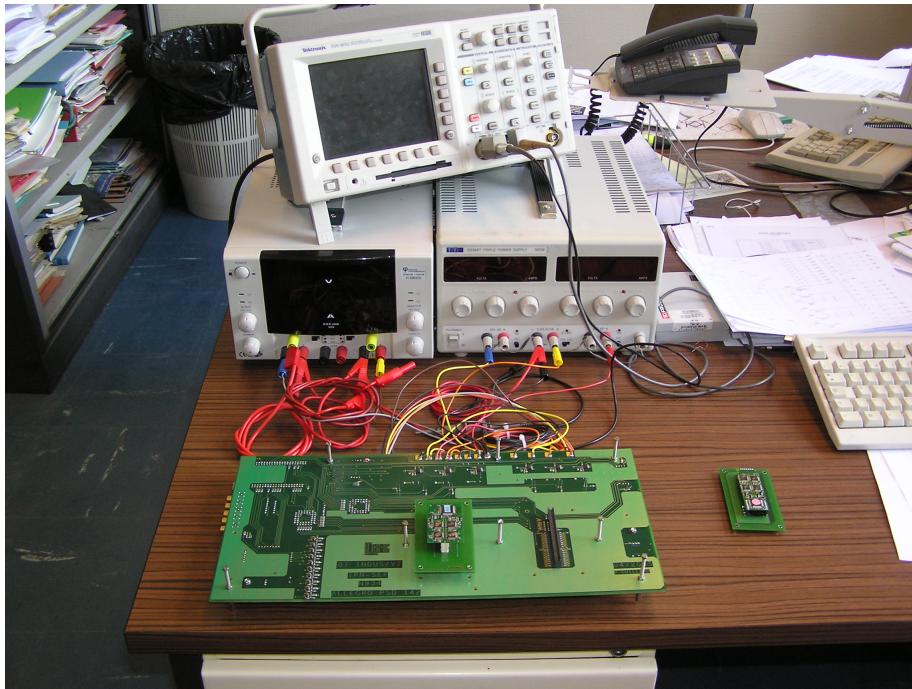


FIG. 5.13 – Carte principale du banc de tests industriel hors de son boîtier de protection.

Ces bancs de tests ne se limiteront pas à tester les cartes MANU en sortie d'usine. Ils serviront par la suite à dépanner les cartes défectueuses pendant les campagnes de prises de données au LHC. Ils ont donc été conçus pour être portatifs, facilement installés et utilisés sur tout ordinateur du commerce. Ils se connectent via le port USB<sup>4</sup> et le logiciel de commande fonctionne sous l'environnement Microsoft Windows.

## Electronique

Le dialogue entre les cartes MANU et l'ordinateur est relayé par une carte contrôleur USB/FPGA Morphic FTDI232C. Les FPGA (Field-Programmable Gate Array) sont des circuits logiques programmables. Bien que plus chers et plus lents que les ASICs<sup>5</sup> traditionnels, ils offrent une plus grande souplesse d'utilisation et de développement puisque reconfigurables à volonté. Le routage des circuits logiques, programmé en VHDL<sup>6</sup>, est stocké sur une mémoire volatile; il est donc nécessaire de sauvegarder le code binaire associé dans une mémoire externe non volatile. Dans la configuration utilisée, ce programme est stocké sur le disque dur de l'ordinateur de contrôle et le chargement du FPGA est réalisé seulement si nécessaire.

Les commandes sont envoyées vers le FPGA au travers de la liaison USB sous la forme de mot de 32 bits. Elles sont ensuite interprétées par le FPGA qui envoie les signaux compris par le MARC de la carte MANU. Un protocole (voir annexe A) a donc dû être défini pour que toutes les fonctionnalités importantes puissent être testées et pour gérer l'utilisation des deux connecteurs.

Chaque connecteur du banc possède son propre bloc alimentation. Le test des alimentations est réalisé matériellement à l'aide de comparateurs de seuil. Si l'une des trois lignes d'alimentation basse tension d'une carte MANU débite trop de courant, le bloc d'alimentation correspondant est instantanément coupé. L'état des alimentations est récupéré par le module FPGA.

Les signaux de calibration sont générés par une carte génératrice identique à celles qui seront utilisées dans le châssis CROCUS (figure 5.14). La linéarité de la réponse électronique est déterminée en injectant

<sup>4</sup>USB : Universal Serial Bus

<sup>5</sup>ASIC : Application-Specific Integrated Circuit

<sup>6</sup>VHDL : Very High speed integrated circuit hardware Description Language



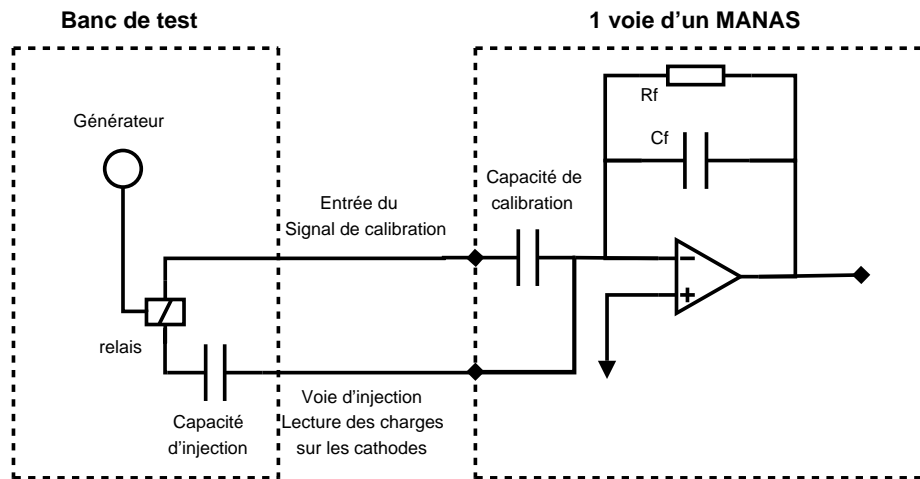


FIG. 5.14 – Schéma du protocole de tests d'une voie de lecture des cartes MANU.

huit signaux de référence sur des capacités d'injection de  $[1.96; 2.01] \text{ pF}$ . Le gain est calculé pour une charge en entrée de  $200 \text{ fC}$  par la relation :

$$G = \frac{V_{injection}^{sortie}}{C_{injection} \cdot V_{injection}^{entrée}}$$

où  $V_{injection}^{entrée}$  est le signal d'entrée et  $V_{injection}^{sortie}$  le signal de sortie. La même opération est réalisée par les voies de calibration des MANAS. Le gain obtenu sur les deux voies étant identique, la valeur de la capacité de calibration est déterminée à partir de la relation :

$$C_{calibration} = \frac{V_{calibration}^{sortie}}{V_{calibration}^{entrée}} \cdot \frac{C_{injection} \cdot V_{injection}^{entrée}}{V_{injection}^{sortie}}$$

L'incertitude sur la valeur de la capacité est donnée par :

$$\frac{\Delta C_{calibration}}{C_{calibration}} = \frac{2\Delta V_{sortie}}{V_{sortie}} + \frac{\Delta C_{injection}}{C_{injection}} + \frac{2\Delta V_{entrée}}{V_{entrée}}$$

L'erreur maximum sur la valeur de la capacité est :

$$\frac{\Delta C_{calibration}}{C_{calibration}} = \frac{2}{V_{sortie}} + 0.5\% + 1.2\%$$

### Logiciel d'acquisition

Les personnes effectuant les tests ne connaissent pas le fonctionnement détaillé des cartes MANU. Il faut donc que le logiciel soit très simple d'utilisation tout en permettant de diagnostiquer la nature des pannes détectées. Le développement a été effectué en Microsoft Visual Net 7.0. Les tests ont été découpés en huit étapes distinctes se déroulant séquentiellement telles que :

- le test des alimentations basse tension ; si les alimentations sont éteintes alors la carte est défaillante ;
- le chargement de l'adresse des cartes MANU, la prise en compte du signal de déclenchement et la réinitialisation des paramètres du MARC. Le principe de ce test est de charger une adresse au MARC et de la comparer aux données issues des 64 voies d'un événement. Le MARC est ensuite réinitialisé ; l'adresse de la carte doit alors être nulle ;
- le test d'activation et de désactivation des chipsets MANAS ainsi que la carte MANU. Ce test consiste à désactiver les MANAS deux à deux et de vérifier qu'aucune des données ne comporte l'adresse des voies désactivées. La carte MANU est par la suite désactivée ; il suffit alors de s'assurer que le MARC n'envoie aucune donnée ;

- le test du mécanisme de suppression de zéros. Le seuil de suppression de chacune des voies est fixé à 250 canaux ADC et le mécanisme de suppression est activé. Le test consiste ensuite de vérifier si les données transmises par le MARC ont une charge supérieure au seuil fixé ;
- le test lié aux valeurs des piédestaux. La valeur moyenne du piédestal est calculée à partir d'un échantillon de 500 événements. Toutes les voies doivent avoir une valeur moyenne du piédestal comprise entre 40 et 300 canaux ;
- l'extraction du bruit correspondant à l'écart type de la distribution des piédestaux. Le bruit de chacune des voies doit être comprise entre 0.7 et 2.5 canaux ADC ;
- l'extraction de la courbe de gain via les voies d'injection ;
- le calcul des capacités internes de chacune des voies des MANAS.

Les diagrammes d'activité décrivant chacune de ces étapes sont présentés en annexe [A](#).

Si les résultats issus de chacune de ses étapes ne répondent pas aux critères précédemment évoqués, la carte est considérée comme défailante. Les causes de la panne sont déterminées à partir des fichiers de sortie générés. Au nombre de trois, ils ont des fonctions différentes. Il faut distinguer :

- le fichier de *log* indiquant la date du test, le numéro du banc de test, l'état du test, le numéro de l'étape où le test s'est arrêté ainsi que les causes ;
- le fichier *.ROOT* contenant toutes les données issues des différents tests ; il contient la distribution des piédestaux, des différents signaux injectés par les voies de calibration et d'injection, les courbes de linéarité. Ce fichier n'est généré que si toutes les étapes ont été réalisées avec succès ;
- le fichier XML regroupant les valeurs numériques caractéristiques de toutes les voies d'une carte MANU. Ces fichiers facilitent l'intégration des informations dans une base de données. Il est créé en même temps que le fichier *.ROOT*.

Quelques résultats préliminaires des données issues des trois bancs de tests sont présentés figure [5.15](#). Sur les deux graphes du haut, sont indiquées les distributions des piédestaux et des bruits sur un échantillon de 400 000 voies de lectures. Les deux distributions du bas présentent la distribution des gains et des valeurs déduites des capacités internes des MANAS. L'ensemble des données est en cours d'analyse pour être ensuite utilisé lors des phases de calibration de l'électronique au CERN.

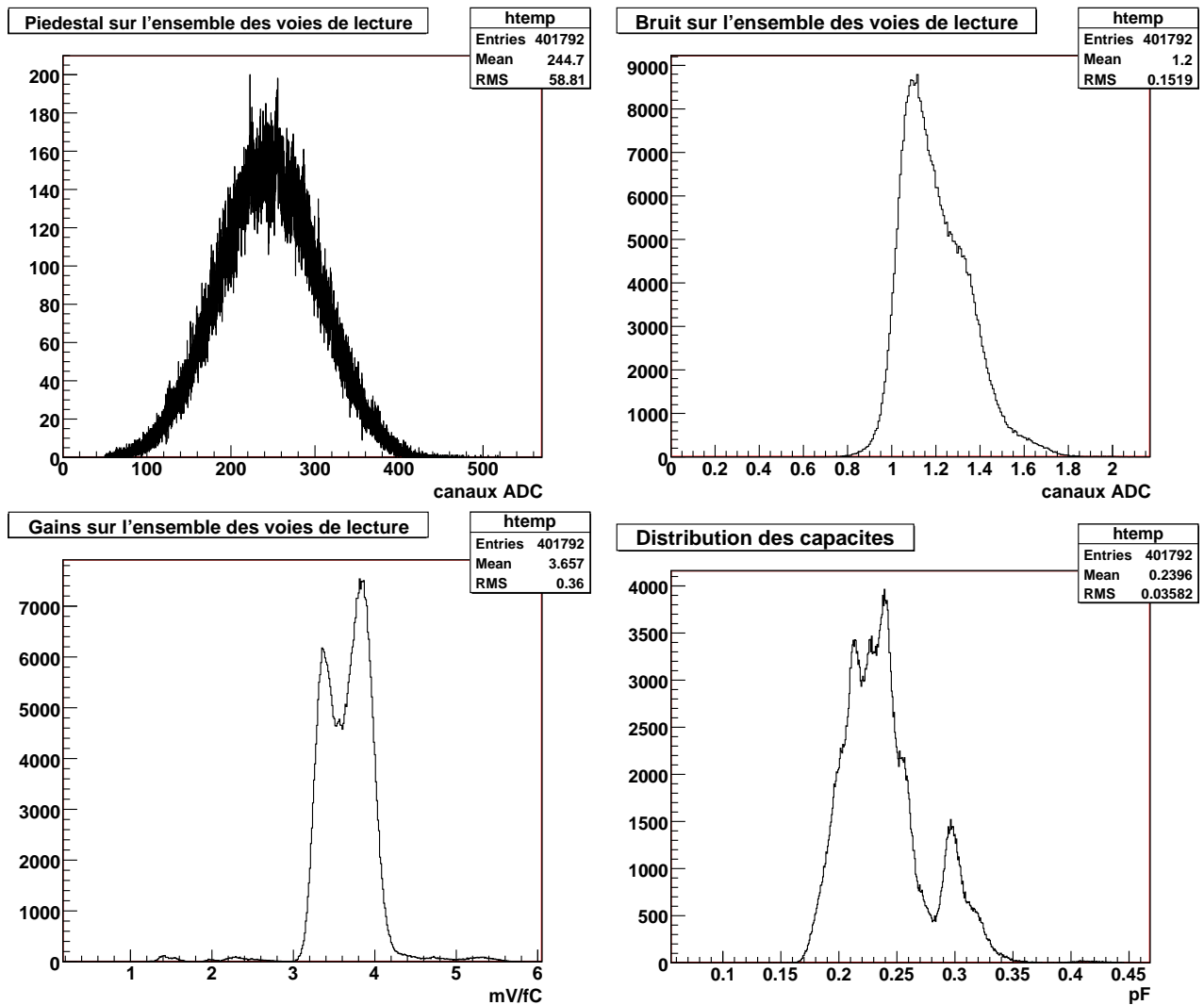


FIG. 5.15 – Résultats préliminaires des données issues du banc de tests industriel.

# Bibliographie

- [1] ALICE Production Readiness Review. The Electronics of ALICE Dimuon Tracking Chambers. *ALICE-INT-2004 026*, 2004.
- [2] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer. *CERN/LHCC/*, 1999-22.
- [3] ALICE Technical Design Report. The Dimuon Forward Spectrometer - Addendum. *CERN/LHCC/*, 2000-46.
- [4] A.Charpy & Al. Test of the tracking readout electronics of the Dimuon Forward Spectrometer. *ALICE-INT-2006-016*, 2005.

# Chapitre 6

## Influence de la dérive des piédestaux sur les performances du spectromètre à muons d'ALICE

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Implémentation de la dérive des piédestaux dans AliRoot</b>	<b>87</b>
<b>6.2</b>	<b>Influence de la variation des piédestaux sur le temps mort</b>	<b>88</b>
<b>6.3</b>	<b>Influence de la variation des piédestaux sur la reconstruction</b>	<b>89</b>
6.3.1	Influence sur la reconstruction du point d'impact	89
6.3.2	Influence sur le pré-clustering	91
6.3.3	Influence sur la reconstruction des trajectoires	94
<b>6.4</b>	<b>Conclusions</b>	<b>94</b>

---

Comme cela a été exposé dans les chapitres précédents, le spectromètre à muons est constitué d'environ 1,2 million de voies de lecture. En considérant les fréquences d'acquisition de référence (par exemple 1200 Hz en collisions Ar-Ar), la bande passante pour acquérir l'ensemble des voies de lecture serait de l'ordre  $5.76 \text{ Go.s}^{-1}$  et l'architecture adéquate très coûteuse. Pour s'affranchir de cette contrainte, il est alors nécessaire d'introduire un mécanisme, dit de suppression de zéro, permettant de discriminer les voies ayant détecté un signal physique, et ce au plus tôt dans la chaîne d'acquisition. Le détecteur ayant été conçu pour un taux d'occupation de l'ordre de 5% au maximum, les besoins en bande passante sont moindres (d'un facteur 20). Réalisé au niveau de l'électronique frontale, le mécanisme de suppression de zéro est effectué sur toutes les voies et consiste simplement à comparer la charge détectée à une valeur seuil de référence. Cette dernière est définie selon les différents paramètres : le piédestal et le bruit. Ceci signifie qu'il faut parfaitement connaître le comportement des MANAS et maîtriser les différents paramètres qui peuvent affecter leur utilisation.

Le piédestal est défini comme la valeur de sortie de l'électronique de lecture en l'absence de signal physique en entrée. Sur les cartes MANU, 2 convertisseurs analogiques/numériques (ADC) codent sur 12 bits les signaux en sortie de MANAS. Le type d'ADC utilisés ne numérisant que les signaux positifs, il faut que le signal en sortie de MANAS corresponde à une charge positive. C'est pourquoi une tension de référence de 100 mV (référéncée comme *offset* par la suite) est appliquée sur l'entrée  $V_{outoff}$  de tous les ASIC, et permet aux piédestaux d'être compris entre 30 et 300 canaux ADC. Les valeurs maximales et minimales résultent d'un compromis entre une marge de sécurité pour toujours avoir un signal en sortie de MANAS positif et le souci de minimiser la réduction de la dynamique de la réponse électronique. Dans la suite de ce chapitre et par abus de langage, la notion de piédestaux inclura l'*offset*. Comme nous l'avons vu précédemment, la mesure du piédestal d'une voie donnée montre que ce dernier suit une distribution de forme gaussienne (voir figure 6.2). La valeur moyenne de cette distribution correspond à la valeur de référence du piédestal ( $V_{pied}$ ) et son écart-type ( $\sigma_e$ ) au bruit de l'électronique. La valeur seuil de référence ( $V_{seuil}$ ) utilisée lors du processus de suppression de zéro est définie par rapport à ces deux paramètres telle

que :

$$V_{seuil} = V_{ped} + n\sigma_e$$

où  $n$  est un paramètre fixé selon les besoins. En faisant abstraction des effets de numérisation et en l'absence de tout signal physique, seules 2.5% seraient au dessus de ce seuil pour  $n=2$ , et moins de 0.2% pour  $n=3$  (valeur prise par défaut). Ces taux d'occupation, d'origine statistique, seront qualifiés de taux d'occupation virtuel. En tenant compte du processus de numérisation cette relation devient :

$$V_{seuil} = NInt(V_{ped} + n\sigma_e + 0.5)$$

Associé au facteur 0.5, l'opérateur  $NInt$  prend pour valeur de référence l'entier supérieur le plus proche. Cette opération permet de minimiser les taux d'occupation précédemment évoqués.

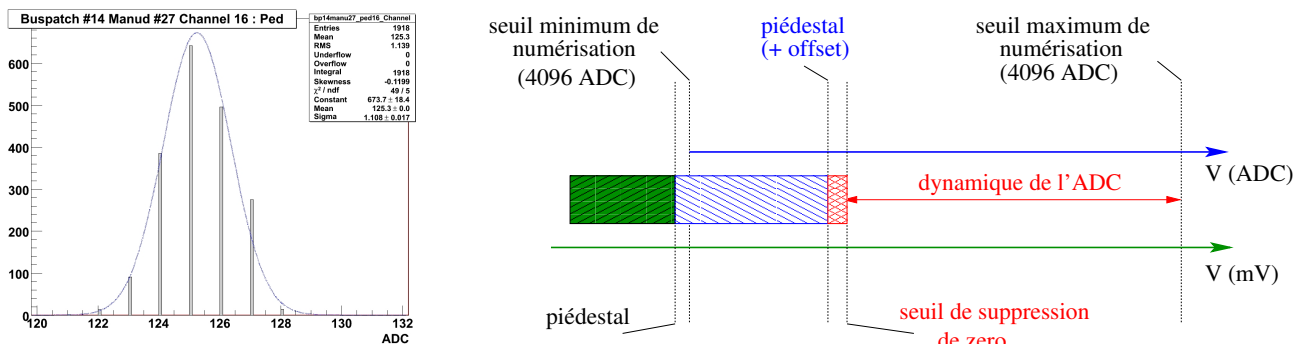


FIG. 6.1 – A gauche, la distribution du piédestal sur l'une des voies de lecture du spectromètre. A droite, la représentation du niveau du piédestal, du seuil de suppression et de la dynamique de l'ADC en fonction de la charge. De la gauche vers la droite, le niveau du piédestal (hachuré vert foncé), le piédestal avec un *offset* de 100 mV (hachuré bleu clair) et le bruit à  $3\sigma_e$  (en quadrillé rouge).

L'étude de la stabilité des piédestaux a été motivée par des résultats de tests sous faisceau et en cosmiques qui ont mis en évidence une variation du niveau des piédestaux. La figure 6.2 montre l'évolution moyenne des piédestaux du quadrant 0 en fonction du temps. L'amplitude maximum de la variation observée est de l'ordre de 0.5 canal ADC sur une période d'environ 68 heures. Selon les scénarios du LHC, la mesure des piédestaux serait effectuée toutes les six heures (correspondant au temps de vie idéal du faisceau évoqué au chapitre 3) ; l'amplitude maximum relevée lors de ces tests sur une même durée montre une variation maximum de 0.4 canal.

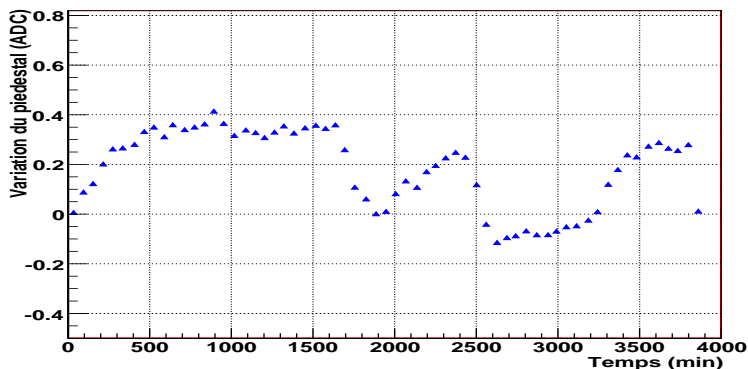


FIG. 6.2 – Evolution de la valeur moyenne des piédestaux moyen en fonction du temps sur le quadrant 0 de la station 1 lors de la mise en service.

La stabilité du piédestal et la valeur du bruit électronique sont critiques sur trois points :

- le temps mort de la DAQ ; une élévation des piédestaux en cours d'acquisition implique que la probabilité qu'ils soient supérieurs aux seuils de suppression augmente. Cela s'accompagne donc d'une augmentation du taux d'occupation virtuelle ;

- la résolution spatiale; la reconstruction des points d’impact est effectuée sur la distribution des charges. Pour cela, la valeur des piédestaux doit être soustraite des données. Une fluctuation des piédestaux ou du bruit impliquerait un biais lors de la phase de soustraction et induirait donc une erreur systématique lors de la reconstruction du point d’impact.
- le temps de reconstruction d’un évènement : le nombre de voies à traiter augmentant, l’étape de pré-clustering prendra d’autant plus de temps.

Pour résumer, l’augmentation des piédestaux affectera ces trois points alors qu’une diminution aura plutôt une influence sur la résolution et l’efficacité de reconstruction. Durant les prises de données au LHC, la valeur des seuils de suppression sera actualisée et chargée toutes les six heures dans les registres des MARC qui effectuent le mécanisme de suppression.

Les causes possibles de la variation des piédestaux sont les suivantes :

- une fluctuation des alimentations basse tension des carte MANU et en particulier des MANAS<sup>1</sup> ;
- une variation de la température environnante<sup>2</sup> ;
- l’irradiation de l’électronique frontale en cours d’expérience ;
- la fréquence d’acquisition.

Afin de caractériser les conséquences d’une dérive des piédestaux sur la reconstruction des évènements, celle-ci a été implémentée dans le programme de simulation/reconstruction AliRoot (version 5.04.Release, utilisée pour le Physics Data Challenge 2007<sup>3</sup>).

## 6.1 Implémentation de la dérive des piédestaux dans AliRoot

La simulation/reconstruction d’un évènement dans AliRoot se décompose selon les étapes suivantes :

### **Simulation**

- la **génération** des évènements physiques et la production des muons via les processus de décroissance ;
- la **SDigitization** qui consiste à calculer les charges déposées sur les plan de cathodes lors du passage des muons au travers des chambres de trajectographie ;
- la **Digitization**<sup>4</sup> durant laquelle les signaux sont numérisés. C’est lors de cette étape que la décalibration, la variation des piédestaux et les bruits sont introduits et sont appliqués par élément de détection ( $DE$ ), c’est-à-dire par quadrant ou par latte ;

### **Reconstruction**

- la *pré-clustering* qui consiste à regrouper les pads dont les signaux sont supérieurs au seuil de suppression. Les piédestaux sont préalablement soustraits et les corrections de calibration appliquées ;
- la reconstruction du point d’impact via la méthode MLEM et l’ajustement avec une fonction de Mathieson de la distribution ;
- la reconstruction de la trajectoire des muons et de la masse invariante des paires.

En l’absence de dérive des piédestaux et pour un seuil de suppression fixé par  $V_{seuil} = NInt(V_{ped} + 3\sigma_e)$  (qui correspond à la configuration standard), la probabilité que le signal  $V_{signal}$  d’un pad soit au dessus de ce seuil est donnée par la relation :

$$P(V_{signal} > V_{seuil}) = \frac{1}{\sigma_e \sqrt{2\pi}} \int_{3\sigma_e}^{\infty} e^{-\frac{(V_{signal} - V_{ped})^2}{2\sigma_e^2}} dV_{signal} \quad (1)$$

Pour un élément de détection de  $N$  pads, le nombre moyen de pads  $\langle n \rangle$  au dessus du seuil de suppression est :

$$\langle n \rangle = NP(V_{signal} > V_{seuil})$$

La variation des piédestaux est prise en compte via l’introduction d’un terme supplémentaire  $x$  dans cette équation telle que :

<sup>1</sup>Des mesures en laboratoire ont montré qu’une chute de tension de 10 mV sur l’une des alimentations des MANAS pouvait entraîner une dérive du piédestal de 8 canaux ADC!

<sup>2</sup>Dans la caverne expérimentale, la température devrait être constante; ce paramètre aurait donc peu d’influence.

<sup>3</sup><http://aliceinfo.cern.ch/Offline/AliRoot/Releases.html>

<sup>4</sup>En réalité, l’étape de **digitization** est aussi utilisée dans la phase de reconstruction, en particulier lors de la soustraction des piédestaux.



$$p(V_{signal} > V_{seuil}) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{3\sigma_e - x}^{\infty} e^{-\frac{(V_{signal} - V_{ped})^2}{2\sigma_e^2}} dV_{signal}$$

Pour chaque évènement et élément de détection, la probabilité que  $F$  pads soient au-dessus de leur seuil de suppression est défini selon une distribution gaussienne lorsque  $\langle n \rangle > 5$  :

$$p(F) = e^{-\frac{(F - \langle n \rangle)^2}{N\sqrt{N}}}$$

et selon une loi de Poisson pour  $\langle n \rangle < 5$  :

$$p(F) = \frac{\langle n \rangle^F}{F!} e^{-\langle n \rangle}$$

La position spatiale de ces pads est tirée aléatoirement et se voit associé un signal virtuel  $V_{virt}$  strictement supérieur à la valeur seuil de suppression défini par la loi suivante :

$$p(V_{virt}) \propto e^{-\frac{(V_{virt} - V_{ped})^2}{2\sigma_e^2}} \Big|_{V_{virt} > 3\sigma_e - x}$$

A titre d'exemple, partant d'un seuil fixé avec  $3\sigma_e$  et en considérant une voie de  $\sigma_e$  de 1 canal ADC avec une augmentation du niveau du piédestal de 1 canal ADC, la probabilité pour que le signal virtuel soit au dessus du seuil de suppression est donnée par :

$$p(V_{signal} > V_{seuil}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_2^{\infty} e^{-\frac{(V_{signal} - V_{ped})^2}{2}} dV_{signal} \sim 2.3\%$$

et le signal en sortie de l'électronique est donné par :

$$V_{signal} = V_{ped} + x + V_{virt}$$

Les paramètres de l'électronique de lecture ont été fixés à partir des résultats d'un échantillon de cartes MANU testées via les bancs de tests précédemment évoqués :

- la valeur des piédestaux étant distribuée dans une gaussienne dont la moyenne et l'écart type sont respectivement de 189 et 57 canaux ADC ;
- le bruit selon une gaussienne centrée à 1.1 canal et de 0.06 canal de dispersion ;
- un gain moyen de 3.8 mV/fC dont la dispersion est de 3%.

## 6.2 Influence de la variation des piédestaux sur le temps mort

Pour un évènement donné, nous avons vu dans les chapitres précédents que le temps mort lié à un évènement est fixé par le bus PATCH dans lequel transite le plus d'information (voir figure 5.4). Or nous venons de voir qu'une élévation du seuil des piédestaux augmente le taux d'occupation virtuel et donc le nombre de mots qui transitent sur les bus PATCH.

La figure 6.3 montrent l'évolution du taux d'occupation de la première chambre de trajectographie en fonction de la dérive des piédestaux  $x$  en unité de canaux ADC et dans la configuration standard. Abstraction faite des effets de numérisation et pour une voie donnée, l'évolution du taux d'occupation  $\tau$  par voie devrait correspondre à la fonction de répartition de la gaussienne des piédestaux :

$$\tau(x) \propto \int_x^{\infty} e^{-\frac{(t - V_{ped})^2}{2\sigma_e^2}} dt$$

Les simulations montrent que le taux d'occupation de 5% est atteint pour une dérive de  $\sim 1.35$  canal ADC.

Devant cette situation, les solutions possibles sont :

- de mesurer les piédestaux et calculer les seuils de suppression plus fréquemment. Cette méthode est contraignante vis-à-vis de la prise des données au LHC.

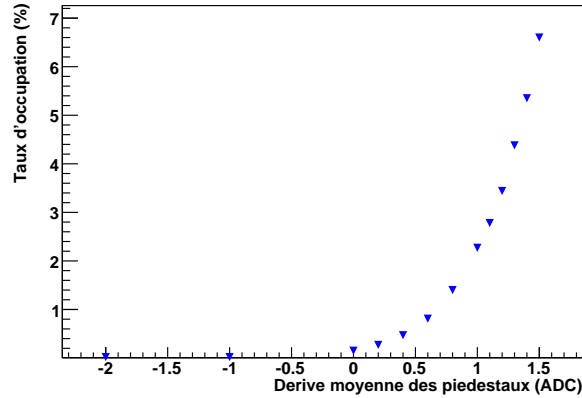


FIG. 6.3 – Evolution du taux d’occupation en fonction de la dérive des piédestaux (en canaux ADC).

- d’augmenter le niveau du seuil de suppression en prenant un multiple  $n$  de l’écart type plus grand. Cette méthode a l’inconvénient de biaiser la reconstruction car elle conduirait à supprimer la mesure des faibles charges. Ce point est précisé dans la suite de ce chapitre.

L’état d’avancement du système d’acquisition CROCUS n’a pas permis de comparer ces résultats avec des valeurs expérimentales.

### 6.3 Influence de la variation des piédestaux sur la reconstruction

L’augmentation du taux d’occupation n’affecte pas seulement le temps mort de la DAQ, mais aussi le temps et la qualité de reconstruction des événements. La première étape de la reconstruction d’un événement est de construire les *pré-clusters* sur toutes les chambres de trajectographie à partir desquels seront reconstruits les points d’impact des muons. Défini comme un ensemble de pads adjacents dont le signal est supérieur au seuil de suppression de zéro, un *pré-cluster* existe si au moins :

- deux pads d’un même plan de cathode sont voisins ;
- ou deux pads appartenant à chacun des plans sont situés face à face.

Ainsi, plus le taux d’occupation virtuel augmente, plus la probabilité que l’un de ces deux critères soit satisfait est grande. Si aucune condition n’est fixée lors la phase de pré-clustering, le nombre de points d’impact reconstruits sera du même ordre de grandeur que le nombre de clusters virtuels reconstruits. La reconstruction de la trajectoire des muons ayant pour conditions de départ ces points d’impact, le nombre de combinaisons possibles peut devenir très pénalisant en termes de ressource/temps de calcul (voir figure 6.4).

Comme illustrée par la figure 6.5, la résolution de la reconstruction du point d’impact peut être affectée par une variation des piédestaux. Pour rappel, les points d’impact des muons sont reconstruits via un ajustement de la distribution des charges avec l’intégrale d’une fonction de Mathieson (figure 6.5 de gauche). La tendance de la variation, positive ou négative, des piédestaux va affecter différemment la répartition des charge. La figure 6.5 du centre représente un cas extrême où une diminution du seuil du piédestal de deux canaux ADC conduit à ne plus considérer les pads ayant collecté de faibles charges. La figure 6.5 de droite correspond au cas où les seuils des piédestaux augmentent de deux canaux ADC.

#### 6.3.1 Influence sur la reconstruction du point d’impact

Nous allons tout d’abord nous intéresser à l’influence de la dérive des piédestaux sur l’efficacité de reconstruction des points d’impact ainsi que sur la résolution spatiale des chambres de trajectographie. Cette étude a été menée en générant 1000 paires de muons issues d’une décroissance di-leptonique d’une résonance  $\Upsilon$  pour différentes dérives du piédestal. L’efficacité de reconstruction est définie comme le rapport du nombre de points d’impact reconstruits avec une résolution spatiale de  $\pm 300 \mu m$  sur le nombre de points d’impact générés. Parmi ces événements, seuls sont retenus les événements avec un  $\Upsilon$  et deux muons. Le tableau 6.1 résume le nombre moyen de points reconstruits par événement sur l’ensemble du

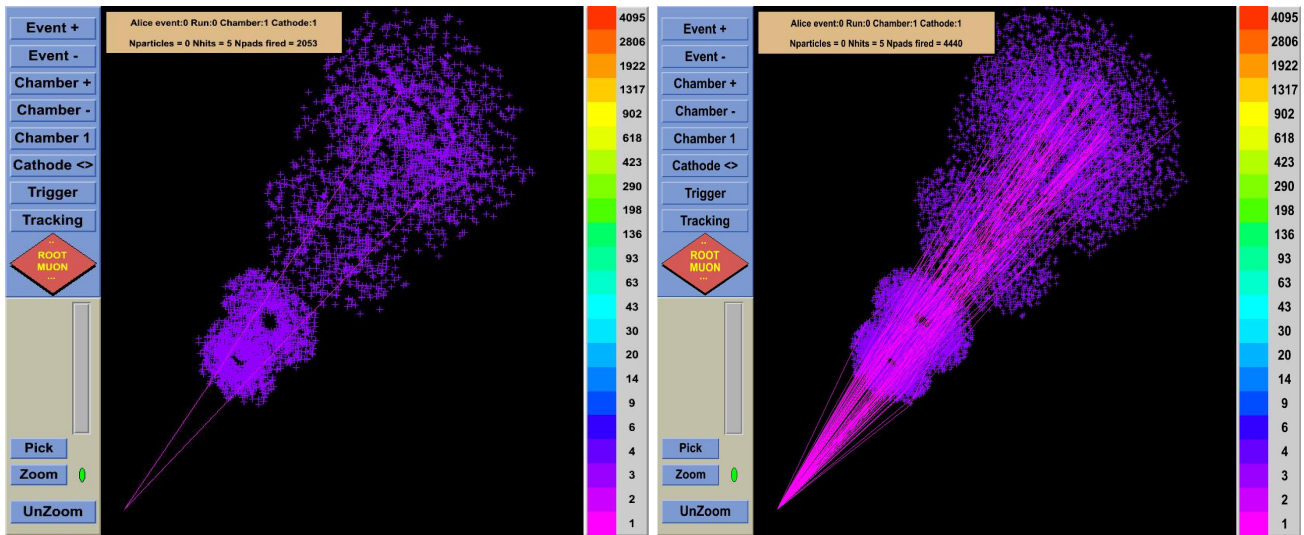


FIG. 6.4 – Représentation du nombre de traces reconstruites dans le cas d’une dérive de 1.1 canal ADC (à gauche) et 1.3 canal (à droite).

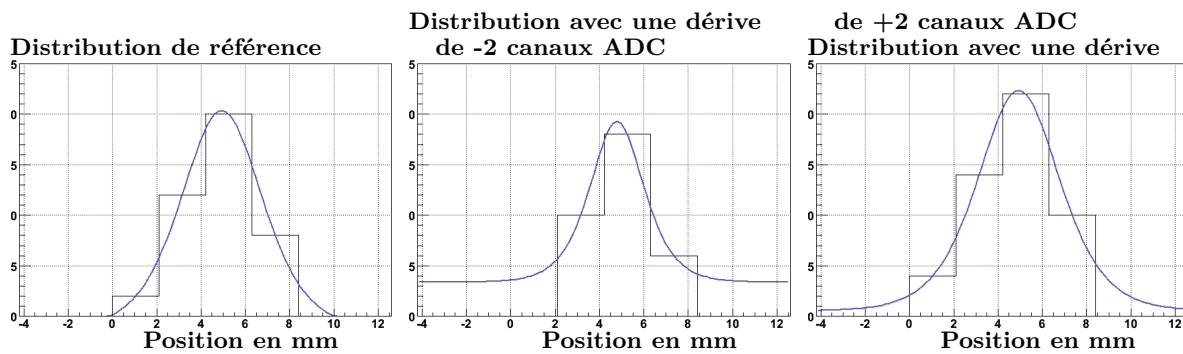


FIG. 6.5 – Illustration des effets liés à la dérive des piédestaux sur la reconstruction du point d’impact. Les figures schématisent la distribution des charges après soustraction des piédestaux. A gauche est représenté le cas sans dérive des piédestaux où le point reconstruit correspond au maximum de la fonction de Mathieson. La figure du centre est associé au cas d’une dérive de -2 canaux ADC de celle de droite à +2 canaux ADC. Pour ces deux cas, le point est respectivement reconstruit à 1,5 mm et 18  $\mu\text{m}$  du point de référence.

système de trajectographie ainsi que la résolution spatiale des points d’impact selon l’axe *bending* et *non-bending* des différentes chambres. Il faut remarquer que les résolutions spatiales obtenues lors des simulations sont systématiquement meilleures que celles déterminées expérimentalement. Les causes de cette systématique vient du fait que les pré-clusters sont plus grands dans les simulations que dans la réalité. Les figures 6.6 représentent les corrélations, entre le nombre de pads sur les plans *bending* et *non-bending* qui constituent les pré-clusters, obtenues à partir des simulations (à gauche) et en conditions expérimentales via le banc de tests cosmique (à droite). Elles montrent clairement que le nombre de pads qui constitue les clusters sont plus nombreux dans le cas des simulations. Pour une dérive de  $\pm 2$  canaux ADC, tous les clusters associés au passage des muons ont permis de reconstruire les points d’impact à  $\pm 300 \mu\text{m}$ .

Ce même tableau (6.1) montre que la résolution spatiale est peu affectée par la dérive des piédestaux. Plus précisément, lorsque leur niveau augmente, c’est à dire entre 0 et 2 canaux ADC de variation, la résolution dans la direction *bending* reste comprise entre 30 et 33  $\mu\text{m}$ . Par contre une diminution des piédestaux semble avoir bien plus d’influence. En effet, la résolution se dégrade de 13  $\mu\text{m}$  lorsque la valeur moyenne des piédestaux décroît de 2 canaux ADC : elle passe de 30 à 43  $\mu\text{m}$ .

Ces résultats peuvent être interprétés de la manière suivante :

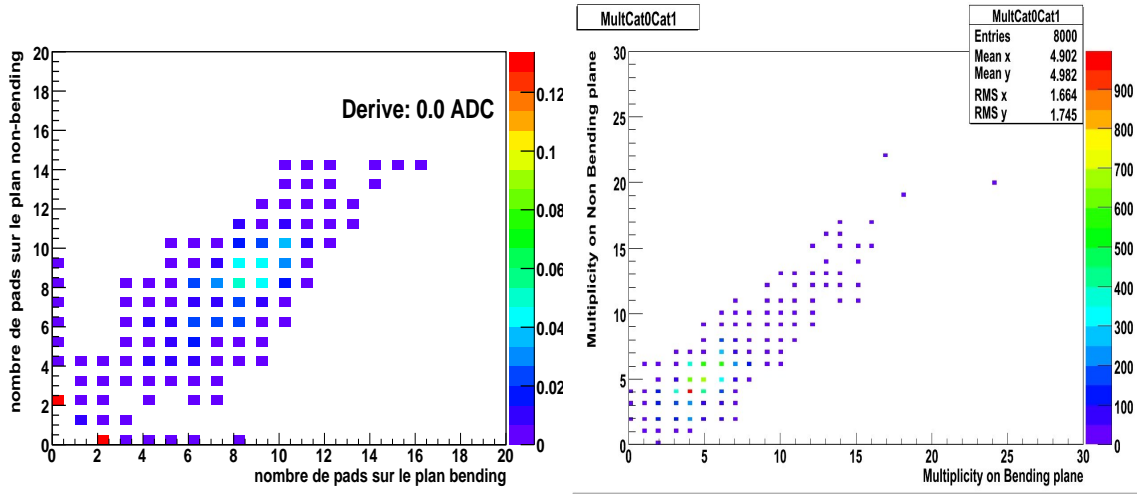


FIG. 6.6 – Multiplicité des pads des clusters sur chacun des plans de cathode obtenue en simulation (à gauche) et en conditions expérimentales (à droite). Ces résultats sont associés aux quadrants de la station 1.

Dérive des piédestaux	-2	-1	0	0.2	0.4	0.6	0.8
Nb de points reconstruits	$21 \pm 2$	$21 \pm 2$	$29 \pm 3$	$47 \pm 6$	$107 \pm 11$	$290 \pm 17$	$777 \pm 26$
Résolution ( <i>bending</i> ) $\mu\text{m}$	43	36	30	29	31	30	31
Résolution ( <i>non-bending</i> ) $\mu\text{m}$	705	704	703	701	702	702	701

Dérive des piédestaux	1	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
Nombre de points reconstruits	$1953 \pm 40$	$2943 \pm 51$	$4296 \pm 56$	$6147 \pm 74$	$8516 \pm 83$	$11510 \pm 102$	$15208 \pm 90$
Résolution ( <i>bending</i> ) $\mu\text{m}$	31	31	32	31	33	33	33
Résolution ( <i>non-bending</i> ) $\mu\text{m}$	704	704	704	705	704	704	706

TAB. 6.1 – Résolution des points d’impact et nombre moyen de points reconstruits sur l’ensemble des dix chambres de système de trajectographie par événement.

- la dégradation de la résolution en cas de dérive négative est logiquement due à la perte d’informations sur les distributions des charges ;
- la résolution n’est que peu affectée lors d’une dérive positive car l’ajout d’un ou deux canaux sur la distribution est noyé dans la distribution de charge réelle.

Bien entendu, les résolutions spatiales peuvent être étudiées dans le cadre des simulations puisqu’il est possible d’isoler les clusters liés aux événements physiques des clusters virtuels. Dans la réalité, l’ensemble des clusters reconstruits est pris en compte lors de la reconstruction des événements. Il faut donc trouver un moyen de distinguer les clusters réels et virtuels d’où la nécessité de caractériser les propriétés de chacun d’eux.

### 6.3.2 Influence sur le pré-clustering

La figure 6.7 détaille l’évolution du nombre de clusters en fonction de la dérive moyenne des piédestaux. Elle démontre bien que lorsque le taux d’occupation devient suffisamment grand, la probabilité d’avoir des clusters virtuels augmente très rapidement. Ce fait est confirmé par la figure 6.7 de droite indiquant la corrélation entre le nombre de clusters en fonction du taux d’occupation pour les différentes stations. D’un point de vue analytique, l’évolution du nombre de clusters est plus difficile à définir que celle du taux d’occupation puisque la segmentation des chambres doit être prise en compte.

D’après les simulations, pour une dérive de 0.5 canal ADC (comme observée sur le quadrant 0 lors de la mise en service de la station 1) le nombre de clusters virtuels augmente d’un facteur 5. Cet effet semble encore raisonnable comparé à des dérives plus importantes car le nombre de clusters tend à augmenter exponentiellement pour des dérives comprises entre 0 et 1.2 canal ADC. Au delà, cet accroissement finit par saturer car la probabilité des clusters plus grand devient non négligeable. D’après ces résultats, il

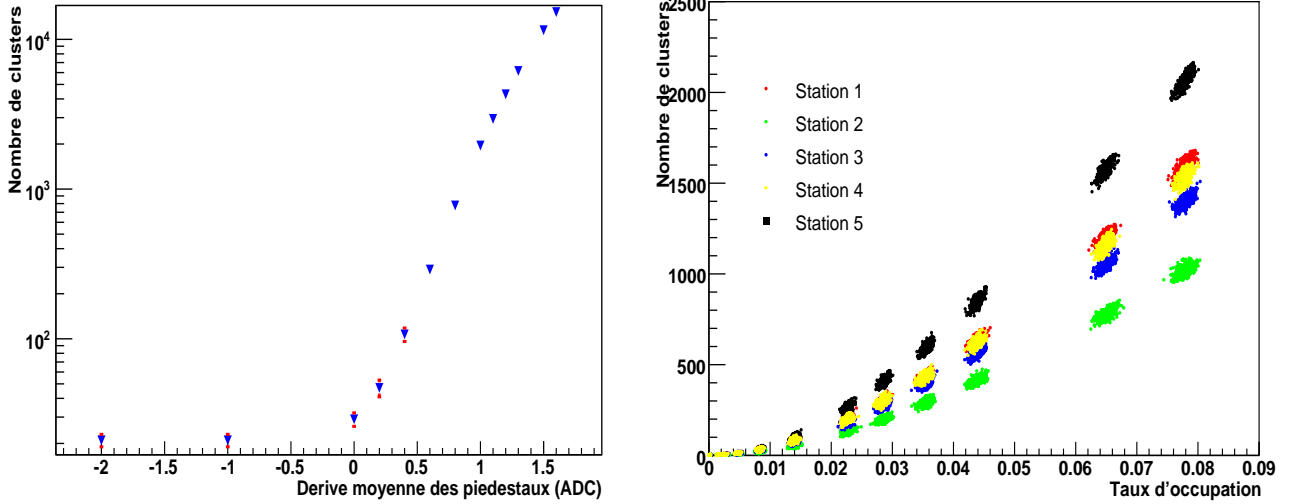


FIG. 6.7 – Evolution du nombre de clusters par événement sur l'ensemble du système de trajectographie en fonction de la dérive moyenne des piédestaux (à gauche) et du taux d'occupation (à droite).

convient donc de déterminer à partir de quel seuil la dérive des piédestaux devient problématique lors de l'analyse des données et les solutions possibles pour s'affranchir des problèmes engendrés.

La figure 6.7 montre que le nombre de clusters virtuels augmente très rapidement à partir d'une dérive de 0.5 canal ADC. Les figures 6.8 permettent d'identifier la nature de ces clusters virtuels en fonction de la dérive. Elles représentent la multiplicité de pads sur les plans *bending*  $\mathbf{b}$  et *non-bending*  $\mathbf{nb}$  des clusters, caractérisés par le couple  $(b, nb)$ . La figure 6.6 de gauche représente ce même type d'étude avec le banc de tests cosmiques effectuée sur le quadrant 0 et permet d'avoir un point de comparaison avec les simulations. Les deux figures du haut montrent la structure des clusters lorsque la dérive est négative (-2 et -1 canal ADC); l'essentiel des clusters est lié à des événements physiques. Ils se retrouvent dans le cas d'une variation nulle avec quelques clusters virtuels tels que  $(2, 0)$ ,  $(0, 2)$ ,  $(1, 1)$ . Pour une dérive de l'ordre de 0.6 ADC, la grande majorité des clusters enregistrés sont virtuels et sont structurés comme :  $(2, 0)$ ,  $(0, 2)$ ,  $(1, 1)$ . Lorsque le niveau des piédestaux augmente, viennent ensuite s'ajouter des clusters virtuels tels que :  $(3, 0)$ ,  $(3, 1)$ ,  $(3, 2)$  mais en quantité moindre. Les clusters virtuels et physiques se confondent alors.

Nous le verrons dans le chapitre suivant que la présence de ces nombreux clusters virtuels augmente considérablement le temps de calcul pour reconstruire les événements; il faut donc trouver des méthodes pour s'affranchir de ces pads/clusters virtuels.

L'idée la plus simple serait de discriminer les clusters, pendant la phase de pré-clustering, en fonction de la multiplicité des pads qui le constituent : ainsi un cluster de type  $(2, 0)$  ou  $(1, 1)$  serait rejeté. Bien que pratique, cette méthode n'est pas satisfaisante surtout lorsqu'il faut considérer les éventuels incidents de l'électronique frontale d'acquisition qui ont pour conséquence la perte des informations d'un plan de lecture. Ce cas n'est pas exclu en cas d'une défaillance d'une alimentation basse tension de l'électronique frontale ou une perte de l'adressage des cartes MANU, et tous les clusters seraient supprimés. De plus, lorsque la dérive des piédestaux devient importante, les clusters virtuels peuvent avoir la même structure que ceux formés par le passage d'une particule réelle.

Il peut être plus judicieux de rejeter les clusters par rapport à leur charge. En effet, nous avons vu que la charge d'un pad d'un cluster est donnée par la relation :

$$p(V_{virt}) \propto e^{-\frac{(V_{virt}-V_{ped})^2}{2\sigma_e^2}} \Big|_{V_{virt} > 3\sigma_e - x}.$$

Un cluster virtuel a donc une pseudo charge de l'ordre de  $\sum_i^m V_{virt}^{(i)}$ , où  $i$  désigne les  $m$  pads appartenant au cluster. Reste alors à définir la charge de coupure  $Q_{Cut}$  qui permet de rejeter ces pads virtuels.

Dans ce but, considérons un pad, de piédestal  $V_{ped}$  et de bruit  $\sigma_e$ , et dont le signal  $V_{signal}$  est supérieur

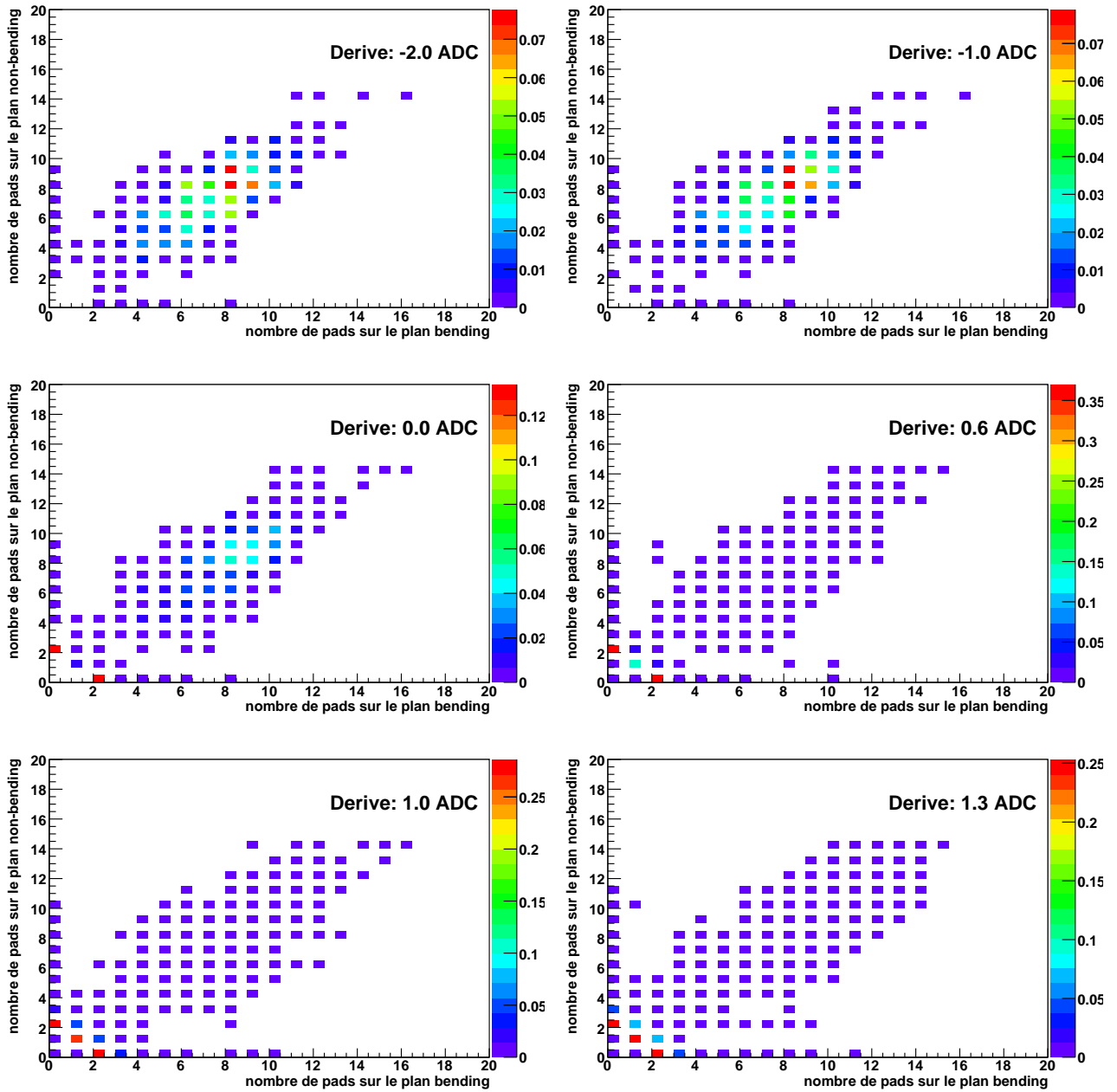


FIG. 6.8 – Multiplicité des pads des clusters sur chacun des plans de cathode. Ces résultats sont normalisés par le nombre de clusters reconstruits.



à seuil de suppression (défini pour  $3\sigma_e$ ); nous avons :

$$V_{signal} = V_{ped} + x + V_{virt}$$

Pour référence, prenons une dérive de 1.35 canal ADC (valeur concordant avec les 5% de taux d'occupation toléré), un piédestal et un bruit de 189 et 1.1 canal ADC (mesuré sur banc de test cosmique). Nous avons vu que si  $V_{signal} > V_{seuil}$ , alors la charge virtuelle  $V_{virt}$  est principalement liée à la distribution du piédestal de nature gaussienne. Ainsi, nous pouvons dire que la valeur maximum de  $V_{virt}$  est de 3.3 canaux ADC. Après soustraction du piédestal, il reste donc un signal de l'ordre de 4.75 ADC. En prenant pour arrondi l'entier supérieur, les clusters de  $m$  pads dont la charge est inférieure à  $5*m$  ADC serait donc rejeté.

Cette méthode présente l'avantage de supprimer une partie des clusters virtuels sans pour autant altérer les pads de faibles charges des clusters lié à une particule.

### 6.3.3 Influence sur la reconstruction des trajectoires

Lorsque le nombre de points d'impact virtuels est suffisamment important, il devient possible de reconstruire des traces ne correspondant à aucune particule réelle, appelée traces fantômes. Le tableau 6.3 indique le nombre de traces reconstruites en fonction de la dérive et du nombre de clusters disponibles sur l'ensemble des chambres. Il montre que le nombre de traces virtuelles reconstruites devient non négligeable pour une dérive plus importante que 1.1 canal ADC.

Les figures 6.10 sont issues de simulations effectuées en produisant du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ . Elles montrent le domaine cinématique des muons fantômes pour différentes dérives de piédestaux. Les spectres en pointillés correspondent aux évènements traités sans dérive, en tirets les simulations avec une dérive de -2 canaux ADC et en trait plein le cas correspondant à +1.3 canal ADC. Les muons virtuels semblent peupler plus particulièrement le domaine des petites rapidités ( $y \in [-3.5, -2]$ ) et des petites impulsions transverses ( $p_t \in [0, 2] \text{ GeV}.c^{-1}$ ).

Ces muons virtuels peuvent ensuite s'additionner au bruit de fond combinatoire lors de la combinaison des paires de muons. Cependant, le tableau nous montre que ce problème n'intervient que pour une dérive positive supérieure à 1.2 canal ADC, c'est à dire bien au delà de la variation maximale mesurée expérimentalement. Bien que réalisées avec peu de statistique, les figures donnent une indication de l'influence de la dérive des piédestaux sur la résolution en masse des résonances et le pseudo bruit de fond engendré. La résonance  $\Upsilon$  n'est pas affectée par ce bruit de fond contrairement au  $J/\Psi$ . Le tableau 6.2 indique la résolution en masse de ces résonances selon les différentes dérives.

Dérive des piédestaux	$J/\Psi$		$\Upsilon$	
	Masse( $GeV.c^{-2}$ )	Résolution( $MeV.c^{-2}$ )	Masse( $GeV.c^{-2}$ )	Résolution( $MeV.c^{-2}$ )
-2 ADC	3.098	64	9.474	100
0 ADC	3.098	64	9.472	95
1.3 ADC	3.099	59	9.473	98

TAB. 6.2 – Etude sur la résolution en masse du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ .

Il est important de remarquer que si les clusters virtuels ne sont pas rejetés lors de la phase de *pre-clustering*, le temps de calcul pour la reconstruction d'un évènement n'est plus acceptable, en particulier lorsque le taux d'occupation est proche des 5% fixés. En effet, à cette limite, les clusters virtuels sont plus petits que les clusters physiques; leur nombre est ainsi plus conséquent ce qui augmente le nombre de possibilités de former des traces pouvant ensuite être corrélées.

## 6.4 Conclusions

A l'issue de cette étude, on peut conclure qu'une dérive de 0.5 canal ADC, comme observé lors de la mise en service de la station 1, n'aura pas d'impact significatif sur la résolution spatiale et en masse. Il faut toutefois rappeler que l'étude a été effectuée avec une seule résonance par évènement, et donc sans prendre en compte l'ensemble de l'évènement physique et donc le bruit de fond physique.



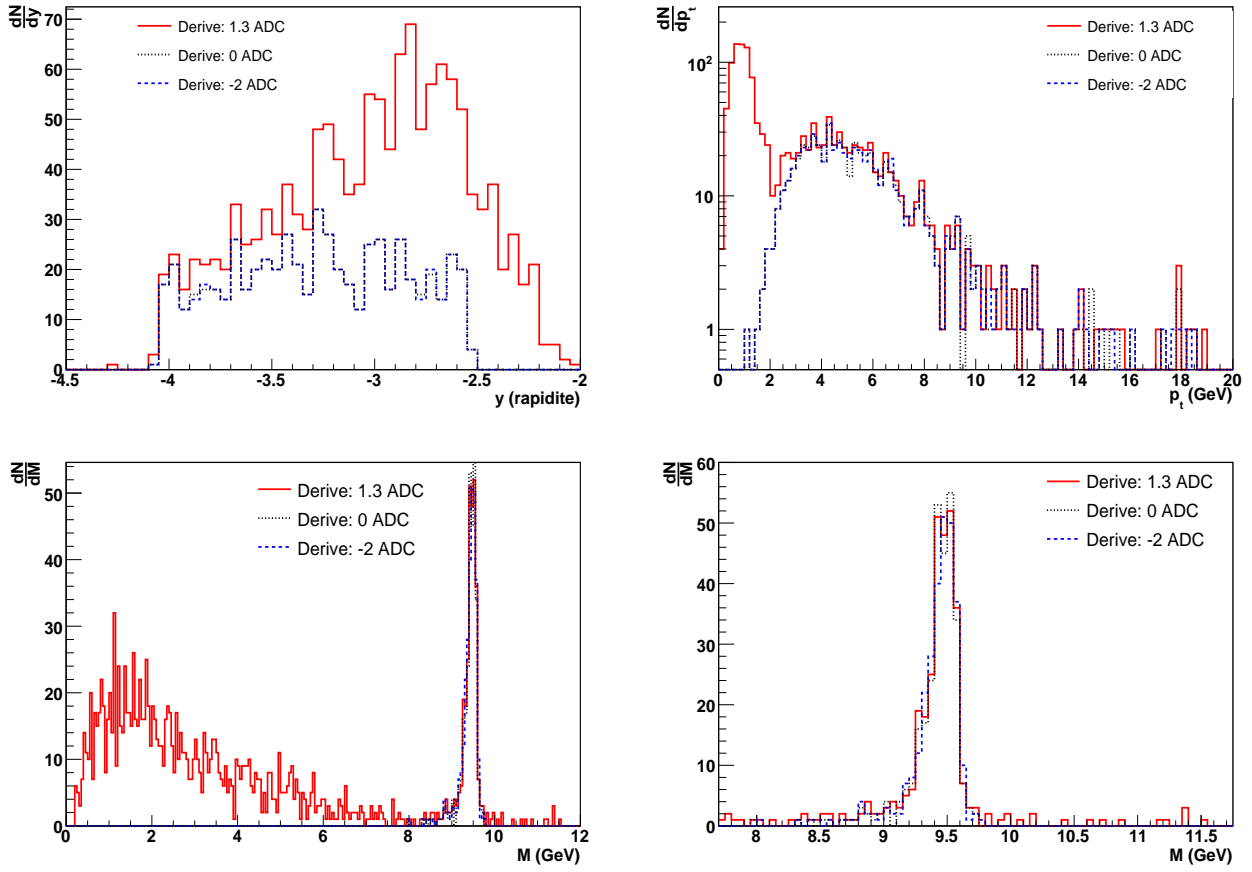


FIG. 6.9 – Spectre des muons et particules virtuelles reconstruites dans le spectromètre à muons à partir de 300  $\Upsilon$  générés.

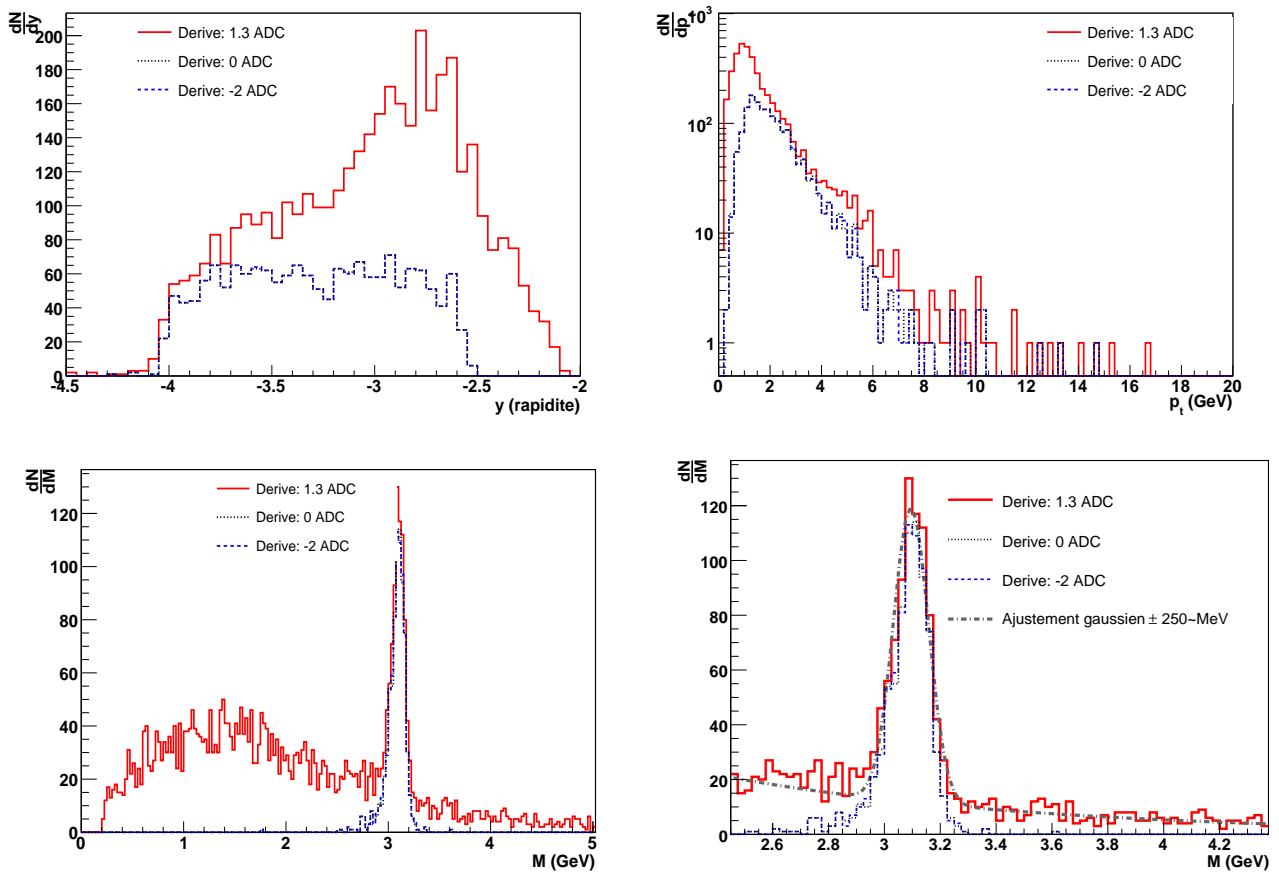


FIG. 6.10 – Spectre des muons et particules virtuelles reconstruites dans le spectromètre à muons à partir de 300  $J/\Psi$  générés.

CHAPITRE 6. INFLUENCE DE LA DÉRIVE DES PIÉDESTAUX SUR  
96 LES PERFORMANCES DU SPECTROMÈTRE À MUONS D'ALICE

Dérive des piédestaux	-2	-1	0	0.2	0.4	0.6	0.8
Temps de clusterisation (s)	32	69	395	745	1476	3067	6472
Nombre de clusters	21	21	29	47	107	290	777
Temps de reconstruction (s)	10	18	18	20	26	66	399
Nombre de traces	593	593	593	593	593	593	593
Nombre de paires corrélées	293	293	293	593	293	293	293
Dérive des piédestaux	1	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6
Temps de clusterisation (s)	6141	18984	26640	26831	■	31506	41256
Nombre de clusters	1954	2943	4166	6147	8516	11510	15208
Temps de reconstruction (s)	1952	8043	21014	56780	■	■	■
Nombre de traces	594	606	697	1396	■	■	■
Nombre de paires corrélées	294	306	406	1644	■	■	■

TAB. 6.3 – Temps CPU nécessaire pour reconstruire les clusters et les traces de 300 évènements.

Pour les dérives étudiées, il est important de remarquer que la résolution spatiale ne se dégrade que pour des dérives négatives des piédestaux et semble peu sensible aux dérives positives. De plus, cette étude a montré que l'algorithme de reconstruction était peu sensible à cette variation puisque l'efficacité de reconstruction des points d'impact n'a pas été mise à défaut.

Pour une augmentation supérieure à 1.1 canal ADC du niveau des piédestaux, le nombre de clusters devient suffisant pour pouvoir reconstruire des particules fantômes qui créent du fond combinatoire virtuel à basse masse susceptible de dégrader la résolution en masse des résonances, en particulier celle du  $J/\Psi$ . Bien qu'étudiée avec peu de statistique, la largeur du  $J/\Psi$  semble légèrement augmenter alors que celle du  $\Upsilon$  reste stable.

Le nombre de combinaisons entre les points reconstruits augmentant avec le nombre de clusters, le temps de calcul nécessaire à la reconstruction des traces peut devenir problématique. L'une des solutions possibles serait alors de réaliser une coupure en charge sur les clusters lors de la phase de pré-clustering. Cette méthode présente l'avantage de supprimer les clusters virtuels sans modifier de façon aléatoire la distribution des clusters réels qui peut conduire à une dégradation de la résolution spatiale sur les points d'impact.

# Chapitre 7

## Le Color Glass Condensate

### Sommaire

---

<b>7.1 Introduction</b>	<b>97</b>
<b>7.2 Cadre théorique</b>	<b>99</b>
7.2.1 Distributions de gluons non-intégrées	99
7.2.2 Section efficace élémentaire de production	104
<b>7.3 Faits expérimentaux marquants</b>	<b>105</b>
7.3.1 Evolution du facteur de modification nucléaire	105
7.3.2 Geometric Scaling	106
7.3.3 Fragmentation limite	107
<b>7.4 Simulations</b>	<b>109</b>
7.4.1 Comparaison du modèle MNR et CGC	109
7.4.2 Simulations AliRoot	116
7.4.3 Spectres de muons	120
<b>7.5 Conclusions</b>	<b>123</b>

---

### 7.1 Introduction

Dans le cadre des collisions hadroniques, l'une des principales difficultés des calculs théoriques concerne la description des noyaux. A la différence des collisions lepton-lepton, les hadrons sont des entités complexes qui résultent de l'association de quarks et de gluons. Une collision entre deux hadrons donne donc lieu à de nombreuses interactions parton-parton. La connaissance détaillée de la distribution des partons de chacun des noyaux est alors nécessaire pour déterminer les sections efficaces de production des quarks lourds (charme, beauté et top). Cette distribution est déterminée à partir des fonctions de structure des nucléons. Elles sont très importantes car elles permettent de caractériser le bruit physique, très important dans ce type de collisions, des différentes observables[1][2].

A partir de ces fonctions de structure, il est possible d'extraire les fonctions de distribution des quarks et de gluons dans les nucléons. Ces fonctions de distribution varient avec l'énergie disponible dans le centre de masse.

Dans l'approche du modèle partonique évolué, un nucléon de basse énergie est représenté par trois quarks de valence qui interagissent entre eux par l'échange de gluons. Dans ce référentiel, ces gluons ont un temps de vie  $\delta t$  très court et ont des dimensions beaucoup plus petites que le nucléon. Une sonde de dimension  $\Delta t$  n'interagit qu'avec les quarks et les gluons caractérisés par  $\delta t > \Delta t$ . A chacun de ces partons est associé une variable  $x$  (dite variable de Bjorken) et  $k_t$  qui correspondent respectivement à la fraction de l'impulsion totale du nucléon et à l'impulsion transverse.

Dans une collision de basse énergie, on voit que le modèle des partons indépendants n'est pas une bonne approximation puisque les quarks et les gluons peuvent interagir entre eux pendant un temps  $\delta t$  qui est vu par la sonde (figure 7.1 du haut).

Dans le domaine des hautes énergies, les effets relativistes dilatent les échelles de temps des gluons dans la direction de propagation. Les interactions entre quarks et gluons prennent maintenant beaucoup

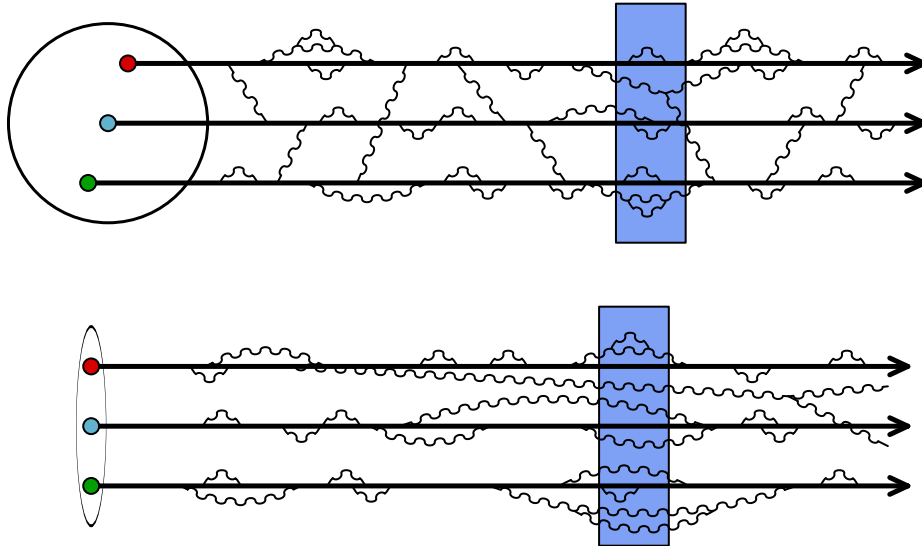


FIG. 7.1 – Image d'un nucléon sondé à différentes énergies[3].

plus de temps que dans un nucléon de basse énergie. Par conséquent, les partons peuvent être considérés comme libres pendant la durée  $\Delta t$  qui caractérise la sonde. Les gluons qui étaient inaccessibles à basse énergie ont maintenant un temps de vie suffisamment long pour interagir avec la sonde (figure 7.1 du bas). La densité de gluons observée dans le plan transverse augmente rapidement avec l'énergie. La fonction de structure est alors dominée par le terme de gluons.

A la limite des très hautes énergies, l'accroissement du nombre de gluons de petit  $x$  devient plus modéré. En effet, la densité de gluons dans l'espace de phase devient telle que les gluons interagissent entre eux pour donner lieu à des processus de recombinaison  $gg \rightarrow g$  non négligeables. On entre ainsi dans le régime dit de **saturation**. Ces mécanismes sont d'autant plus importants si l'on considère un noyau. Les gluons mous, c'est-à-dire émis sur une longue échelle de temps, de deux nucléons distincts peuvent se recombiner. Ces mécanismes sont illustrés par la figure 7.2.

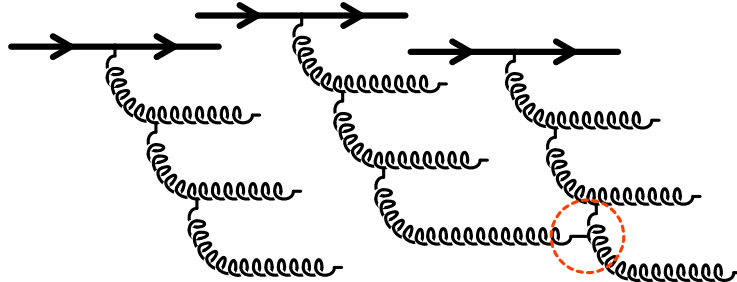


FIG. 7.2 – Processus de recombinaison dans un noyau sondé à haute énergie[3].

L'image du noyau composé de nucléons indépendants (modèle de Glauber[4]) n'est plus adéquat et s'apparente plus à un condensat de gluons. Cette forme extrême de la matière nucléaire est associée à la théorie du **Color Glass Condensate** (CGC)[5][6] qui permet de décrire l'évolution des processus d'interaction dans les noyaux en fonction de l'énergie. Cette étymologie évoque les caractéristiques de la matière dans les conditions de haute énergie :

- **Color** : les gluons sont des objets colorés ;
- **Glass** : les échelles de temps des gluons sont beaucoup plus grandes que les processus d'interaction dans la direction du mouvement. La distribution des gluons dans le plan transverse semble figée sur des échelles de temps de l'ordre de  $\Delta t$  caractéristique de la sonde ;
- **Condensate** : la densité de gluons dans l'espace des phases sature.

Le CGC fournit une description des noyaux à l'instant initial des collisions hadroniques au moyen d'une équation d'évolution appliquée à la fonction de distribution gluonique (en particulier dans le domaine des petits  $x$ ). Cette distribution gluonique est représentée via des fonctions d'ondes universelles qui permettent de développer un formalisme indépendant des noyaux considérés. Dans le cadre des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, le CGC peut être d'une importance toute particulière puisqu'il permettrait de dissocier les effets nucléaires froids des effets dus au PQG considérés comme un effet de l'état final[7].

Connaissant les conditions initiales de la collision, il est donc possible de prédire la production de particules composées de saveurs lourdes à partir de la relation :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}}{dydp_t} = \int \underbrace{d^2k_{1t}\phi(k_{1t}, x_1)}_{\text{noyau projectile}} \otimes \underbrace{d^2k_{2t}\phi(k_{2t}, x_2)}_{\text{noyau cible}} \otimes \underbrace{d\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}}}_{\text{Section efficace}} \quad (7.1)$$

Dans cette expression, les noyaux sont représentés par leur fonction de structure non-intégrée de gluons  $\phi$  calculée à partir de l'équation d'évolution JIMWLK<sup>1</sup>[8][9] qui prend en compte les effets de saturation des partons de petits  $x$ . La section efficace élémentaire de production  $gg \rightarrow q\bar{q}$  est calculée au Leading-Order (LO) (et quelques processus NLO) dans le cadre du modèle des dipôles.

La première partie de ce chapitre donne un bref aperçu des différents ingrédients théoriques utilisés dans cette expression. La mise en évidence expérimentales du CGC sera présentée par la suite. La dernière partie de ce chapitre est dédiée aux simulations réalisées à partir du CGC de la production de muons dans le spectromètre à muons du détecteur ALICE.

## 7.2 Cadre théorique

### 7.2.1 Distributions de gluons non-intégrées

Les calculs de production de particules dans les collisions hadroniques font intervenir la distribution de gluons des nucléons. Ces distributions sont mesurées via les expériences de diffusion profondément inélastique d'un lepton sur un nucléon, schématisées par le diagramme 7.3. Le lepton incident échange un boson virtuel ( $Z^0, \gamma^*$ ) avec un parton (quark de valence ou de la mer) de fraction d'impulsion  $x$  du noyau.

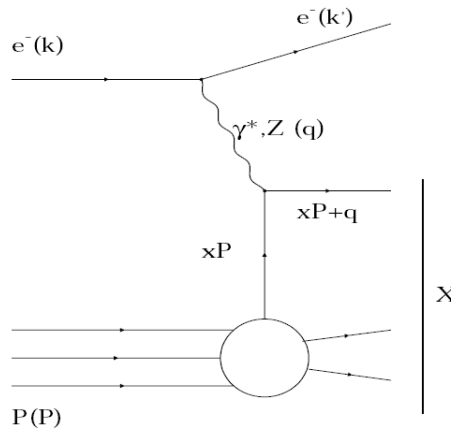


FIG. 7.3 – Diffusion d'un lepton sur un parton d'impulsion  $xP$ .

Les variables cinématiques permettant de décrire ce type d'interaction sont :

- $E$  : l'énergie du lepton incident
- $k^\mu$  : le quadri-moment du lepton incident
- $E'$  : l'énergie du lepton diffusé

<sup>1</sup>JIMWLK : équation d'évolution partonique Jalilian-Marian-Iancu-McLerran-Weigert-Leonidov-Kovner

- $k'^{\mu}$  : le quadri-moment du lepton diffusé
- $M$  : la masse du nucléon sondé
- $p^{\mu}$  : le quadri-moment du nucléon cible
- $q^{\mu}$  : le quadri-moment du photon virtuel échangé lors de l'interaction
- $y = \frac{q^{\mu} \cdot p_{\mu}}{k^{\mu} \cdot p_{\mu}}$  : l'élasticité de la collision. Ce paramètre représente la fraction d'énergie transférée lors de la diffusion.

A partir de ces variables sont décrits les invariants de Lorentz tels que :

- $Q^2 = -q^{\mu} \cdot q_{\mu}$  qui définit le pouvoir de résolution du photon virtuel dans le plan transverse de leur impulsion. Un photon de virtualité  $Q^2$  permet de sonder des dimensions de l'ordre de  $\lambda \sim \frac{1}{Q}$ .
  - $\nu = q^{\mu} \cdot p_{\mu}$  : le transfert d'énergie
  - $x_{Bj} = x = \frac{Q^2}{2\nu}$  : la variable de Bjorken. Elle est interprétée comme la fraction d'impulsion du proton portée par le parton qui interagit avec le photon virtuel.
  - $W$  la masse invariante des produits hadroniques telle que  $W^2 = (p^{\mu} + q^{\mu})^2$
- La section efficace de diffusion s'écrit sous la forme générale suivante :

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha_e}{Q^4} [(1 + (1 - y)^2)F_2(x, Q^2) - y^2 F_L(x, Q^2)]$$

avec  $F_L = F_2 - 2xF_1$  où  $F_1$  et  $F_2$  sont les fonctions de structure qui définissent la probabilité de sonder un parton de fraction d'impulsion  $x$  du nucléon avec un photon de virtualité  $Q^2$ . Plus précisément,  $F_1$  et  $F_2$  correspondent aux états de polarisation électrique et magnétique du photon transféré lors de la diffusion.  $\alpha_e$  est la constante de structure fine qui régit la force électromagnétique. Les gluons sont mis en évidence par la composante  $F_2$  dite d'anomalie magnétique. La figure 7.4 est une compilation de toutes les données expérimentales issues des expériences de la collaboration HERA, et qui ont permis d'extraire les informations de la fonction de structure  $F_2$ ; celle-ci y est représentée en fonction de  $Q^2$  pour différentes valeurs de  $x$ .

Les fonctions de distribution partonique  $f_i$  ( $i$  désignant les saveurs de quarks et d'antiquarks) sont extraites de ces fonctions de structure[10].

$$F_2 = \sum_i e_i^2 [x f_i(x, Q^2)]$$

Les fonctions de distribution partonique ne peuvent pas être explicitement calculées à partir de la QCD perturbative. En effet, l'énergie transférée entre deux partons au sein d'un nucléon est tout au plus de  $1 \text{ GeV}^2$ . Il est toutefois possible d'évaluer les corrections perturbatives de ces objets et de déterminer l'équation d'évolution de  $F_2$ .

### Equation d'évolution DGLAP

A la limite de Bjorken, c'est-à-dire pour  $\nu, Q^2 \rightarrow \infty$  et  $x$  fixé ( $x > 10^{-1}$ ), la fonction de distribution partonique ne dépend que de  $x$ . Cette propriété d'invariance d'échelle connue sous le nom de "loi d'échelle de Bjorken", est en bon accord avec le modèle des partons : les quarks sont les constituants élémentaires de la matière et sont libres. Par contre, dans le régime des petits  $x$  ( $x < 10^{-1}$ ), cette loi d'échelle subit une déviation qui révèle l'existence des mécanismes d'interaction forte (les gluons) responsable du confinement. La fonction de structure  $F_2$  dépend alors à la fois de  $x$  et de  $Q^2$ . Comme nous le montre la figure 7.4, plus  $x$  est petit, plus la dépendance de  $F_2$  en  $Q^2$  est importante. En effet, lorsque  $Q^2$  augmente, la sonde peut résoudre des fluctuations de petite dimension transverse et mettre ainsi en évidence la division des gluons en paires de gluons ou de quark/anti-quark. Ces processus tendent à produire de nouveaux partons à des valeurs de  $x$  plus petites et le noyau apparaît plus dense, d'où la violation de l'échelle de Bjorken à petits  $x$ .

Les équations DGLAP<sup>2</sup> [11][12][13] permettent de décrire ce processus et de prédire l'évolution de  $F_2$  en fonction de l'échelle d'énergie  $Q^2$ . L'émission successive des gluons est supposée ordonnée : un gluon d'ordre  $n-1$  émet un gluon d'ordre  $n$  (figure 7.6). Les variables cinématiques des gluons répondent aux conditions suivantes :  $x_1 > \dots > x_n > x_{Bj}$  et  $Q \ll k_t^1 \ll \dots \ll k_t^n$ .

<sup>2</sup>DGLAP : Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Alterelli et Parisi

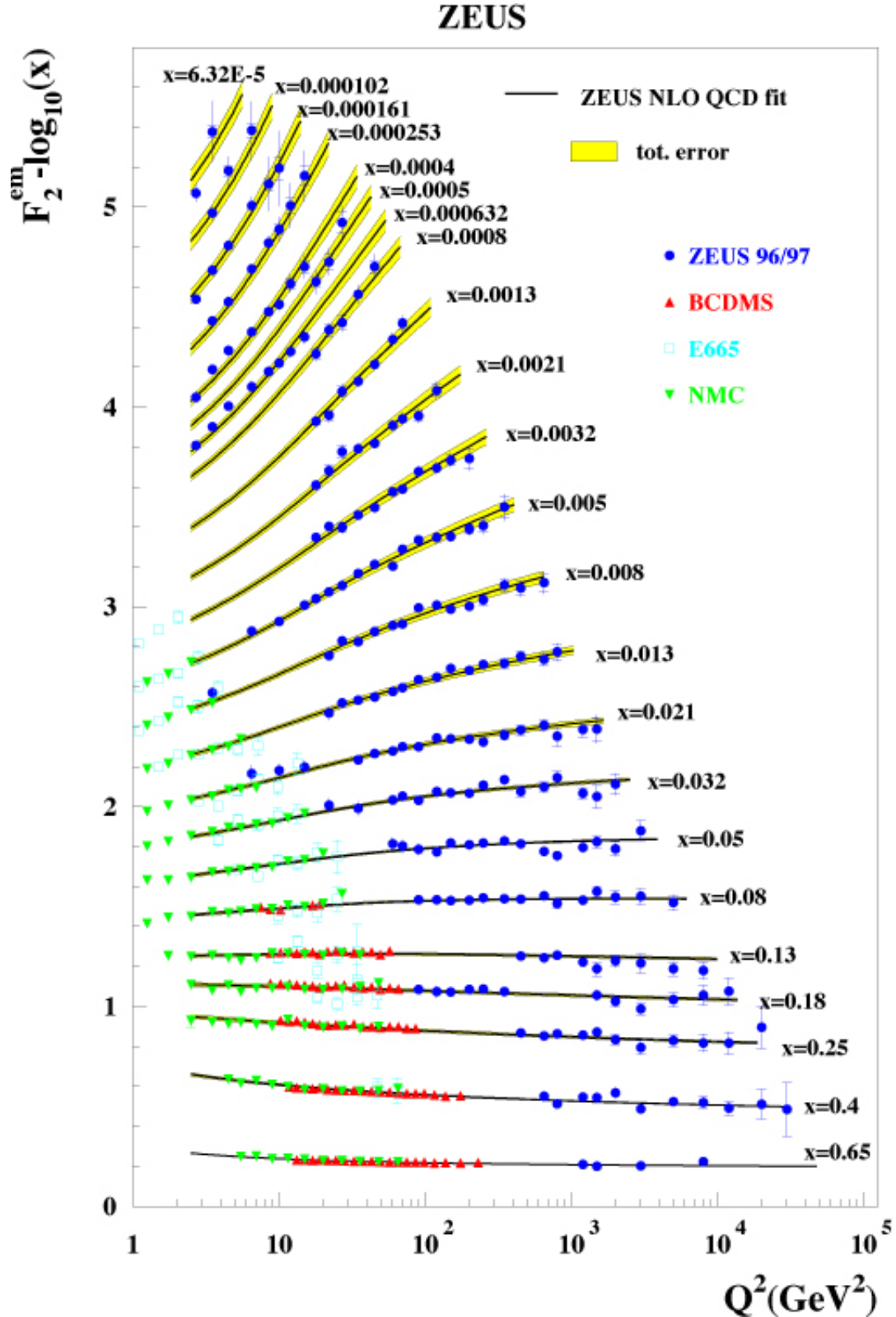


FIG. 7.4 – Fonction de structure  $F_2 - \log(x)$  représentée en fonction de  $Q^2$  pour des valeurs fixes de  $x$  mesuré dans les différentes expériences de HERA. Les lignes continues sont les ajustements issus des équations d'évolution, et les zones jaunes correspondent aux incertitudes totales. La constante positive  $-\log(x)$  est ajoutée à  $F_2$  pour plus de clarté. Pour les grandes valeurs de  $x \in [0.1, 1]$ , on observe l'invariance d'échelle qui se brise ensuite pour  $x \ll 0.01$  laissant apparaître une forte dépendance en  $Q^2$  de  $F_2$ .



Les équations intégrales gouvernant l'évolution de l'impulsion transverse des quarks et gluons sont de la forme :

$$\frac{\partial f^i(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \left[ P_{qq}\left(\frac{x}{\xi}\right) f^i(\xi, Q^2) + P_{qg}\left(\frac{x}{\xi}\right) f^g(\xi, Q^2) \right] \frac{d\xi}{\xi}$$

$$\frac{\partial f^g(x, Q^2)}{\partial Q^2} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int_x^1 \left[ P_{gg}\left(\frac{x}{\xi}\right) f^g(\xi, Q^2) + P_{gq}\left(\frac{x}{\xi}\right) \sum_{i,u,d,s} f^i(\xi, Q^2) \right] \frac{d\xi}{\xi}$$

$f^i$  et  $f^g$  sont les fonctions de distributions des quarks (u,d,s) et des gluons. Les fonctions de splitting  $P_{ij}$  correspondent à la probabilité de trouver un parton  $i$  de fraction d'impulsion  $x$  issu d'un parton  $j$  de fraction d'impulsion  $\xi$  ; elles sont associées aux diagrammes de Feynman de la figure 7.5.

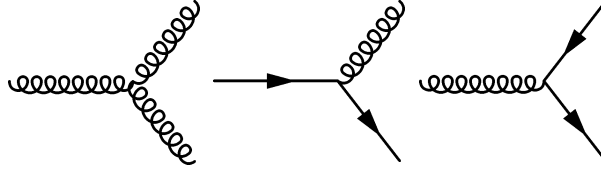


FIG. 7.5 – Diagramme de Feynman des fonctions de splitting

Dans cette approche, le moment transverse  $\vec{k}_t$  d'un parton est considéré comme négligeable devant son impulsion longitudinale  $x\vec{p}$ . Or dans le cadre des collisions de très haute énergie, les processus de diffusion deviennent plus sensibles à la dynamique transverse des partons. L'équation d'évolution DGLAP n'est donc pas totalement satisfaisante. De plus, les résultats expérimentaux ont montré que les sections efficaces calculées à partir des équations DGLAP étaient sous-estimées. C'est dans cette optique que les équations d'évolution BFKL<sup>3</sup>[14][15] ont été développées.

### Equation d'évolution BFKL

Ces équations sont déterminées à la limite de Regge, c'est-à-dire pour  $W \rightarrow \infty$  et  $Q^2$  fixé. A la différence de l'équation DGLAP, l'ordonnement est en  $x$  et les  $k_t$  sont du même ordre de grandeur ; ainsi  $x_1 \gg \dots \gg x_n \gg x_{Bj}$  et pour  $Q \sim k_t^1 \sim \dots \sim k_t^n$  (figure 7.6).

L'équation d'évolution BFKL permet donc de décrire l'évolution de la distribution en impulsion longitudinale des gluons en fonction de  $x$  et  $\vec{k}_t$ . Sous une forme simplifiée, cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial \phi(\vec{k}_t, x)}{\partial \text{Log}\left(\frac{1}{x}\right)} = \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \int K(\vec{k}_t, \vec{k}_t^n) \phi(\vec{k}_t^n, x) d^2 k_t^n$$

où  $K$  est le noyau BFKL et  $\phi(x, k_t)$  la fonction de distribution de gluons.

Une solution approchée de l'équation BFKL conduit à une distribution de gluons intégrée en  $k_t$  telle que :

$$xG(x, Q^2) \equiv \int_0^{Q^2} \phi(x, k_t^2) \frac{dk_t}{k_t^2}$$

$$\equiv x^{-\lambda}$$

$\lambda$  est une constante évaluée à 0.3[16]. Le nombre de gluons produits dépend linéairement du nombre de partons source. En première approximation, il peut être dit qu'il évolue donc selon une loi en  $\frac{1}{k_t^2}$  (figure 7.7).

<sup>3</sup>BFKL : Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov

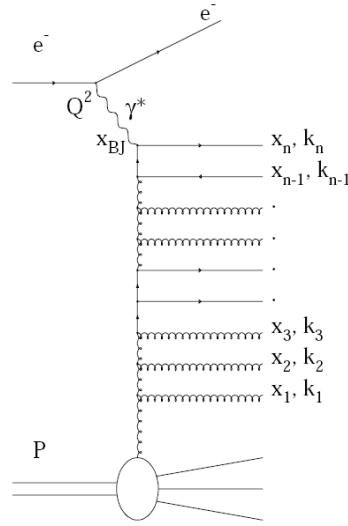


FIG. 7.6 – Diagramme d'interaction d'un photon virtuel avec un parton d'ordre  $n$ . Cette figure illustre bien l'échelle d'émission des gluons.

### Saturation et Color Glass Condensate

Cette solution n'est cependant pas acceptable à la limite des très hautes énergies. La densité de gluons  $xG(x, Q^2)$  divergeant lorsque  $k_t \rightarrow 0$ , la section efficace de diffusion du photon sur le proton devient plus grande que la surface géométrique du proton : c'est la violation de l'unitarité.

Les processus de recombinaison de gluons, de section efficace  $\sigma_{gg \rightarrow g} \propto \frac{\alpha_s}{Q^2}$ , doivent donc être pris en compte. Lorsque la densité de gluons par unité de surface  $\rho_A$  d'un noyau de numéro atomique  $A$  est suffisamment importante, c'est-à-dire pour  $\rho_A \sigma_{gg \rightarrow g} \sim 1$ , les échelles de gluons (figure 7.6) se couplent entre elles et conduisent au régime dit de **saturation**. Cette relation permet de définir l'échelle de saturation  $Q_s^2$  telle que :

$$\rho_A = \frac{xG(x, Q^2)}{\pi A^{2/3}} \Rightarrow Q_s^2 \sim \frac{\alpha_s xG(x, Q^2)}{\pi A^{2/3}}$$

Ce paramètre permet de distinguer les deux régimes présentés sur la figure 7.7 :

- $Q^2 > Q_s^2 \equiv \rho_A \sigma_{gg \rightarrow g} < 1$  correspondant au régime de la QCD perturbative. A  $x$  fixé, la densité des gluons suit une loi en  $\frac{1}{k_t^2}$ . L'équation d'évolution est dominée par le terme BFKL.
- $Q^2 < Q_s^2 \equiv \rho_A \sigma_{gg \rightarrow g} > 1$  qui coïncide avec le régime de saturation. Pour  $k_t < Q_s$ , la densité de gluons évolue en  $\ln(k_t)$  et tend vers  $\frac{1}{\alpha_s}$ .

La figure 7.7 schématise le diagramme des phases, en fonction de  $Q^2$  et  $\frac{1}{x}$ , des différents régimes de la QCD permettant de décrire le proton ( $A=1$ ) et le noyau de plomb ( $A=208$ ). Cette dépendance en fonction de  $A$  montre que le régime de saturation est atteint plus facilement avec des noyaux lourds qu'avec des protons. Les énergies disponibles au LHC permettront d'atteindre le régime de saturation en collisions proton-plomb et en collisions proton-proton. Le premier point sera abordé dans ce manuscrit alors que le second est en cours d'étude[17][18][19].

Ces effets de recombinaison sont pris en compte dans l'équation BK/JIMWLK [9] par l'introduction d'un terme non linéaire :

$$\frac{\partial N(k_t, Y)}{\partial Y} \propto \underbrace{c_1 N(\vec{k}_t, Y)}_{\text{splitting}} - \underbrace{c_2 N^2(\vec{k}_t, Y)}_{\text{recombinaison}} \quad \text{avec} \quad Y = \log \frac{1}{x}$$

Cette équation différentielle est complétée par une condition initiale fixée à  $x_0 = 10^{-2}$ . A cette limite, les noyaux sont décrits par le modèle de McLerran-Venugopalan [20] : les gluons sont supposés denses, indépendants et distribués aléatoirement. La densité de charge de couleur est supposée gaussienne.

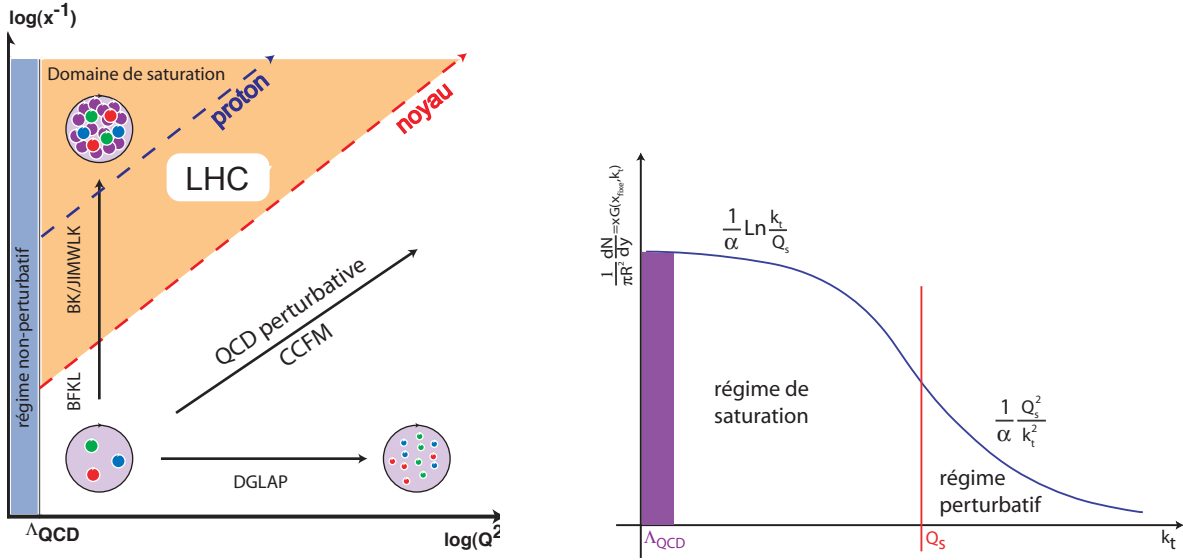


FIG. 7.7 – Schéma du diagramme des phases des différents régimes d'évolution en fonction de  $Q^2$  et  $x$ . Les domaines de saturation pour le proton et le plomb y sont représentés.

Pour  $x > 10^{-2}$ , le modèle de McLerran-Venugopalan n'est pas applicable rendant la caractérisation de la fonction de distribution des gluons plus délicate. Cette tâche est d'autant plus complexe que cette fonction, doublement différentielle, ne peut être déterminée expérimentalement. Pour ce domaine en  $x$ , elle a donc été extrapolée de manière ad-hoc par une fonction de la forme :

$$\phi(x, k_t) \propto \left( \frac{1-x}{1-x_0} \right)^4 \phi(x_0, k_t)$$

Une mauvaise extrapolation peut avoir une très grande influence sur les spectres en quarks produits et introduire des erreurs très importantes. Pour s'affranchir de cette contribution, il faut donc restreindre le domaine cinématique considéré.

## 7.2.2 Section efficace élémentaire de production

Dans le cadre des collisions hadroniques, le photon d'interaction est remplacé par une paire de partons singulet de couleur, le dipôle. Cette approche est nécessaire lorsqu'il faut considérer de grandes densités de gluons. Ces gluons ne possèdent pas de charge électrique et n'interagissent donc pas avec le champ électromagnétique porté par le photon virtuel. Le modèle des dipôles[21] suppose que ce photon se matérialise en une paire de quark/antiquark de dimension  $r_t$  (figure 7.8). Cette paire  $q\bar{q}$  diffuse alors sur le noyau via les mécanismes d'interaction forte.

La section efficace d'interaction du dipôle avec un noyau s'exprime au travers de la relation suivante :

$$\sigma_{\gamma^*A} = \int_0^1 dz \int \sigma_{q\bar{q}A} |\Psi(z, r_t)|^2 d^2 r_t$$

où :

- $z$  désigne la fraction d'impulsion emportée par un quark du dipôle
- $r_t$  représente la distance inter-parton du dipôle dans le plan transverse
- $\sigma_{q\bar{q}A}$  est la section efficace d'interaction du dipôle avec le noyau.
- $|\Psi(z, r_t)|^2$  donne la probabilité de splitting du photon en une paire de quarks

L'intérêt de ce modèle est qu'il permet de prendre en compte les effets de densité nucléaire, et en particulier les effets de diffusion multiple (effet Cronin) à l'intérieur des noyaux. L'impulsion transverse des partons est prise en compte si l'on applique ce modèle à un noyau décrit par une fonction de distribution du type  $\phi(x, k_t)$ .

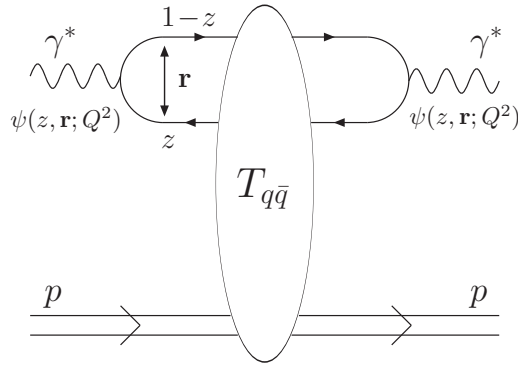


FIG. 7.8 – Processus d’interaction avec une noyau dans le cadre du modèle des dipôles.[22]

Dans le cadre du CGC, un noyau constitue un système de gluons en état de cohérence. La probabilité de diffusion d’un parton incident sur ce noyau dépend de l’épaisseur de matière  $L$  qu’il traverse et donc de la centralité (figure 7.8). Dans la suite de cette étude, seuls les processus de diffusion à l’ordre le plus bas (LO) sont pris en compte.

## 7.3 Faits expérimentaux marquants

### 7.3.1 Evolution du facteur de modification nucléaire

Nous avons vu dans le chapitre 2 que les partons issus d’interactions dures et émis à grande impulsion transverse  $p_t$  sont plus ou moins affectés par le milieu dans lequel ils évoluent. Les rapports dits de modification nucléaire  $R_{pA}$  et  $R_{AA}$  permettent de quantifier ces effets :

$$R_{AA} = \frac{\frac{dN_{AA}}{dy d\vec{p}_t}}{N_{coll} \frac{dN_{pp}}{dy d\vec{p}_t}} \quad R_{pA} = \frac{\frac{dN_{pA}}{dy d\vec{p}_t}}{N_{coll} \frac{dN_{pp}}{dy d\vec{p}_t}}$$

Ils permettent de comparer la production de particules de haut  $p_t$  dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau rapportée à la production dans le cas d’une collision binaire nucléon-nucléon (normalisée par le facteur  $N_{coll}$ ).

En l’absence d’effets nucléaires, ces rapports doivent tendre vers 1, en particulier pour les particules de haut  $p_t$ . Un rapport inférieur à l’unité indique une perte d’énergie des partons initiaux dans le milieu traversé.

Les expériences BRAHMS et PHOBOS du RHIC ont permis d’étudier ces facteurs de modification nucléaire pour des collisions Au-Au et d-Au. A rapidité centrale ( $\eta \sim 0$ ), elles ont mis en évidence que le rapport  $R_{Au-Au}$  est nettement inférieur à 1 sur toute la gamme en  $p_t$  explorée (figure 7.9). Cette observation indique que les partons initiaux ont perdu une partie de leur énergie, via l’émission de gluons, en traversant un milieu partonique très dense caractéristique du PQG.

L’absence de ce déficit en d-Au confirme l’idée que cette suppression est liée à la présence d’un PQG et constitue un effet lié à l’état final de la collision. En effet, dans ce type de collisions, les densités d’énergie mises en jeu ne sont pas suffisantes pour créer le PQG. Pour  $p_t > 1.5 \text{ GeV}.c^{-1}$ ,  $R_{d-Au}$  est même supérieur à 1. Ce phénomène, déjà observé dans les collisions noyau-noyau de plus basse énergie, est associé à des processus de rediffusion des partons initiaux dans un milieu hadronique : c’est l’effet Cronin. Cela se traduit par une redistribution de l’impulsion transverse des particules produites à cause de leur diffusions multiples sur les gluons du noyau.

Par ailleurs, pour ces mêmes collisions d-Au, le rapport  $R_{dAu}$  s’est avéré être inférieur à 1 pour les rapidités  $|y| > 1$ . Les densités d’énergie mises en jeu n’étant pas suffisantes pour créer un milieu dense et chaud, cette suppression ne peut être occasionnée que par des effets dans l’état initial de la collision. Cette

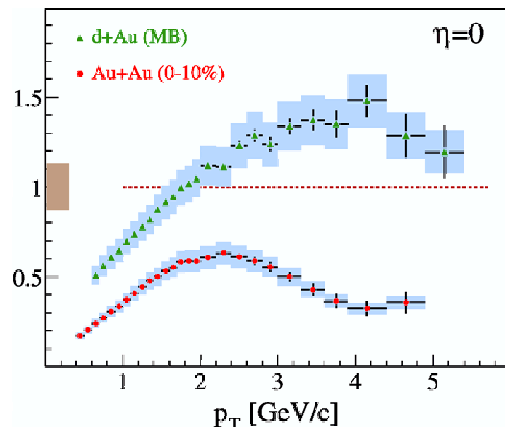


FIG. 7.9 – Mesure des rapports  $R_{AA}$  et  $R_{dAu}$  obtenus à rapidité centrale auprès des expériences BRAHMS et PHOBOS du RHIC.

suppression est d'autant plus importante que l'on s'approche de la rapidité du faisceau (figure 7.10). Le Color Glass Condensate est actuellement le seul formalisme qui permet d'expliquer à la fois l'effet Cronin à rapidité centrale et une suppression à grande rapidité en l'absence de PQG. La suppression à grande rapidité serait liée aux effets de saturation : les jets de grande rapidité proviennent de l'interaction d'un parton de grand  $x$  avec un parton de petit  $x$ . Or ces derniers sont sujets aux effets de recombinaisons contrairement aux partons de grand  $x$ . Les jets à rapidité nulle issus de deux partons de  $x$  intermédiaires ne sont donc pas sensibles aux effets de recombinaison.

En tenant compte des critères géométriques de la collision, le CGC prédit que cette suppression doit être plus importante dans le cas d'une collision centrale que périphérique dans le domaine des grandes rapidités. En se référant au modèle de Glauber, la densité de partons dans le plan transverse du noyau est supposée plus grande lorsque l'on tend vers un paramètre d'impact nul. Or parallèlement, les effets de saturation sont aussi bien plus importants.

Ce phénomène a été observé via le facteur de modification nucléaire  $R_{cp}$ . Celui-ci correspond au rapport du nombre de particules mesurées dans les collisions centrales à celui des collisions périphériques (similaire à une collision nucléon-nucléon) en d-Au et est défini par :

$$R_{cp} = \frac{dN_{central}/\langle N_{coll}^{central} \rangle}{dN_{periph.}/\langle N_{coll}^{periph.} \rangle}$$

La figure 7.10 montre les résultats obtenus auprès de l'expérience BRAHMS pour deux paramètres d'impact distincts :  $R_{cp}^{central}$  correspond au rapport des collisions centrales/périphériques et  $R_{cp}^{semi-periph.}$  à celui des collisions semi-centrales/périphériques. A rapidité nulle et pour  $p_t > 1.5 \text{ GeV}.c^{-1}$ , ces deux rapports tendent à montrer que l'effet Cronin est plus important pour les collisions centrales ( $R_{cp}^{central} > R_{cp}^{semi-periph.}$ ). Les partons devant traverser une quantité de matière plus grande, la probabilité de diffuser est donc plus élevée.

$R_{cp}^{central}$  et  $R_{cp}^{semi-periph.}$  se comportent de manière analogue que  $R_{dA}$  vers les grandes rapidités. De plus, pour  $\eta > 2.2$ ,  $R_{cp}^{central}$  devient plus petit que  $R_{cp}^{semi-periph.}$  comme le prédit le CGC[23][24].

### 7.3.2 Geometric Scaling

Les effets non-linéaires de saturation avaient déjà été observés lors des expériences de diffusion profondément inélastique de HERA. Golec-Biernat et Wusthoff[25] ont montré que, pour des valeurs de  $x < 0.01$ , les sections efficaces d'interaction  $\sigma_{\gamma^*}$  ne dépendent pas de  $x$  et  $Q^2$  séparément, mais de la variable  $\tau \propto Q^2 R_0^2(x)$  : c'est le *geometric scaling*. Ce comportement est la manifestation de la présence d'un milieu partonique [16] très dense caractérisé par une échelle de saturation  $Q_s^2 \sim \frac{1}{R_0(x)}$ .  $R_0$  définit le rayon de saturation tel que :

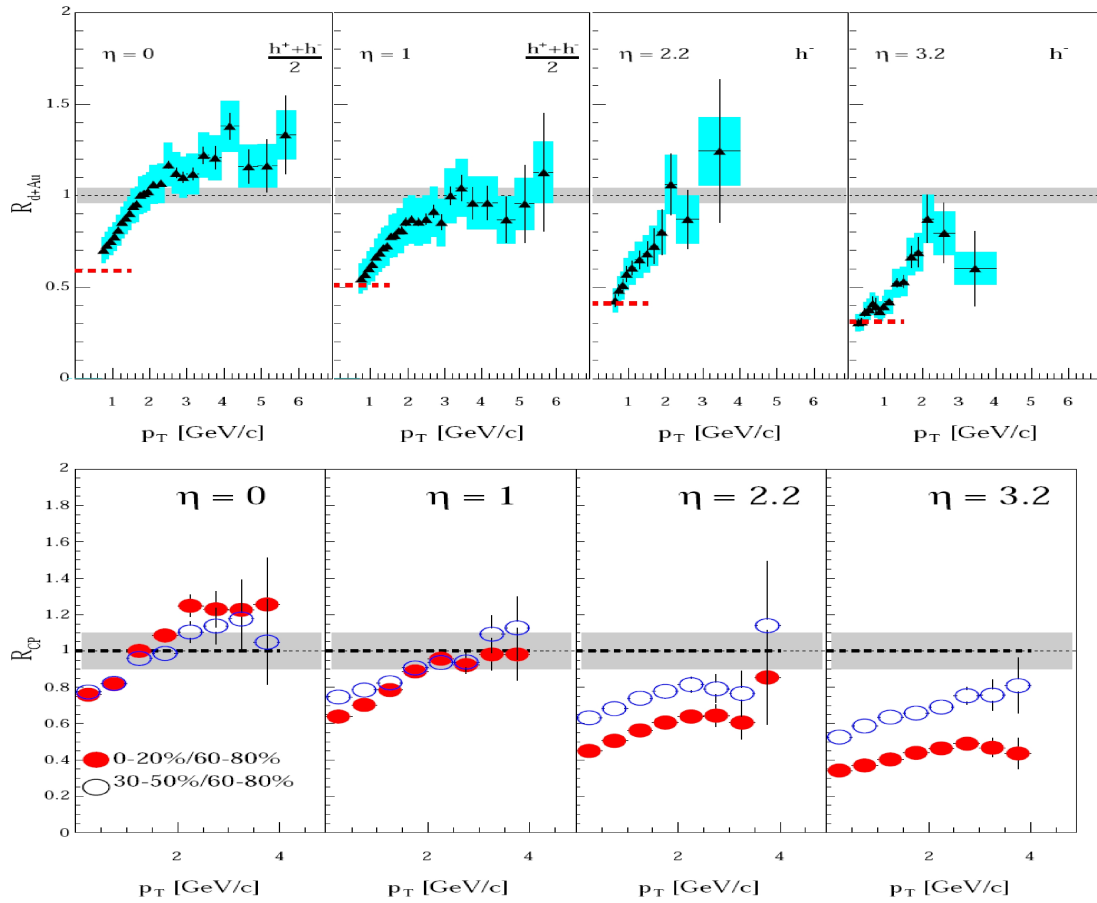


FIG. 7.10 – Haut : Evolution du facteur de modification nucléaire  $R_{dA}(p_t)$  en fonction de la pseudo-rapidité. Bas : Evolution du facteur de modification nucléaire  $R_{cp}(p_t)$  en fonction de la pseudo-rapidité et pour deux centralités de collision distinctes. Les cercles pleins (rouge) indiquent le rapport  $R_{cp}^{central}$  et les cercles vides (bleus) le rapport  $R_{cp}^{semi-periph.}$ .

$$R_0(x) = \frac{1}{Q_0^2} \left( \frac{x}{x_0} \right) \propto x^\lambda$$

Les mesures expérimentales ont permis de fixer les différents paramètres avec  $x_0 = 3.10^{-4}$  et  $\lambda = 0.3$ .

Les ajustements de la fonction  $F_2$  (présentée figure 7.4) basés sur le Color Glass Condensate donnent de bons résultats pour  $x < 0.01$  et pour tout  $Q_r$ . Ce modèle reproduit donc correctement cette propriété de *geometric scaling* observée expérimentalement et les effets se manifestant dans ce domaine cinématique.

### 7.3.3 Fragmentation limite

L'hypothèse de la fragmentation limite suggère que les particules produites dans le référentiel de l'un des deux noyaux entrant en collision tendent vers une distribution limite universelle indépendante de l'énergie disponible dans le centre masse. L'idée sous-jacente de cette hypothèse est que la distribution des partons de grand  $x$  n'est pas influencée par celle des partons de petit  $x$ . En effet, dans ce référentiel, l'un des deux noyaux est au repos (donc dilué) et le second à très haute énergie (dense). Quelle que soit l'énergie considérée (donc à différentes densités du noyau en mouvement) les distributions des particules chargées produites sont identiques.

Les expériences BRAHMS et PHOBOS ont observé ce phénomène illustré par la figure 7.12. On y retrouve la multiplicité des particules en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta'$  relative au faisceau telle que  $\eta' = \eta \pm \eta_{faisceau}$ . Pour  $\eta' \sim 0$ , le nombre de particules est indépendant de l'énergie dans le centre de

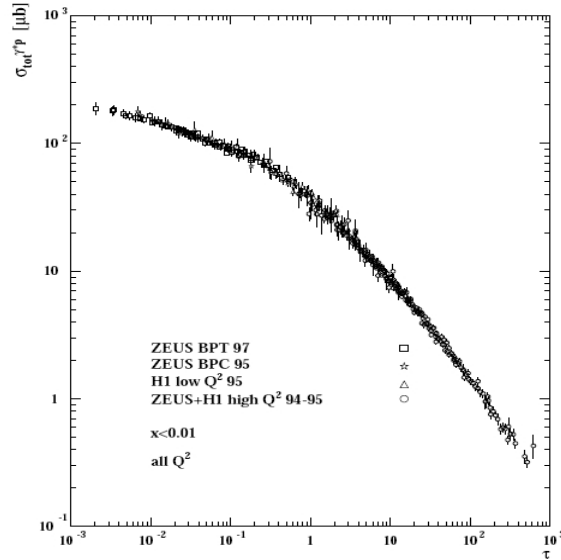


FIG. 7.11 – Données expérimentales issues de la collaboration HERA. La section efficace de diffusion  $\gamma^*p$  est représentée en fonction de la variable  $\tau$  pour des valeurs de  $x < 0.01$  et  $Q^2 \in [0.045, 450] \text{ GeV}$ .  $\sigma_{\gamma^*}(x, Q^2) \equiv \sigma_{\gamma^*}(\tau)$ .

masse (19.6, 130 et 200 GeV) tel que :

$$\frac{dN}{d\eta'}(\eta', \sqrt{s}) \equiv \frac{dN}{d\eta'}(\eta')$$

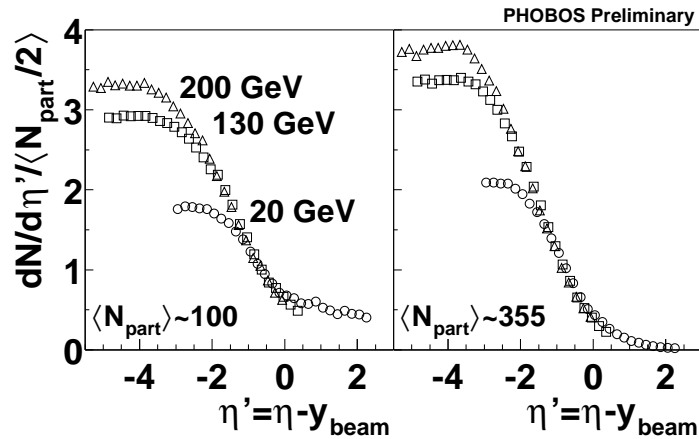


FIG. 7.12 – Distributions des particules chargées en collisions Au-Au mesurées par l'expérience PHOBOS vues dans le référentiel des faisceaux pour deux centralités différentes. Pour des rapidités  $\eta' = \eta - \eta_{\text{faisceau}}$  voisines de 0, les distributions sont indépendantes de l'énergie disponible dans le centre de masse et illustrent bien la fragmentation limite. Cette observation est valable pour différents paramètres d'impact.

Les calculs issus du modèle du CGC montrent un bon accord avec les valeurs expérimentales[26]. Pour  $\eta' \sim 0$ , le noyau au repos peut être décrit sous sa forme factorisée. La production de paires  $q\bar{q}$  prend alors la forme suivante :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}}{dy dp_t} = \int d^2k_{1t} \phi(\vec{k}_{1t}, x_1) \otimes x_2 G(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}}$$

Comme nous le verrons par la suite, cette propriété est cruciale pour mener l'étude du CGC dans le spectromètre à muons d'ALICE.



## 7.4 Simulations

Le modèle du CGC étant maintenant défini, nous allons le transposer au cadre de l'étude de la production de muons dans l'acceptance du spectromètre à muons d'ALICE (voir chapitre 4). Ce dernier étant situé à grande rapidité, il permet de sonder le domaine des petit  $x$  des noyaux et donc d'observer les effets liés au phénomène de saturation. Comme l'indique la figure 7.14, ce dernier sera plus important pour les noyaux de plomb sur lesquels portera notre étude. Il conviendra de statuer sur la pertinence des résultats obtenus à partir du CGC en les comparant à ceux issus du modèle MNR (Mangano-Nason-Ridolfi)[27], présenté en détail dans le Physics Performance Report (PPR)[28] de la collaboration ALICE et constituant le modèle de référence pour les simulations. Cette comparaison sera plus particulièrement axée sur les collisions proton-proton et proton-plomb qui permettent de bien mettre en évidence les effets nucléaires froids de l'état initial et final des collisions (voir chapitre 7.3). C'est dans cette optique que les principales caractéristiques du modèle MNR seront identifiées et mises en parallèle avec le modèle CGC.

### 7.4.1 Comparaison du modèle MNR et CGC

Dans cette section, la comparaison des deux modèles sera effectuée dans le centre de masse des collisions noyau-noyau via la production des quarks  $c$  et  $b$ . Par convention, le projectile est associé aux hadrons provenant des  $y$  négatifs et la cible des  $y$  positifs.

#### Le modèle CGC

Comme nous l'avons vu dans les chapitres précédents, le formalisme développé dans le cadre du CGC permet de calculer la distribution des quarks lourds en fonction des variables cinématiques  $y$  et  $p_t$  dans le référentiel du centre de masse. L'expression générale de ces distributions est de la forme :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}}{dydp_t} = \int d^2k_{1t}\phi(\vec{k}_{1t}, x_1) \otimes d^2k_{2t}\phi(\vec{k}_{2t}, x_2) \otimes d\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}}$$

Les figures 7.13 précisent les domaines cinématiques couverts par le détecteur ALICE en fonction de  $(x_1, x_2) = (\text{projectile}, \text{cible})$  pour les collisions Pb-p et p-p à  $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$ . Elles indiquent que les paires de quarks lourds produites dans l'acceptance du spectromètre à muons résultent de l'interaction entre un parton de petit  $x$  ( $x < 0.01$ ) appartenant au projectile et un parton de grand  $x$  ( $x > 0.01$ ) de la cible.

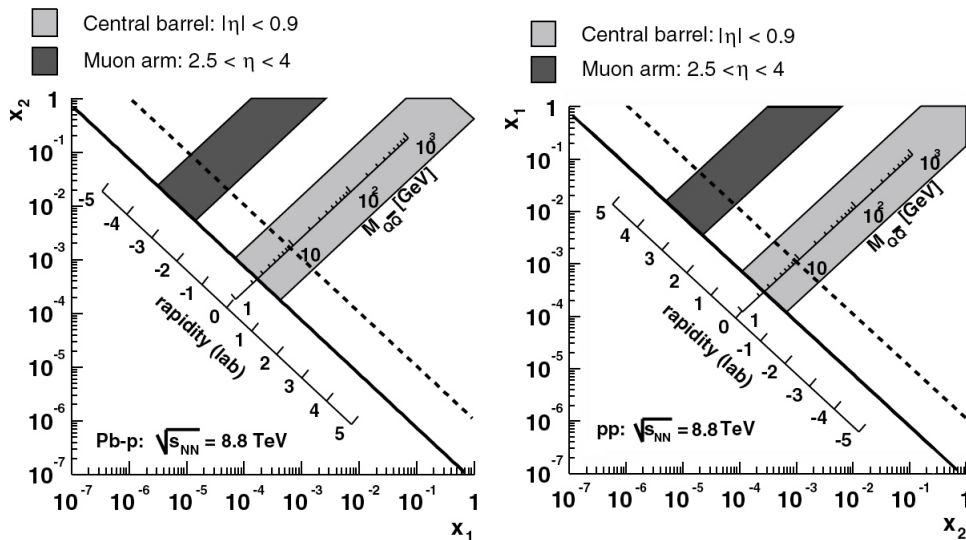


FIG. 7.13 – Domaine d'acceptance du détecteur ALICE en fonction des fractions d'impulsion  $x_1$  et  $x_2$  dans le cadre des collisions Pb-p (à gauche) et p-p (à droite) à 8.8 TeV. Les seuils de production des paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  sont respectivement indiqués en traits pleins et en tirets.

Le nucléon cible peut donc être décrit par les fonctions de distributions CTEQ6 et le projectile par le modèle du CGC, c'est-à-dire par les équations d'évolution BK/JIMWLK. La distribution des quarks

produits est donc traitée de manière asymétrique et s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}}{dydp_t} = \int d^2k_{1t} \phi(\vec{k}_{1t}, x_1) \otimes x_2 G(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{gg \rightarrow q\bar{q}}$$

De cette façon, les calculs réalisés dans l'acceptance du spectromètre à muons ne font pas intervenir l'extrapolation à grand  $x$  ( $x > 10^{-2}$ ) des fonctions de distribution du noyau projectile. Ces calculs ne sont donc valides que pour un domaine en rapidité  $y < 0$  (figure 7.13). De plus, dans cette étude, la notion de paramètre d'impact a été négligée ce qui tend à simplifier la géométrie des collisions. En effet, nous avons vu précédemment que les processus de recombinaison ainsi que l'échelle de saturation ne dépendaient que de la densité longitudinale de gluons et donc de la dimension du noyau. Ne pas prendre en compte le paramètre d'impact revient alors à considérer des noyaux d'épaisseur constante. Les valeurs retenues des échelles de saturation sont de  $1.93 \text{ GeV}$  pour le noyau de plomb et de  $0.33 \text{ GeV}$  pour le proton. Ce type d'approche, bien que simpliste, a l'avantage de bien mettre en évidence les effets liés au phénomène de saturation. Les processus d'interaction conduisant à la production des quarks lourds dépendent de la masse des quarks étudiés. Or il subsiste une incertitude sur ce paramètre : les masses des quarks  $c$  et  $b$  sont respectivement comprises entre  $[1.15, 1.35] \text{ GeV} \cdot c^{-2}$  et  $[4.5, 4.9] \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ . Les valeurs de référence sont identiques à celles prises dans le PPR, c'est-à-dire  $1.2 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$  et  $4.75 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ . Ces calculs ne permettent pas d'évaluer les sections efficaces absolues de production des quarks lourds dans les différents types de collisions, mais il est tout de même possible d'étudier les rapports de production. Pour cette raison, tous les résultats issus du CGC seront normalisés à partir de ceux obtenus en collisions proton-proton à  $14 \text{ TeV}$  avec le modèle MNR que nous allons maintenant décrire.

### Le modèle MNR

Dans ce modèle, la section efficace de production des quarks lourds ainsi que leur distribution cinématique sont calculées à partir des collisions proton-proton. La distribution en fonction de  $p_t$  et  $y$  s'exprime, sous une forme simplifiée, via la relation :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}^{pp}}{dydp_t} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} f_i^{(p)}(x_1) \otimes f_j^{(p)}(x_2) \otimes d\sigma_{ij \rightarrow q\bar{q}}$$

où :

- $f_{i,j}$  sont les Fonctions de Distributions Partonique (PDF) des nucléons. Il existe de nombreuses paramétrisations de ces fonctions dont GRV [29], MRST [30] ou CTEQ. L'étude réalisée dans le cadre de cette thèse se limitera à cette dernière. Ces distributions ont été mesurées expérimentalement par la collaboration HERA dans un domaine en  $x$  et  $Q^2$  indiqué figure 7.14. Pour les besoins du LHC, la distribution des partons a été extrapolée aux petits  $x$  [31].
- la section efficace élémentaire de production  $d\sigma_{ij \rightarrow q\bar{q}}$  est calculée à partir du programme HVQMNR [27] qui prend en compte les processus NLO.

Les collisions proton-noyau sont modélisées à partir du modèle de Glauber (voir chapitre 2). Les effets de *shadowing* sont introduits par l'intermédiaire d'un facteur de modification nucléaire  $R_i^A(x, Q^2)$  (paramétrisation EKS98 [32][33]) appliqué sur les fonctions de distributions partoniques  $f_{i=q,g}$  des différentes saveurs de quarks et des gluons. Ce paramètre a été établi à partir des équations d'évolution DGLAP avec pour condition initiale les distributions CTEQ4L. Ainsi, la fonction de distribution partonique d'un nucléon  $N$  d'un noyau de numéro atomique  $A$  est telle que  $f_{i/A}(x, Q^2) = R_i^A(x, Q^2) f_i(x, Q^2)$ .

En collisions proton-plomb la section efficace de production normalisée à une collision binaire nucléon-nucléon est :

$$\frac{dN_{q\bar{q}}^{pPb}}{dydp_t} = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} f_i^{(p)}(x_1, Q^2) \otimes f_{j/208}^{(Pb)}(x_2, Q^2) \otimes d\sigma_{ij \rightarrow q\bar{q}}$$

Dans ce modèle, l'impulsion transverse des partons est répartie selon une distribution gaussienne de valeur moyenne nulle et dont la largeur dépend de la saveur et du type de collisions étudiées. Respectivement pour les collisions p-p et p-Pb, ce paramètre prend pour valeur 1,  $1.16 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  pour le charme, et 1,  $1.6 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  pour la beauté. Les masses des quarks  $c$  et  $b$  ont été respectivement fixées à 1.2 et

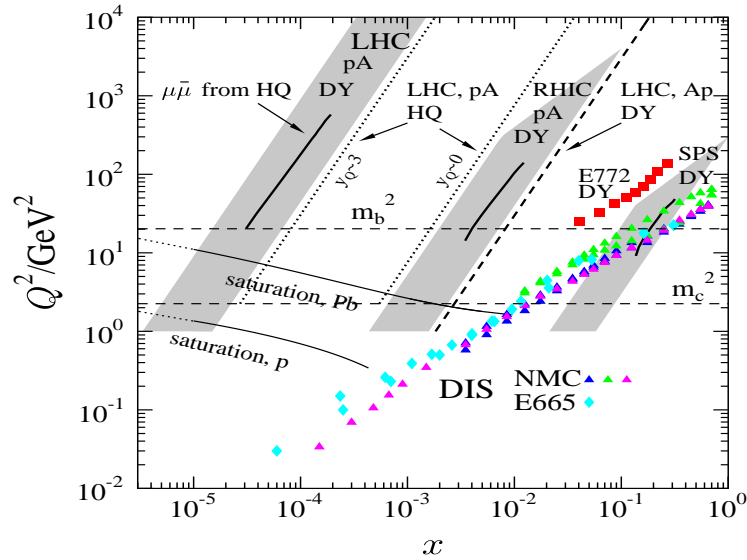


FIG. 7.14 – Domaine cinématique exploré par différentes expériences et dans lesquelles ont été mesurées les fonctions de distribution partonique. L’espace des phases QCD exploré au RHIC et prochainement au LHC sont indiqués .

4.75  $GeV.c^{-2}$  et serviront de références dans la suite de ce chapitre. Les sections efficaces de production de saveurs lourdes ainsi que le facteur de *shadowing* (intégré dans tout le domaine en rapidité), sont indiqués dans le tableau 7.1.

	p-p 14 TeV	p-p 8.8 TeV	p-Pb 8.8TeV	Shadowing
Charme (mb)	12.1	9.4	7.16	0.8
Beauté (mb)	0.55	0.30	0.27	0.9

TAB. 7.1 – Section efficace de production des saveurs lourdes en collisions proton-proton et proton-plomb prédite par le modèle MNR ; cette dernière est normalisée aux collisions binaires nucléon-nucléon.

### Rapport de sections efficaces

Le tableau 7.2 présente les rapports de production des quarks  $c$  et  $b$  entre les différents types de collisions (proton-proton à 8.8 TeV et 14 TeV ainsi que plomb-proton à 8.8 TeV) obtenus à partir des modèles CGC et MNR dans le domaine en rapidité défini par  $y < 0$ . Bien que ces deux modèles ne considèrent pas les mêmes processus d’interaction (les calculs étant respectivement effectués au LO et NLO pour le CGC<sup>4</sup> et MNR), ils sont globalement en bon accord :

- les rapports de production  $\frac{pp^{8.8 TeV}}{pp^{14 TeV}}$  pour le charme et la beauté restent dans les incertitudes liées à la masse des quarks (voir tableau 7.3) ;
- les facteurs de *shadowing*  $R_{Pb-p} = \frac{PbP^{8.8 TeV}}{pp^{8.8 TeV}}$  pour la beauté prédit par les deux modèles sont aussi très proches ;
- le point le plus intéressant concerne le facteur  $R_{Pb-p}$  pour le quark  $c$  qui apparaît comme beaucoup plus sensible aux effets de recombinaison des gluons dans le cadre du CGC que pour MNR. Le quark  $c$  étant plus léger, il est plus facilement produit à partir de deux partons appartenant au domaine des petits  $x$  (région plus sensible à la recombinaison des gluons) que le quark  $b$ .

Les processus de recombinaison de gluons semblent plus importants dans le cadre du CGC que par la paramétrisation EKS98. Intégré sur  $y < 0$ , le CGC prévoit un facteur de *shadowing* de 0.6 et 0.8 respectivement pour le charme et la beauté (voir tableau 7.2). Ces facteurs seront donc à vérifier lors des

<sup>4</sup>voir chapitre 2

faisceaux proton-plomb.

Le tableau 7.3 et la figure 7.15 indique les incertitudes du modèle CGC sur la production des quarks pour les différents types de collision ; elles ont été établies en prenant les masses extrêmes des quarks : entre  $1.15 \text{ GeV}.c^{-2}$  et  $1.35 \text{ GeV}.c^{-2}$  pour le charme, et entre 4.6 et  $4.9 \text{ GeV}.c^{-2}$  pour la beauté.

Saveur	Charme		Beauté	
	$pp^{8.8 \text{ TeV}}/pp^{14 \text{ TeV}}$	$pPb^{8.8 \text{ TeV}}/pp^{8.8 \text{ TeV}}$	$pp^{8.8 \text{ TeV}}/pp^{14 \text{ TeV}}$	$pPb^{8.8 \text{ TeV}}/pp^{8.8 \text{ TeV}}$
MNR	0.78	0.77 (0.8)	0.59	0.85 (0.9)
CGC	0.8	0.60	0.68	0.8

TAB. 7.2 – Rapports des sections efficaces de production des saveurs lourdes pour différents systèmes de collisions. Ces rapports ont été établis pour  $y < 0$  et normalisés à une collision binaire nucléon-nucléon. Entre parenthèses sont indiqués les rapports de section efficace intégrée à toute l'acceptance.

Incertitude sur	p-p14 TeV	p-p8.8 TeV	p-Pb8.8TeV
masse (%)	c :12.8 b :13.4	c :14.7 b :14.1	c :10.4 b :13.1

TAB. 7.3 – Erreurs théoriques sur les taux de production selon la masse des quarks  $c$  et  $b$ .

Le tableau 7.4 nous informe sur le rapport des sections efficaces de production entre le charme et la beauté. Alors que le modèle MNR prédit un rapport de production de l'ordre de 5%, le CGC suggère un rapport de plus de 10%.

Cette différence peut s'expliquer par les processus de recombinaison plus prédominants dans le cadre du CGC qui tendent à peupler le domaine des plus grands  $x$  de l'espace des phases. Cela a deux conséquences majeures :

- le nombre d'interactions gluon-gluon à l'origine de la création de paires  $c\bar{c}$  est moins important ;
- les interactions entre deux gluons de grands  $x$  dont l'énergie est supérieure au seuil de production d'une paire de quarks  $b$  sont plus probables.

Ces deux effets combinés tendent donc à augmenter la production de quarks  $b$  par rapport aux quarks  $c$ .

$N_{beauty}/N_{charme}$	p-p14 TeV	p-p8.8 TeV	p-Pb8.8TeV
CGC	0.12	0.10	0.14
MNR	0.05	0.03	0.04

TAB. 7.4 – Rapports des sections de production des quarks  $c$  et  $b$  obtenus à partir du modèle CGC et MNR dans le domaine en rapidité  $y < 0$ .

## Comparaison des spectres MNR et CGC

Les figures 7.16 et 7.17 représentent respectivement les distributions cinématiques dans le centre de masse (en fonction de la rapidité  $y$  et de l'impulsion transverse  $p_t$ ) des quarks  $c$  et  $b$  produits en collisions proton-proton et proton-plomb à 8.8 TeV. Les spectres représentent les prédictions du CGC (en traits pleins) et sont comparés à ceux obtenus à partir du modèle MNR (en tirets) tel qu'il est implémenté dans AliRoot. Le spectre CGC en collisions proton-proton est normalisé à celui prédit par MNR, et les facteurs de *shadowing* présentés dans le tableau 7.2 sont appliqués aux spectres proton-plomb associés.

### Distribution en fonction de la rapidité.

En collisions proton-proton, la largeur et la pente de décroissance des distributions (figure 7.16) en quarks  $c$  et  $b$  proposées par les deux modèles concordent. Connaissant le bon accord avec les données expérimentales de l'expérience BRAHMS, cette grande similitude démontre un peu plus la validité du

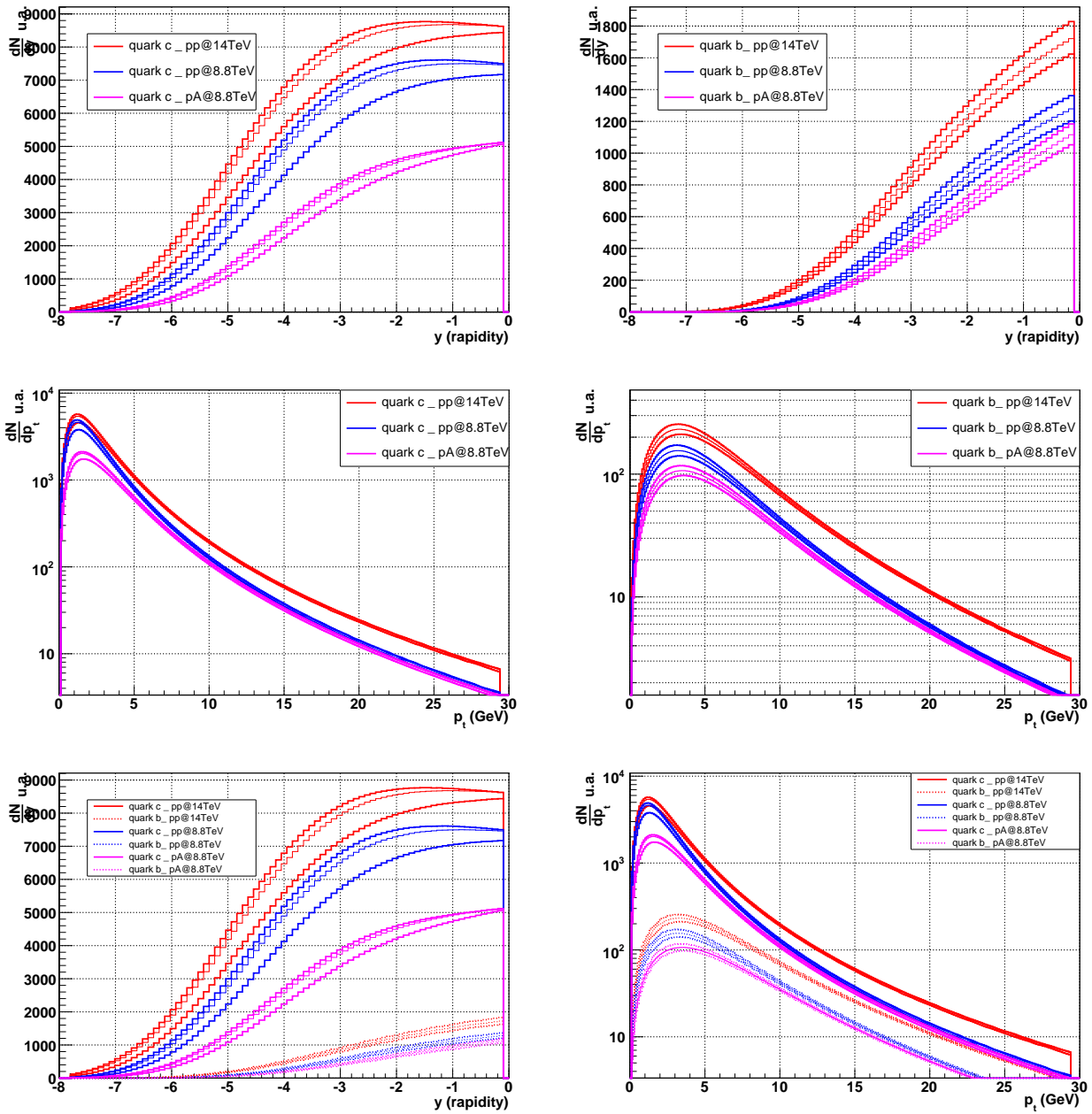


FIG. 7.15 – Taux de production des quarks  $c$  et  $b$  en fonction de  $y$  et  $p_t$  prédits par le modèle de Color Glass Condensate. A chaque type de collisions correspond trois distributions calculées avec des masses de quarks différentes :  $m_c = 1.15, 1.2, 1.35 \text{ GeV}.c^{-2}$  et  $m_b = 4.6, 4.75, 4.9 \text{ GeV}.c^{-2}$ . Les distributions correspondant aux masses les plus élevées constituent les bornes inférieures de production, et les plus légères aux bornes supérieures. En effet, dans ce dernier cas, l'énergie de seuil de production des paires  $q\bar{q}$  est plus petite d'où un taux de production plus important. Les deux spectres du bas représentent les distributions de quarks  $c$  et  $b$  en considérant les rapports de production entre les deux saveurs.

modèle CGC. Ce point est très important car les collisions proton-proton constituent notre système de référence dans l'étude des effets nucléaires froids. Les différences que l'on observe entre les deux modèles pour les collisions proton-noyau, en particulier au travers du rapport  $R_{Pb-p}$ , sont donc directement liées à leurs ingrédients théoriques et à la manière de traiter le problème.

Nous avons déjà vu que la dépendance en  $y$  d'une paire  $q\bar{q}$  était reliée à l'évolution en  $x$  de la fonction de distribution des gluons via la relation :

$$x^\pm \sim \frac{m_t}{\sqrt{s}} e^{\pm y}$$

ce qui signifie que les petits  $x$  correspondent aux grands  $y$ . Les paires de quarks produites mesurées à grande rapidité sont donc plus sensibles aux effets de recombinaison, ce que confirme le rapport  $R_{Pb-p}$  de la figure 7.16 qui décroît continûment avec la rapidité.

Globalement, le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de la rapidité montre que ces effets sont systématiquement plus importants dans le cadre du CGC que du modèle MNR :

- le facteur de *shadowing* est plus grand pour les deux saveurs de quarks ;
- la dépendance des effets de recombinaison en fonction de  $x$  est plus importante. Pour rappel, celle-ci dépend du paramètre  $\alpha = 0.15$  utilisé dans l'équation BK/JIMWLK ce qui explique que l'évolution des rapports  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $y$  pour les deux saveurs sont identiques. Cette observation reste cohérente avec le fait que les taux de production des quarks  $c$  et  $b$  dépendent des mêmes fonctions de distribution partonique, en particulier celle des gluons. Elles indiquent aussi que la production des paires de quarks  $b$  est moins sensible que celle des quarks  $c$  aux effets de recombinaison.

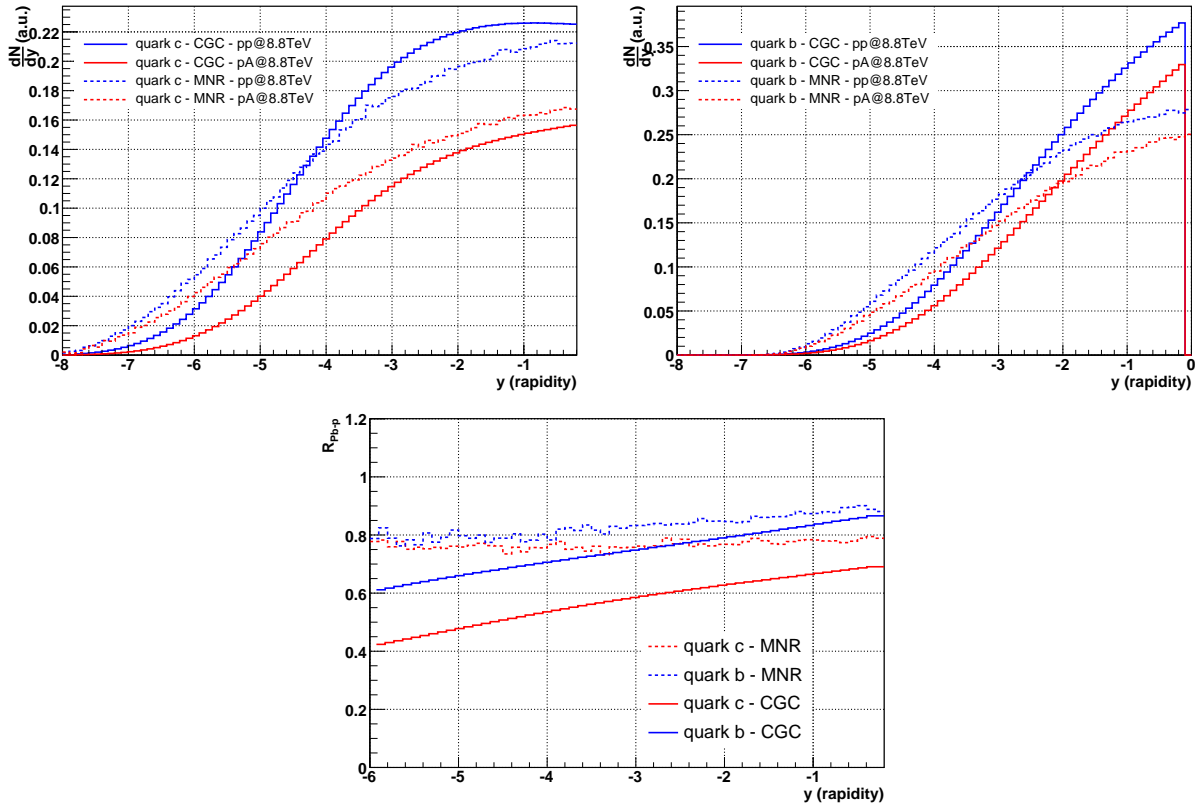


FIG. 7.16 – Distribution des quarks lourds  $c$  et  $b$  en fonction de la rapidité en collisions proton-proton et proton-noyau. Les prédictions du modèle CGC sont représentées en traits pleins et le modèle MNR en pointillés. La figure du bas représente le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de la rapidité.

### Distribution en fonction de l'impulsion transverse.



Les figures 7.17 représentent les distributions en  $p_t$  des quarks avec les mêmes conventions utilisées précédemment. Quelle que soit la saveur considérée, le modèle CGC tend à plus favoriser la production de quarks de haut  $p_t$  que le modèle MNR. Les raisons de cette systématique sont principalement liées aux fonctions de distribution gluonique considérées par les deux modèles.

Les distributions des quarks proposées par le modèle MNR sont ajustées à l'aide d'une fonction du type :

$$\frac{dN}{dp_t} \propto p_t \left[ 1 + \left( \frac{p_t}{p_t^{(0)}} \right)^2 \right]^{-n} \quad (7.2)$$

où  $p_t^{(0)}$  est un paramètre permettant de fixer le maximum de la distribution et  $n$  la largeur de celle-ci.

Cette fonction permet également de reproduire les distributions prédites par le modèle CGC dans les domaines des bas et moyen  $p_t$ , mais semble diverger à haut  $p_t$ . Or, lorsque deux noyaux se traversent, les partons de petits  $x$  sont diffusés aux travers des processus durs décrits par la QCD perturbative. D'après les règles de  $k_t$ -factorisation, les paires de quarks produites à grand  $p_t$  sont issues de deux partons de grand  $k_t$ . A cette limite, la fonction de distribution gluonique évolue en  $\frac{1}{k_t^2}$  et les effets de diffusion sont négligeables : la distribution  $\frac{dN}{dp_t}$  doit donc évoluer en  $\frac{1}{p_t^4}$ . A haut  $p_t$ , nos distributions sont donc ajustées par une fonction de type  $(\frac{1}{p_t})^a$  paramétrée par  $a$ .

Le tableau 7.5 référence les valeurs des différents ajustements appliqués sur les différentes distributions des deux modèles et dans les différents domaines cinématiques.

Color Glass Condensate				0 < $p_t$ < 15 GeV			$p_t > 10$	
Quarks	Collisions	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	$p_t^{(0)}$ (GeV/c)	n	$\chi^2$	$a$	$\chi^2$
$c$	p-p	14	2.99	2.07	1.98	$10.5 \cdot 10^{-3}$	3.79	$1.3 \cdot 10^{-5}$
	p-p	8.8	2.99	2.07	1.98	$8.4 \cdot 10^{-3}$	3.79	$1.1 \cdot 10^{-5}$
	p-Pb	8.8	3.71	2.71	2.01	$3.0 \cdot 10^{-3}$	4.02	$0.5 \cdot 10^{-5}$
$b$	p-p	14	6.49	6.12	2.27	$4.9 \cdot 10^{-3}$	4.23	$1.3 \cdot 10^{-3}$
	p-p	8.8	6.49	6.12	2.27	$3.3 \cdot 10^{-3}$	4.32	$0.6 \cdot 10^{-3}$
	p-Pb	8.8	6.93	6.67	2.29	$2.2 \cdot 10^{-3}$	4.31	$0.8 \cdot 10^{-5}$
Modèle MNR+PYTHIA				0 < $p_t$ < 15 GeV			$p_t > 10$	
Quarks	Collisions	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)	$p_t^{(0)}$ (GeV/c)	n	$\chi^2$	$a$	$\chi^2$
$c$	p-p	14	2.08	2.47	2.82	0.05	5.82	$1.3 \cdot 10^{-3}$
	p-p	8.8	2.05	2.55	2.93	0.05	5.92	$1.9 \cdot 10^{-3}$
	p-Pb	8.8	2.09	2.48	2.82	0.04	5.57	$1.6 \cdot 10^{-3}$
$b$	p-p	14	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx
	p-p	8.8	5.49	8.79	3.74	0.06	4.97	$2.2 \cdot 10^{-3}$
	p-Pb	8.8	5.67	8.82	3.63	0.04	4.94	$2.0 \cdot 10^{-3}$

TAB. 7.5 – Valeurs de l'ajustement des distributions des quarks obtenus dans la cadre des modèles CGC et MNR. Les régions des bas et moyens  $p_t$  sont ajustées par la fonction de l'équation 7.2 et celle des hauts  $p_t$  par un  $(\frac{1}{p_t})^a$ .

Les maxima des distributions prédites par le CGC sont systématiquement inférieurs à ceux du modèle MNR tout en restant du même ordre de grandeur. Cette observation est principalement liée au fait que les effets de diffusion multiples (effet Cronin) y sont plus importants et peuplent le domaine des  $p_t$  intermédiaires. Cet effet est d'autant plus important dans les collisions proton-plomb puisque les spectres en collisions proton-proton et proton-plomb convergent à haut  $p_t$  malgré le facteur de *shadowing*.

Le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $p_t$  présenté figure 7.17 permet d'étudier plus précisément les effets de diffusion. Le modèle MNR montre que les effets de recombinaison sont plus importants pour le charme que la beauté. En effet, le quarks  $c$  est plus léger et peut donc être facilement créé à partir de deux partons



de petits  $x$ , domaine dans lequel les recombinaisons sont plus importantes. De plus, ce rapport permet de mettre en évidence les effets de diffusions multiples en favorisant la production des particules de moyens  $p_t$  au détriment des bas  $p_t$ . Concernant les quarks  $b$ , les prédictions MNR et CGC sont quasi-identiques. Par contre, le déficit des quarks  $c$  de bas  $p_t$  est plus marquée à cause de l'effet Cronin plus important et qui tend à peupler la région des  $p_t$  intermédiaires. C'est pourquoi ce rapport est légèrement plus grand que celui du quark  $b$  pour des impulsions transverses supérieures à  $4 \text{ GeV}.c^{-1}$ .

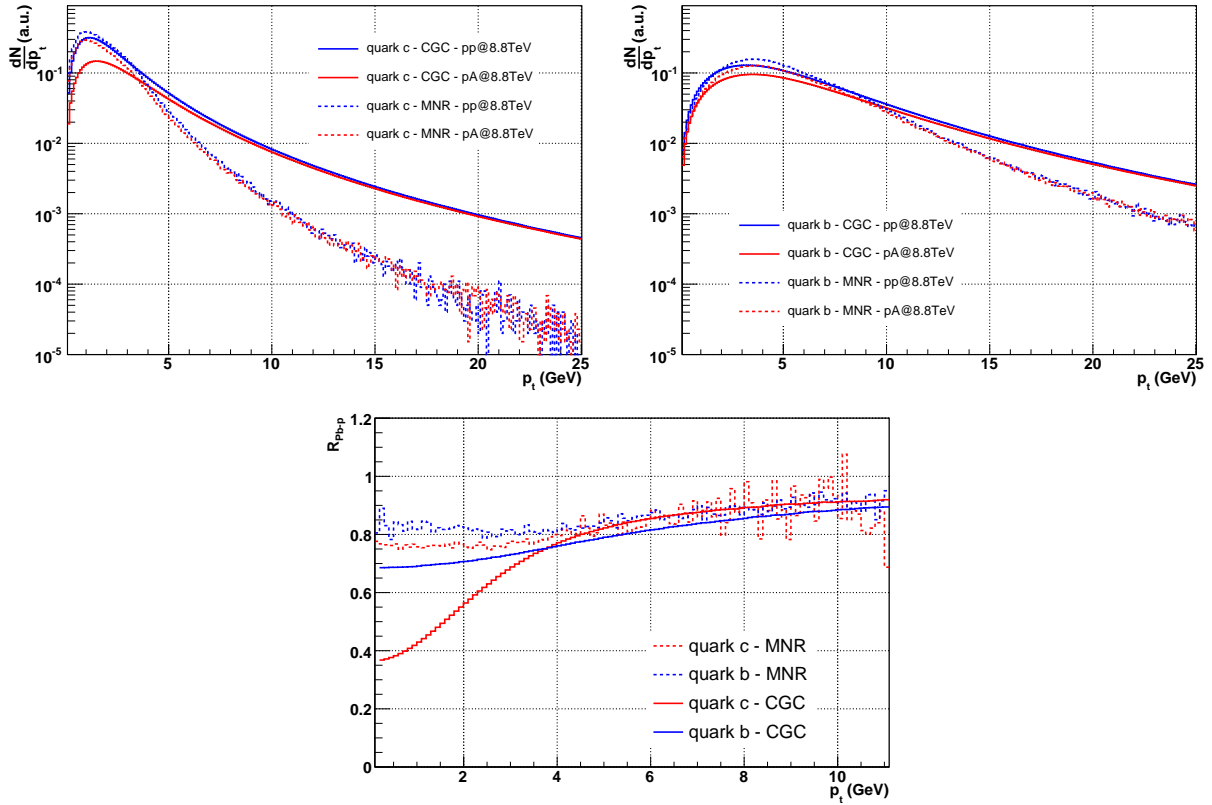


FIG. 7.17 – Distribution des quarks lourds  $c$  et  $b$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  en collisions proton-proton et proton-noyau. Les prédictions du modèle CGC sont représentées en traits pleins et le modèle MNR en pointillés. La figure du bas représente le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $p_t$ .

Il reste donc à déterminer s'il sera possible d'observer ces effets à partir de muons mesurés avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE.

## 7.4.2 Simulations AliRoot

Pour pouvoir comparer les résultats obtenus dans le cadre du CGC à ceux du modèle MNR, nous devons être le plus proche possible des conditions dans lesquelles les simulations de référence ont été effectuées. Celles-ci se découpent en trois étapes :

- la génération des quarks via le générateur Monte Carlo PYTHIA. Le logiciel PYTHIA est destiné à simuler et décrire les collisions de particules élémentaires (électron et proton) à haute énergie. Il prend en compte de nombreux aspects physiques tels que les distributions partoniques du proton et des noyaux (via le modèle de Glauber et les facteurs de modifications nucléaires EKS98 pour ce dernier), les processus d'interaction durs et mous au Leading-Order, les interactions multiples. Les processus NLO et NNLO sont approximés via l'émission de gluons et photons à partir des quarks ce qui nécessite d'ajuster certains paramètres tel que le  $k_t$  des partons pour reproduire les différents modèles proposés ;
- la fragmentation des paires de quarks produites ;
- la décroissance leptonique des hadrons.

Une partie de ce travail a donc consisté d'intégrer dans AliROOT un générateur de quarks  $c$  et  $b$ , à partir des résultats issus des codes fournis par F. Gelis. Il a été conçu pour que, selon le modèle étudié lors des simulations (CGC ou MNR/PYTHIA), le traitement de données dans le code de reconstruction soit identique.

### Fragmentation

Aux tout premiers instants de leur création, les quarks  $q$  et  $\bar{q}$  interagissent entre eux via leur charge de couleur. Lorsque ces quarks se séparent (leur impulsion n'étant pas identique), l'échelle d'énergie qui caractérise le système diminue et le potentiel d'interaction forte augmente. Lorsque la densité d'énergie du milieu inter-quark est suffisamment grande, une nouvelle paire de quarks (u, d ou s) secondaires est créée à partir du vide ; chacun de ces quarks secondaires s'associe alors avec l'un des deux quarks initiaux. Ce processus, dit de fragmentation, se répète jusqu'à ce que la masse invariante des paires produites soit voisine de la masse du hadron.

Une partie du processus d'hadronisation appartient au régime non perturbatif de la QCD (lorsque  $Q^2 < \lambda_{QCD}$ ). Les physiciens ont donc recours à des modèles phénoménologiques associés à des fonctions dites de fragmentation. Ces dernières donnent la probabilité qu'une fraction  $z$  de l'impulsion du parton soit emportée par le hadron (7.3). Ce facteur  $z$  permet de calculer l'énergie et l'impulsion d'un hadron à partir de celles du quark.

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_H}{(E + p)_q} \quad (7.3)$$

où  $p_{\parallel}$  est la composante de l'impulsion du hadron dans la direction de propagation du quark. Concernant la fragmentation des quarks lourds, les fonctions les plus souvent citées sont :

- la fonction de Lund modifiée[34] pour tenir compte des effets de masse de quarks lourds,

$$f(z) \propto z^{1+R_H b m_H^2} z^a \left(\frac{1-z}{z}\right)^b \exp\left(-\frac{b m_T^2}{z}\right)$$

où  $R_H$  et  $b$  sont des paramètres libres fixés expérimentalement en fonction des quarks et hadrons étudiés.

- la fonction de Peterson[35],

$$f(z) \propto \frac{1}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_H}{1-z}\right)^2}$$

avec un paramètre  $\epsilon_H \propto \frac{1}{m_H^2}$ ,  $m_H$  étant la masse du hadron.

- fonction  $\delta$ .

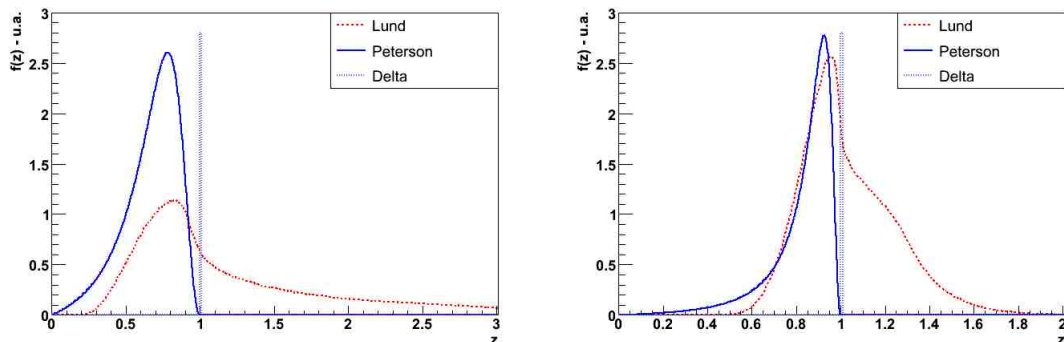


FIG. 7.18 – Fonctions de fragmentation pour les quarks  $c$  (gauche) et  $b$  (droite).

Dans le cadre des collisions hadroniques, et plus particulièrement pour les ions lourds, il existe une incertitude sur l'universalité de ces fonctions lorsqu'il s'agit des paires de quarks de basse masse. La présence de nombreux partons peut influencer sur les processus de fragmentation favorisant les processus de coalescence. Par exemple, un quark de la mer d'un noyau peut s'associer avec l'un des quarks lourds issus

d'un processus dur du type  $gg \rightarrow q\bar{q}$ . Le méson ainsi formé possède une impulsion plus grande que celle du quark lourd initial. Le rapport  $z$  est dans ce cas supérieur à l'unité. Puisque lié au faisceau, cet effet, communément appelé *beam-drag*, est plus propice dans la région des grandes rapidités.

Les figures 7.18 représentent les différentes fonctions de fragmentation en fonction de  $z$  pour le charme et la beauté. La fonction de fragmentation de Lund présentée a été extraite des simulations issues de PYTHIA et prend en compte les effets de *beam-drag*. Les spectres de hadrons présentés dans la PPR sont produits avec une fonction de fragmentation de Lund. Le quarks  $b$  étant plus lourds, la fraction d'impulsion  $z$  emportée par le hadron tend vers 1 et les effets de *beam-drag* sont moins importants qu'avec le charme. Initialement utilisée pour décrire les collisions lepton-lepton, la fonction de Peterson se limite quant à elle à  $z \in [0, 1]$ .

Des études menées auprès des expériences du RHIC ont montré que pour avoir une meilleure concordance entre les données et les prédictions théoriques à haut  $p_t$ , les fonctions de fragmentation des quarks lourds peuvent être assimilées à une fonction  $\delta(1)$  [36] [37].

Comme nous venons de l'évoquer, pour une saveur donnée, les paramètres des fonctions de fragmentation dépendent du méson considéré et fixent les taux de production de ces derniers. Pour des raisons de simplicité, ces paramètres ont été fixés ; par exemple, dans le cas de la fonction de Peterson, le paramètre retenu est  $\epsilon = 0.06(0.006)$  pour le charme (beauté). Les taux de production utilisés pour cette étude sont les suivants [38] :

Méson	$D^+$	$D^0$	$D_s^+$	$\Lambda_c$
Taux de production (%)	20	60	12	8
Méson	$B^+$	$B^0$	$B_s^+$	$\Lambda_b$
Taux de production (%)	41	40	12	7

TAB. 7.6 – Taux de production des mésons D et B.

## Production des mésons dans les simulations

Comme nous allons le voir, le choix des fonctions de fragmentation peut avoir une grande influence sur la cinématique des mésons produits, et donc implicitement sur celle des muons. Il est à noter que les observations faites dans ce chapitre au sujet du charme sont valables pour la beauté avec des effets moindres.

Les figures 7.19 (du haut) représentent le spectre des mésons issus du charme en collisions proton-proton à 8.8 TeV pour les fonctions de fragmentation précédemment évoquées. Le spectre des quarks  $c$  père est indiqué en trait plein et constitue notre référence. Nous retrouvons les effets suivants :

- la fonction de Peterson étant définie pour un  $z$  compris entre  $[0, 1]$ , le mécanisme de fragmentation tel qu'il est modélisé, tend à dépeupler la région de grande rapidité et de grand  $p_t$  ;
- la fonction  $\delta$  revient à considérer que la cinématique du méson est quasi-équivalente à celle du quark ce qui est compatible avec les résultats des simulations ;
- la fonction de fragmentation "Lund+Beam-drag" est quant à elle définie pour des  $z$  plus grands que l'unité à cause des effets de *beam-drag* qui ont donc tendance à favoriser la région des grands  $p_t$ .

Le tableau 7.7 montre les paramètres de l'ajustement avec les fonctions de l'équation 7.2 et  $(\frac{1}{p_t})^a$  sur les distributions des mésons issus des différentes fonctions de fragmentation. Selon le modèle utilisé, il apparaît que le comportement à haut  $p_t$  de la distribution des mésons est grandement influencé par le modèle de fragmentation utilisé : cette distribution décroît en  $\frac{1}{p_t^{5.53}}$  pour Peterson à  $\frac{1}{p_t^{3.63}}$  (*Lund+Beam-drag*).

Les figures 7.19 du bas représentent le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $y$  et  $p_t$  une fois le processus de fragmentation effectué. Selon la fonction de fragmentation considérée, le comportement du rapport  $R_{Pb-p}$  reste identique mais avec les caractéristiques suivantes :

- le comportement du rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $y$  est peu affecté par les processus de fragmentation ;
- à bas  $p_t$ , les rapports  $R_{Pb-p}$  des différentes fonctions de fragmentation convergent ;

Paramètres	Peterson	$\delta(1)$	Lund+Beam-drag
Ajustement via la fonction de l'équation 7.2			
$p_t^{(0)}$ (GeV/c)	1.21	2.11	1.35
$n$	1.86	2.03	1.49
Ajustement via la fonction de l'équation $(\frac{1}{p_t})^a$			
$a$	5.53	3.92	3.63

TAB. 7.7 – Paramètre des ajustements réalisé sur les distributions des mésons : les fonctions utilisées sont identiques à celles des quarks.

- le rapport  $R_{Pb-p}$  associé à la fonction de fragmentation de Peterson tend plus rapidement vers 0.9 à grand  $p_t$  que celui des quarks. Le rapport  $R_{Pb-p}$  à partir des mésons laisse apparaître des effets de diffusion plus importants par rapport à celui des quarks ;
- à contrario, les distributions proposées par la fonction de fragmentation de “Lund+Beam drag” aboutissent à un rapport  $R_{Pb-p}$  plus monotone en tendant plutôt vers 0.8 à grand  $p_t$ . Ceci se manifeste comme une minimisation des effets de diffusions multiples et à un effet de *shadowing* plus important par rapport à ceux observés avec les quarks.

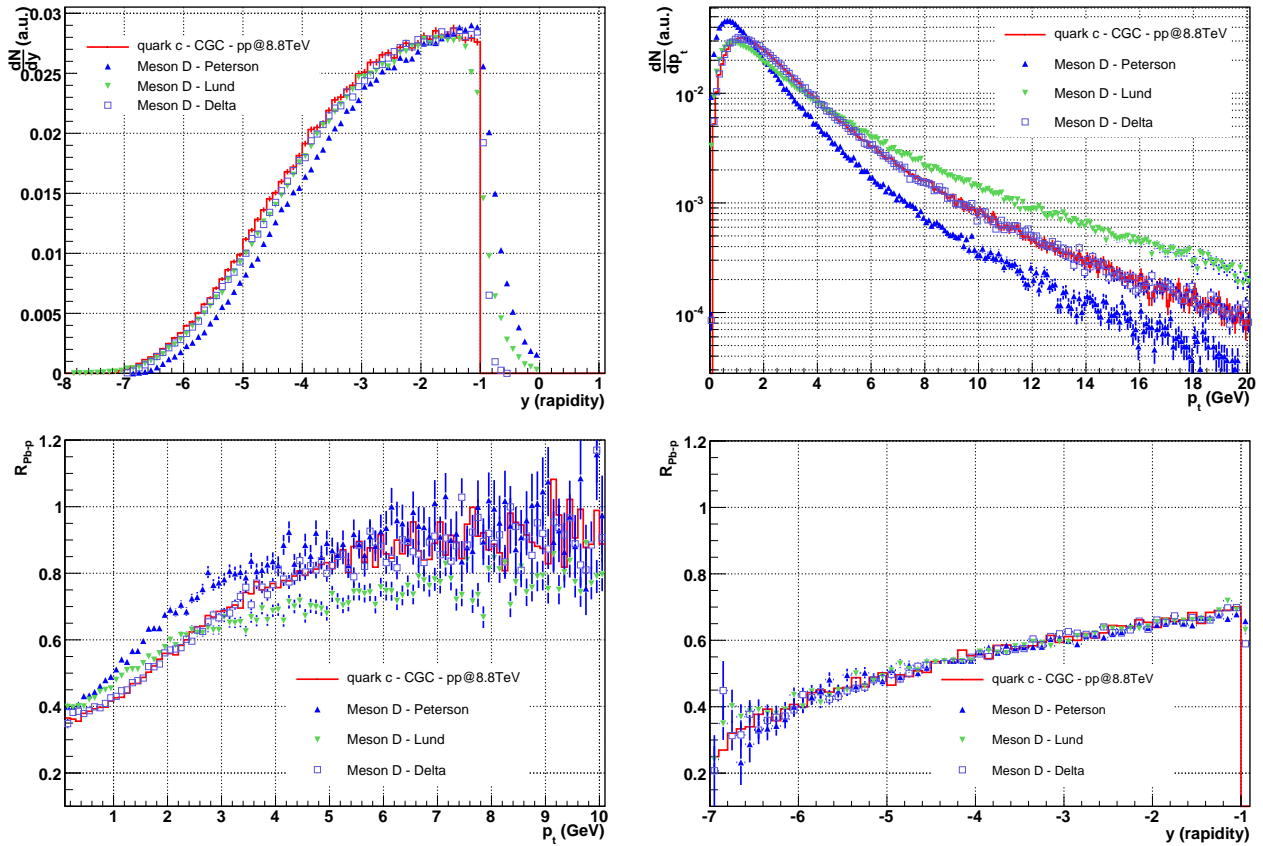


FIG. 7.19 – En haut : distributions en rapidité et en  $p_t$  des mésons issus de différentes fonctions de fragmentation. Le spectre en trait plein correspond à celui des quarks associés produits en collisions proton-proton à 8.8 TeV. En bas : rapport  $R_{Pb-p}$  effectué sur les mésons D issus des quarks  $c$  pour les différentes fonctions de fragmentation.

Selon le mode de fragmentation considéré, les effets nucléaires peuvent être observés via la mesure des mésons. Après avoir étudiée les spectres des mésons, nous allons nous intéresser à ceux des muons issus de leur décroissance, et en particulier dans l'acceptance du spectromètre à muons du détecteur ALICE. Tous les résultats présentés par la suite utiliseront une fonction de fragmentation de type Peterson.

### 7.4.3 Spectres de muons

#### Etude des spectres des muons générés

La figure 7.20 montre l'évolution des domaines cinématiques occupés par les différentes particules à chaque étape de leur évolution.

- Elle indique que les mécanismes de fragmentation des quarks et la décroissance muonique des mésons :
- affectent peu la distribution en rapidité des particules intégrée en  $p_t$ , et plus particulièrement dans le domaine en  $y$  compris entre  $-2.5$  et  $-4$  ;
  - ont tendance à nettement dépeupler le domaine des grands  $p_t$  (en particulier la phase de décroissance leptonique).

Il convient donc de vérifier si ces processus ne masquent pas les effets nucléaires froids et s'il est toujours possible de les observer après reconstruction dans le spectromètre.

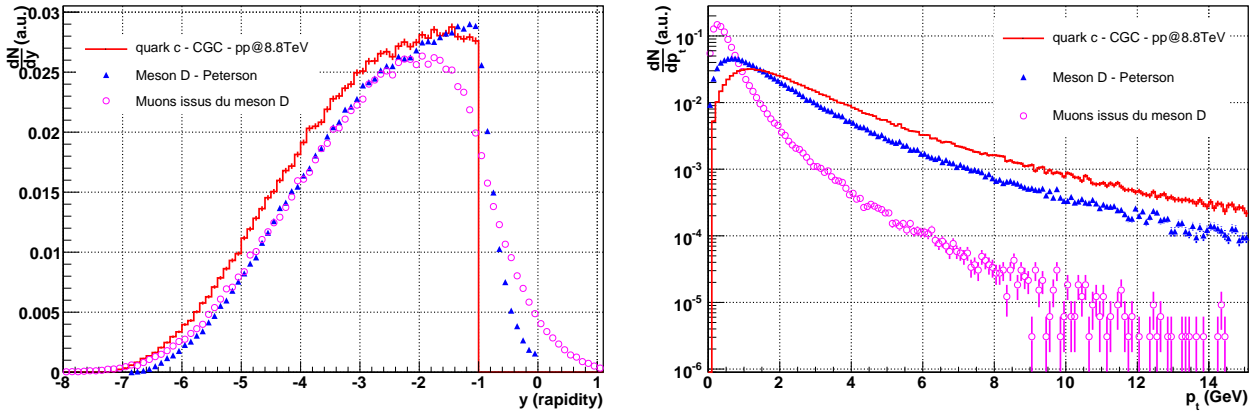


FIG. 7.20 – Distribution en  $p_t$  des muons issus des différents processus de désintégration.

Cette question est d'autant plus pertinente que les contributions des muons issus du charme et de la beauté ne pourront, dans un premier temps, probablement pas être séparées. Pour cela, nous devons considérer les différents rapports de branchement des différents mésons présentés dans le tableau 7.8 pour obtenir les spectres de l'ensemble des muons produits (figure 7.21). Sur cette dernière, il apparaît que les muons issus du charme dominent largement à bas  $p_t$  ( $p_t < 2 - 3 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$ ). Les effets de diffusion multiple et de recombinaison observés avec les quarks via le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $p_t$  ne devraient donc pas être masqués par la contribution de la beauté, ce qu'indique la figure 7.21. Cependant, le comportement des rapports  $R_{Pb-p}$  est sensiblement différent de celui des quarks :

- les effets de recombinaison sont globalement moins marqués, en particulier pour la beauté ;
- pour les muons issus des quarks  $c$ , l'évolution en fonction de  $y$  du rapport augmente plus rapidement vers l'unité : les effets de diffusions multiples apparaissent comme plus importants.

Charme	Rapport (%)	Beauté	Rapport (%)
$D^0$	$6.5 \pm 0.7$	$B^0$	$10.4 \pm 0.4$
$D^\pm$	$17.2 \pm 1.9$	$B^+$	$10.9 \pm 0.4$
$D_s^\pm$	$8_{-5}^{+6}$	$B_s^0$	$7.9 \pm 2.4$
$\Lambda_c^+$	$4.5 \pm 1.7$	$\Lambda_b^0$	$9.1 \pm 2.3$
$c \rightarrow \text{muons}$	$\sim 8.7$	$b \rightarrow \text{muons}$	$\sim 9.8$

TAB. 7.8 – Rapport de branchement de la décroissance en muons des mésons D et B (valeurs tirées du Particle Data Group 2006) et taux de production total de muons pour le charme et la beauté.

#### Etude des spectres des muons dans le spectromètre à muons

Reste à vérifier si ces effets sont toujours visibles lorsque l'on prend en compte les contraintes expérimentales, et en particulier les coupures associées aux spécificités du spectromètre à muons :

- le domaine en rapidité couvert est compris entre  $y \in [-4, -2.5]$  ;

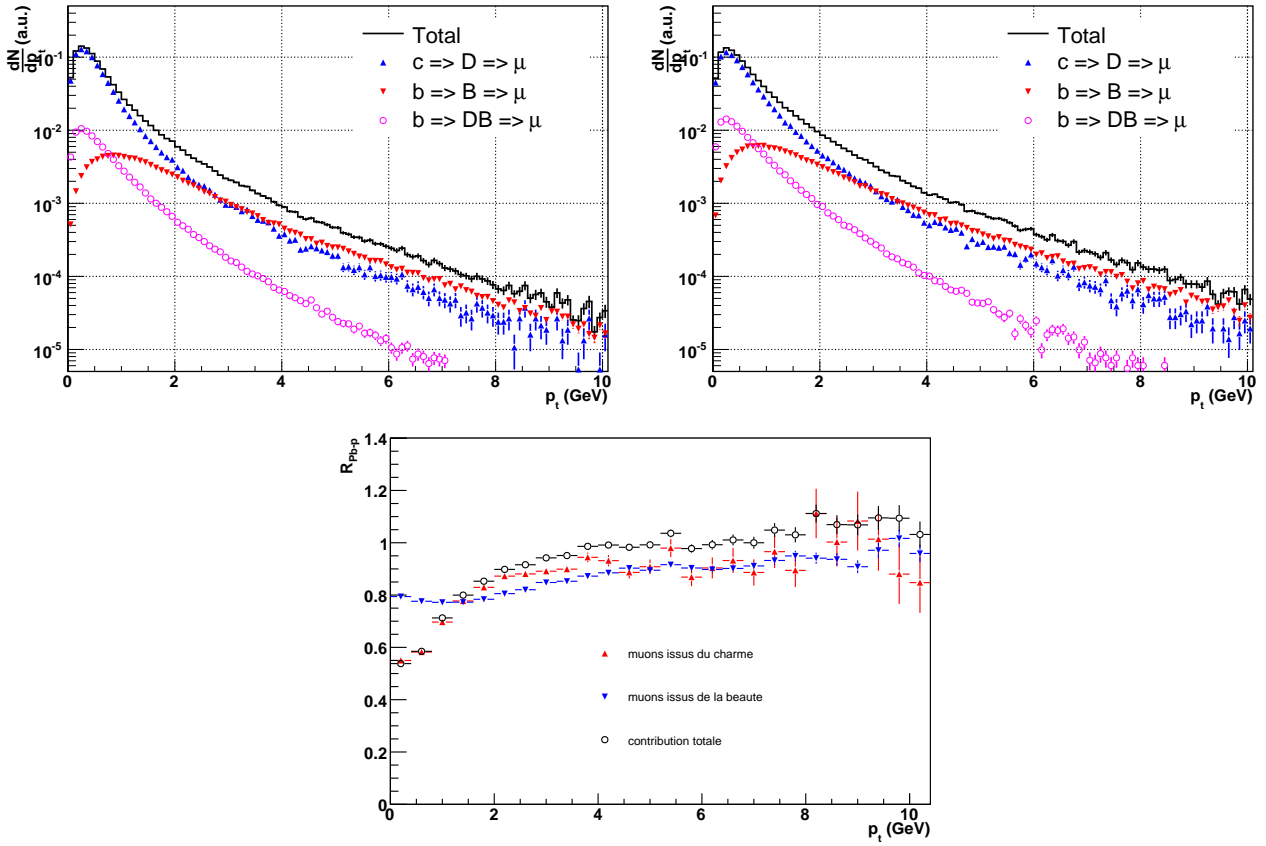


FIG. 7.21 – Distributions en  $p_t$  des muons produits en collisions proton-proton (à gauche) et proton-noyau (à droite) à  $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$  avec leurs différentes composantes.

- les coupures cinématiques liées aux chambres de déclenchement ; cette coupure est réalisée pour  $p_t > 0.5 \text{ GeV}$  en *minimum bias*, et à partir de  $1 \text{ GeV}$  pour les dimuons ;
- les coupures cinématiques dues à la présence des absorbeurs. En effet, nous avons vu que seuls les muons d'impulsion supérieure à  $4 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  sont susceptibles de déclencher l'acquisition.

Nous allons donc étudier l'évolution des rapports  $R_{Pb-p}$  en les projetant dans le référentiel du laboratoire et en y appliquant les coupures inhérentes au spectromètre.

Concernant les collisions symétriques telles que proton-proton et plomb-plomb, le référentiel du centre de masse est confondu avec celui du laboratoire et les coupures précédemment évoquées sont donc équivalentes dans les deux référentiels. Ce n'est pas le cas lorsqu'il faut considérer les collisions plomb-proton car l'énergie des deux faisceaux est différente : à leur puissance nominale, ces énergies sont de  $2.76 \text{ TeV}$  pour les noyaux de plomb et de  $7 \text{ TeV}$  pour le proton. Le référentiel du centre de masse ne coïncide plus avec celui du laboratoire et se trouve décalé de  $\delta y = 0.47$  qu'il faut prendre en compte lors de l'analyse. Ainsi, la coupure sur l'impulsion des muons vus dans le centre de masse n'est pas identique à celle dans le laboratoire et les muons mesurés en collisions proton-proton et proton-noyau n'appartiennent pas au même domaine cinématique (figure 7.22). Afin d'étudier le rapport  $R_{Pb-p}$ , il convient donc de transposer la coupure et la cinématique des muons dans le référentiel du centre de masse pour réaliser une coupure *offline* de  $4 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  sur les impulsions.

De plus, toujours à cause de ce décalage cinématique, le rapport  $R_{Pb-p}$  ne peut être effectué que dans un domaine en rapidité restreint. Puisque  $\delta y = 0.47$ , le rapport doit théoriquement être réalisé entre les muons mesurés en collisions proton-proton dans un domaine en  $y$  compris entre  $-2.97$  et  $-4$ , et ceux mesurés en collisions proton-noyau entre  $-2.5$  et  $-3.53$ .

L'étude sur les effets de la recombinaison de gluons en fonction de la rapidité au travers du spectromètre à muons et via le rapport  $R_{Pb-p}$  sera limitée à un domaine restreint en rapidité. Cependant, il serait intéressant d'évaluer expérimentalement la pente de décroissance de  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $y$  en couplant



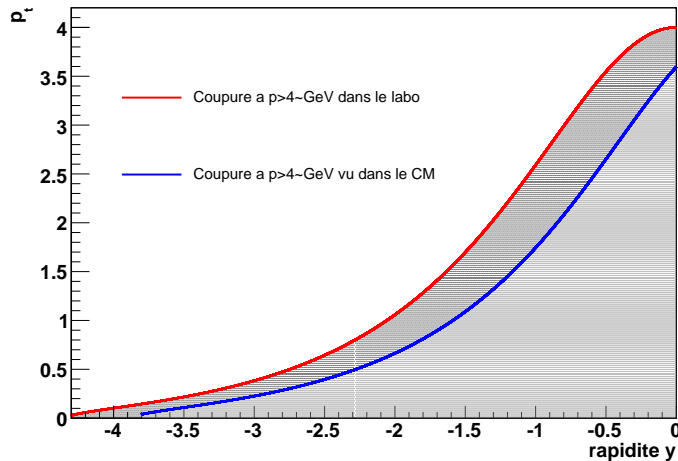


FIG. 7.22 – Coupure à  $4 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  liée à l'absorbeur frontal sur l'impulsion des muons dans le référentiel du laboratoire vue dans le référentiel du centre de masse.

les informations de la partie centrale avec celle du spectromètre. En configuration  $Pb-p$ , si la statistique le permet, l'idéal serait alors de découper les domaines en rapidité par tranche de  $\Delta y = 0.5$ .

Afin de limiter les effets du boost et les contraintes qui en découlent lors de l'analyse, il semblerait plus judicieux d'étudier le rapport  $R_{Pb-p}$  en collisions  $Pb-d$  comme cela a été fait à RHIC. En effet, dans cette configuration, le référentiel du centre de masse et du laboratoire serait décalés d'environ 0.12 en unité de rapidité ce qui permettrait d'accroître le domaine d'étude et donc la statistique.

Par contre, l'étude du facteur de *shadowing* et des effets de diffusion multiple peut bien entendu être réalisée dans l'acceptance du spectromètre à partir d'un  $p_t$  de  $0.5 \text{ GeV}$ .

La figure 7.23 représente ce rapport à partir des événements générés (quarks  $c$  et  $b$ ), tout en considérant les différentes coupures cinématiques et effets d'acceptance. Elle montre que les effets observés au travers du rapport  $R_{Pb-p}$  seront identiques, et cela malgré la coupure liée à l'absorbeur. Cependant, les effets les plus marqués se trouvant à très bas  $p_t$ , c'est à dire inférieure à  $1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  sont fortement altérés pour trois raisons :

- la coupure à  $p_t = 0.5 \text{ GeV}$  liée au système de déclenchement. En effet, lors de ces simulations, seuls les muons dont l'impulsion transverse est plus grande que cette limite sont reconstruits ;
- l'efficacité du système de déclenchement pour des  $p_t$  inférieures à  $1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  (figure 7.23) ;
- la combinaison du phénomène de boost et de la coupure en impulsion totale associée (figure 7.22).

Il apparaît clairement, sur la figure 7.23, que l'étude de la saturation via le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction du  $p_t$  des muons issus du charme/beauté ouverte et dans l'acceptance du spectromètre sera difficile à mettre en évidence, surtout si l'on doit considérer le bruit de fond physique. Il est important de remarquer que les différentes coupures qui sont appliquées aux événements simulés, nous contraignent à normaliser les rapports à l'unité à haut  $p_t$  (à  $8 \text{ GeV}$  dans le cas présent).

### Etude des spectres des muons après reconstruction dans le spectromètre

Ce sous chapitre a pour vocation de montrer comment ces résultats seront observés après reconstruction des événements dans le spectromètre à muons. Ils tiennent compte de l'efficacité du système de déclenchement, du détecteur et de reconstruction, ainsi que les effets d'acceptance. La figure 7.24 présente le rapport  $R_{Pb-p}$  en fonction de  $p_t$  à partir de la cinématique des muons reconstruits. Les effets observés sont identiques à ceux observés en amont de la reconstruction et confirment les conclusions précédemment évoquées.



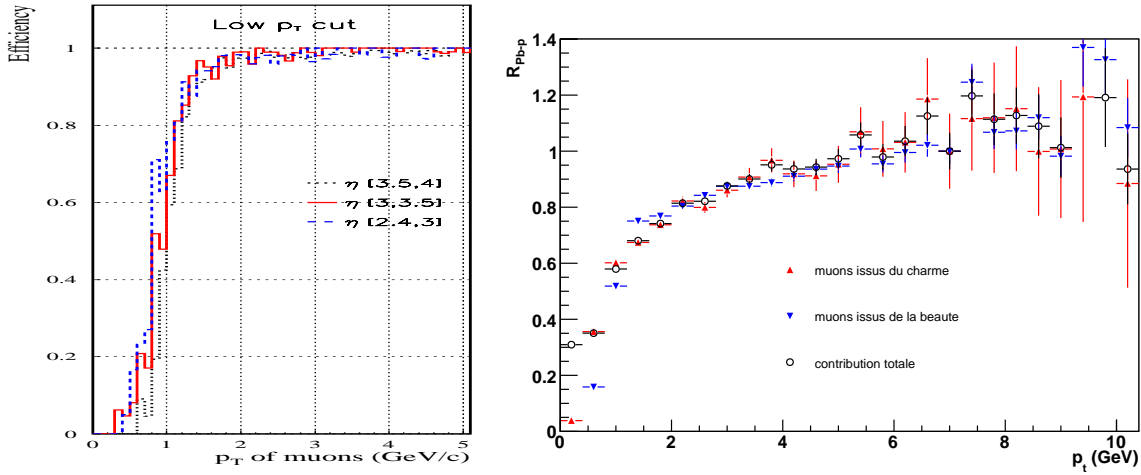


FIG. 7.23 – Efficacité du système de déclenchement en fonction de  $p_t$  (figure de gauche) et rapport des distributions des muons en tenant compte des coupures cinématiques et l'acceptance du spectromètre à muons (figure de droite).

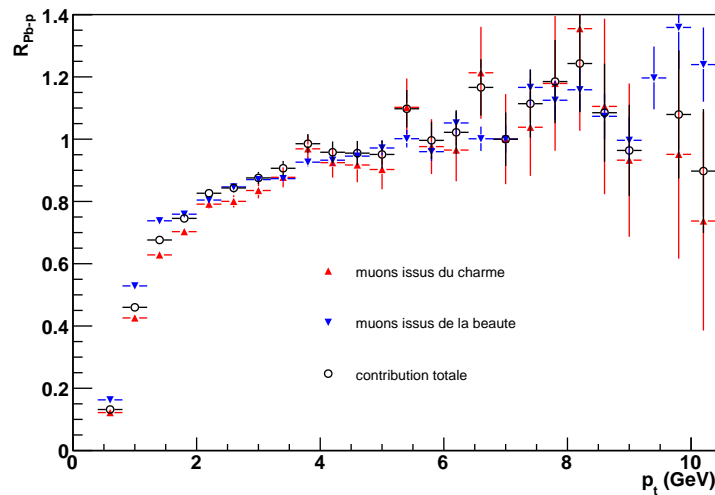


FIG. 7.24 – Rapport normalisé à haut  $p_t$  des distributions des muons en tenant compte des coupures cinématiques et l'acceptance du spectromètre à muons.

## 7.5 Conclusions

Afin de mettre en évidence une suppression anormale des quarkonia, il est très important de caractériser les effets nucléaires froids lors des collisions de type proton-noyau, responsables de la suppression normale des  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ . Parmi ceux-ci, nous distinguons les effets de l'état initial des collisions qui dépendent directement des fonctions de distribution partonique du noyaux, et ceux de l'état final qui correspondent aux effets de diffusion multiple des particules produites sur les gluons du noyau. Le modèle de Color Glass Condensate permet de prendre en compte ces effets dans un formalisme unique et cohérent. Le but de mon travail était d'étudier les prédictions de ce modèle pour la production des quarks lourds  $c$  et  $b$ , et de les comparer au modèle de référence MNR, utilisé dans le cadre de l'expérience ALICE. Il a été confirmé que les effets de recombinaison de gluons (*shadowing*) étaient plus importants dans le cadre du CGC que pour le modèle MNR. Il a été également montré que l'effet Cronin, négligé dans le modèle MNR, était très important pour le CGC, en particulier pour le quark  $c$ , plus sensible à ces processus d'interaction que le quark  $b$  du fait de sa masse plus petite.

Par la suite, ces prédictions ont été introduites dans le code de simulation/reconstruction AliROOT afin de vérifier si ces effets pouvaient être étudiés à partir des muons issus du charme et de la beauté ouverte, muons détectés avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE. Des quarks aux muons, nous avons tout d'abord étudié différentes fonctions de fragmentation avant de choisir celle de Peterson. La décroissance des mésons ainsi obtenus fournissait le spectre en muons pour notre étude. Il a été observé que le processus de décroissance leptonique était source d'une grande incertitude théorique et avait tendance à masquer les effets du CGC observés à partir des quarks. En particulier, le domaine en  $p_t$  dans lequel les effets de diffusion multiple étaient clairement visibles se restreint dans une gamme en  $p_t$  plus petite.

L'étude a ensuite été étendue à partir des muons reconstruits dans le spectromètre, en tenant donc compte de son acceptation, des coupures cinématiques liées à l'absorbeur, ainsi que de l'efficacité du système de détection et de déclenchement. Les résultats obtenus ont montré que les contraintes expérimentales rendent difficile la mise en évidence des effets liés à la recombinaison des gluons ainsi que les effets de diffusion multiple prédites par le CGC. Initialement conçu pour étudier les taux de production du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ , il semble que la caractérisation des effets nucléaires froids via la production du charme et de la beauté ouverte sera difficile à mettre en oeuvre avec le spectromètre et nécessitera une optimisation de l'analyse des événements pour séparer les composantes du charme et de la beauté.

# Bibliographie

- [1] R. Devenish and A.Cooper-Sarkar. *Deep Inelastic Scattering*. Oxford University Press, 2004. ISBN 0-19-850671-6.
- [2] F. Gelis, T. Lappi, and R. Venugopalan. High energy scattering in Quantum Chromodynamics. *From lectures given by F.Gelis at the Xth Hadron Physics workshop, Florianopolis, Brazil*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/0708.0047>.
- [3] F.Gelis. High energy hadronic interactions in QCD and applications to heavy ion collisions. Lectures at SPhT, Saclay, France, 2006.
- [4] M.L. Miller & Al. Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 2007. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0701025>.
- [5] L. McLerran. The Color Glass Condensate and Small x Physics. *Lect. Notes Phys.*, 583 :3708, 2002. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0104285>.
- [6] H. Weigert. Evolution at small  $x_{Bk}$  : The Color Glass Condensate. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 55 :461, 2005. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0501087>.
- [7] F. Gelis and R. Venugopalan. Initial State effects in the Color Glass Condensate. *Journal Phys. G*, 30 :S995, 2004. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0403229>.
- [8] H. Weigert. Unitary at small x Bjorken. *Nucl. Phys. A*, 703 :823, 2002. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0004044>.
- [9] K. Rummukainen and H. Weigert. Universal features of JIMWLK and BK evolution at small x. *Nucl. Phys. A*, 739 :183, 2004. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0309306>.
- [10] K.J. Eskola, V.J. Kohlinen, and P.V. Salgado. Nuclear Parton Distributions - a DGLAP Analysis. *Nucl. Phys. A*, 661 :645, 1999. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9906484>.
- [11] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, 1972.
- [12] G. Altarelli and G.Parisi, 1977.
- [13] Y.L. Dokshitzer, 1977.
- [14] J. Jalilian-Marian, A. Kovner, A. Leonidov, and H. Weigert. The BFKL equation from the Wilson Renormalization Group. *Nucl. Phys. B*, 504 :415, 1997. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9701284>.
- [15] E. Iancu, K. Itakura, and S. Munier. Saturation and BFKL dynamics in the HERA data at small x. *Phys. Lett. B*, 590 :1999, 2004. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0310338>.
- [16] E. Iancu. The Colour Glass Condensate. *Nucl. Phys. A*, 715 :219, 2003. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0210236>.
- [17] V.P. Goncalves. QCD at High Parton Density. *Braz. J. Phys.*, 34, 2004. <http://www.scielo.br/pdf/bjp/v34n4a/a18v344a.pdf>.
- [18] H. Fuji, F. Gelis, and R. Venugopalan. Quark pair production in high energy pA collisions : General features. *Nucl. Phys. A*, 780 :146, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0603099>.
- [19] M.Malek & Al. Etude de la saturation en collisions proton-proton. **WorkInProgress**.
- [20] R. Venugopalan. Small x parton distributions and initial in ultra-relativistic nuclear collisions. *Nucl. Part. Phys.*, 22 :113, 1997. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9604209>.
- [21] A.H. Mueller. Small x behavior and parton saturation : a QCD model. *Nucl. Phys. B*, 335, 1990.

- [22] S. Munier. A unified description of diffractive deep inelastic scattering with saturation. <http://arxiv.org/pdf/0706.2682>, 2007.
- [23] A. Dumitru, A. Hayashigaki, and J. Jalilian-Marian. The Color Glass Condensate and hadron production in the forward region. *Nucl. Phys. A*, 765, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0506308>.
- [24] M.Gyulassy and L. McLerran. News forms of QCD matter discovered at RHIC. *Nucl. Phys. A*, 750, 2004. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0405013>.
- [25] K.Golec-Biernat. Saturation and geometric scaling in DIS at small x. *Journal Phys. G*, 28 :1057, 2002. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0109010>.
- [26] F.Gelis, A.M. Staśto, and R. Venugopalan. Limiting fragmentation in hadron-hadron collisions at high energies. *Eur. Phys. J C*, 48 :489, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0605087>.
- [27] A. Dainese. *Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus-nucleus collisions with ALICE. A performance study*. PhD thesis, Padova University, Italy, 2003. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0311004>.
- [28] ALICE Collaboration. Physics Performance Report Vol. 2. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 2004.
- [29] M. Glück, E. Reya, and R. Vogt. Dynamical Parton Distributions. *Journal Phys. G*, 5 :461, 1998. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9806404>.
- [30] A.D. Martin, R.G. Roberts, and W.J. Stirling. Parton distribution incorporating QED contributions. *Journal Phys. G*, 39 :155, 2004. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0411040>.
- [31] J. Pumplin, A. Belyaev, J. Huston, D. Stump, and W.K. Tung. Parton Distributions and the Strong Coupling Strength : CTEQ6AB PDFs. *JHEP*, 0602 :032, 2006. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0512167>.
- [32] K.J. Eskola, V.J. Kohlinen, and P.V. Ruuskannes. EKS98 Parametrization of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys. B*, 535 :351, 1998. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9802350>.
- [33] K.J. Eskola, V.J. Kohlinen, and P.V. Salgado. The Scale dependent nuclear effect in parton distributions for practical applications. *Journal Phys. G*, 9 :61, 1998. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/9807297>.
- [34] E.Norrbin and T. Sjöstrand. Production and hadronization of heavy quarks. *Eur. Phys. J C*, 17 :137, 2000.
- [35] C. Peterson, D. Schlatter, I. Smith, and P.M. Zerwas. Scaling violation in inclusive  $e^+e^-$  annihilation spectra. *Phys. Rev. D*, 27 :105, 1983. [http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p105\\_1](http://prola.aps.org/pdf/PRD/v27/i1/p105_1).
- [36] Huan Z. Huang. Salient Features of Hadronization, Deconfinement and Heavy Quark Probes at RHIC. *Proceeding contribution to QCD and RHIC Physics workshop at China Center for Advanced Science and Technology*, 2005. <http://arxiv.org/pdf/nucl-ex/0501032>.
- [37] R.J. Fries, B. Müller, and C. Nonaka. Hadron Production in heavy ion collisions : Fragmentation and recombinaison from a dense parton phase. *Phys. Rev. C*, 68 :044902, 2003. <http://arxiv.org/pdf/nucl-th/0306027>.
- [38] N. Carrer and A. Dainese. Charm and beauty production at LHC. *ALICE-INT-2003-019*, 2003. <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0311225>.

# Chapitre 8

## Conclusion générale

Ce doctorat a été effectué au sein de l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPNO), membre de la collaboration ALICE. Ce mémoire débute par un bref état des lieux des signatures susceptibles de mettre en évidence le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) formé dans les collisions d'ions lourds ultra relativistes. Chacune d'elles est illustrée par les divers résultats expérimentaux du CERN et du RHIC. ALICE est l'expérience du LHC dont l'architecture et le système de détection ont été spécialement optimisés pour étudier les différentes observables associées à ces différentes signatures.

Nous nous sommes plus particulièrement intéressés à la mesure des taux de production des résonances de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ . Ces dernières sont détectées dans leur canal de décroissance di-muonique à l'aide du spectromètre à muons d'ALICE dans la région des grandes rapidités. L'IPNO a en charge la conception-réalisation des quadrants de la station 1 de ce spectromètre ainsi que l'électronique de la chaîne d'acquisition associée. Une partie de ce travail a donc porté sur une série de tests effectués au CERN visant à contrôler les performances d'un quadrant prototype avec toute l'électronique de la chaîne d'acquisition finale, et au développement d'un banc de tests industriel dont les données seront exploitées lors des phases de calibration du détecteur.

En dehors de la dispersion des gains sur l'ensemble des voies de lecture, ces tests ont montré que tous les critères fixés par le cahier des charges étaient réunis. Quant à la dispersion des gains, elle devrait être compensée par des corrections de calibration qui pourront être effectuées à partir des informations fournies par les bancs de tests industriels des cartes frontales d'acquisition. Ce fait reste bien entendu au conditionnel puisqu'aucune mesure n'a encore été réalisée avec ces paramètres. Il serait donc intéressant d'évaluer l'impact de ces corrections sur les deux points suivants :

- la procédure d'alignement des modules de détection lors de la mise en service du LHC et avec un champ magnétique nul ;
- les résolutions en masse des résonances de la famille du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$  obtenues en collisions proton-proton.

Cependant, en se référant aux résolutions spatiales mesurées lors des tests sous faisceau, cette dispersion ne semble pas constituer un point critique. En effet, bien que mesurées dans des conditions idéales (faisceau perpendiculaire aux chambres de détection) et optimisées (paramètres de l'algorithme de reconstruction), les résolutions spatiales obtenues sur les différentes chambres étaient de l'ordre de  $60\mu m$ , c'est-à-dire inférieure aux  $100\mu m$  requis pour étudier les différentes résonances de la famille du  $\Upsilon$ .

Les tests de mise en service des quadrants de la station 1 ont montré que la variation maximale des piédestaux, dans l'environnement réel d'exploitation du dispositif expérimental était de l'ordre de 0.5 canal ADC sur une période de six heures. Nous avons vu qu'une telle dérive a peu d'influence sur le temps mort. Cependant, une dérive légèrement plus importante (soit de l'ordre de 1 canal ADC) peut devenir problématique, en particulier pour les collisions centrales plomb-plomb. Il existe plusieurs solutions pour anticiper les problèmes occasionnés et la plus adéquate sera adoptée en fonction de l'amplitude de la variation et de l'échelle de temps sur laquelle elle a lieu. Le taux d'occupation moyen des chambres de trajectographie en cours de prises de données devra être surveillé puisqu'il permettra de caractériser ces paramètres. Concernant les performances du spectromètre en termes de résolution spatiale ou de résolution en masse, les simulations ont montré qu'une telle variation avait peu d'influence.

La dernière partie de ce mémoire aborde une thématique plus théorique puisqu'elle concerne le Color Glass Condensate (CGC). Je tiens d'ailleurs à souligner que ce travail a été effectué en collaboration

avec François Gelis. Afin de mettre en évidence une suppression *anormale* des quarkonia, il convient de caractériser les effets nucléaires froids, c'est-à-dire les effets Cronin et de *shadowing*. Ces derniers sont étudiés au travers du rapport  $R_{pPb}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  et de la rapidité  $y$ . Le modèle de Color Glass Condensate prend en compte ces deux effets dans un formalisme unique et cohérent. Les prédictions de ce modèle ont donc été introduites dans le programme de simulation/reconstruction AliRoot afin de voir s'il était possible de mesurer ces effets via le rapport  $R_{pPb}$  des spectres des muons détectés au travers du spectromètre.

Les résultats obtenus ont montré que le processus de décroissance muonique des saveurs lourdes ouvertes avait tendance à restreindre la zone en  $p_t$  sur laquelle les effets nucléaires, en particulier l'effet Cronin, étaient observés initialement avec les quarks. Cet effet est accentué pour les muons reconstruits par la faible efficacité du système de déclenchement à bas  $p_t$ , initialement prévu pour fonctionner avec une coupure de  $1 \text{ GeV} \cdot c^{-1}$  pour l'étude du  $J/\Psi$  et du  $\Upsilon$ . Pour compléter cette étude, il reste à prendre en compte le bruit de fond physique pour voir ce qu'il advient de ces résultats après y avoir appliqué les méthodes de soustraction.

Enfin, ce travail a été l'occasion d'élaborer un nouveau générateur d'événements plus réaliste que celui qui a été utilisé pour les données de cette thèse. Il prend en compte la géométrie de la collision (dépendance de l'échelle de saturation en fonction de la longueur de matière traversée, paramètre d'impact) et la multiplicité des paires de quarks lourds produites au cours des collisions. Les perspectives d'étude de ce modèle dans les différents types de collisions (en proton-proton dans un premier temps avec les premières données expérimentales) et à différentes énergies restent donc ouvertes. L'étude des collisions p-Pb pourra aussi être affinée.

# ANNEXE

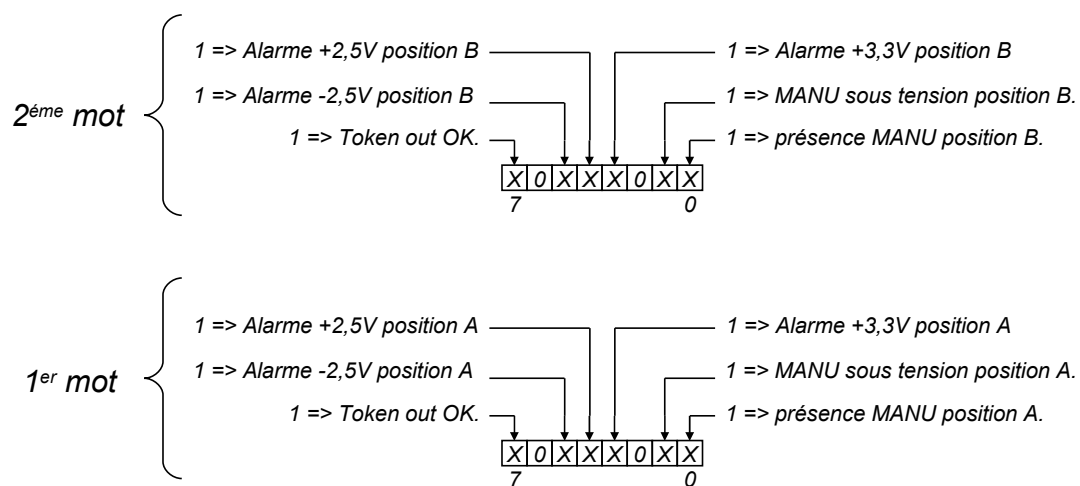


# Annexe A

## Développement du banc de tests industriel

### A.1 Statut du FPGA

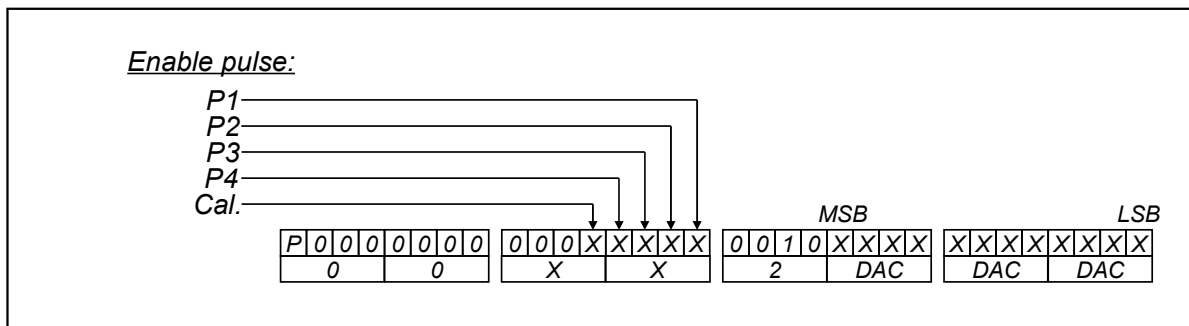
Le statut du FPGA est codé sur 2 octets comme indiqué ci-dessous.



## A.2 Protocole de communication FPGA/MARC

Ci-dessous est indiqué le protocole de communication avec le FPGA. Les commandes sont indiquées en code binaire et hexadécimal.

	MSB				MSB		LSB			
Read Status FPGA	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 1 1	0	0	4	0	0	1
Read FIFO FPGA	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 1 0	0	0	4	0	0	2
Sélection MANU: A	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 1 0 0	0	0	4	0	0	4
Sélection MANU: B	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 1 0 0 0 0	0	0	4	0	0	8
Master Reset	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 1 0 0 0 0 0	0	0	4	0	1	0
Trigger	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 1 0 0 0 0 0 0	0	0	4	0	2	0
Trigger Calibration	1 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 0 1 1 0 0 0 0 0	8	0	4	0	3	0
Token Out	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	0	4	0
RAZ Token	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 0	1 0 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	0	8	0
Power On: B	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 0 1	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	1	0	0
Power Off: B	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 0 0 1 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	2	0	0
Power On: A	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 0 1 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	4	0	0
Power Off: A	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0 1 0 0 1 0 0 0 0	0 0 0 0 0 0 0 0 0	0	0	4	8	0	0



### A.3 Statut du MARC

La configuration du MARC est codifiée sur 11 bits.

11...9	8	7	6	5	4	3	2	1
GASDIS	TM	TK	CS	ZS	OFF	FF	EF	PE

Chacun de ces bits représente :

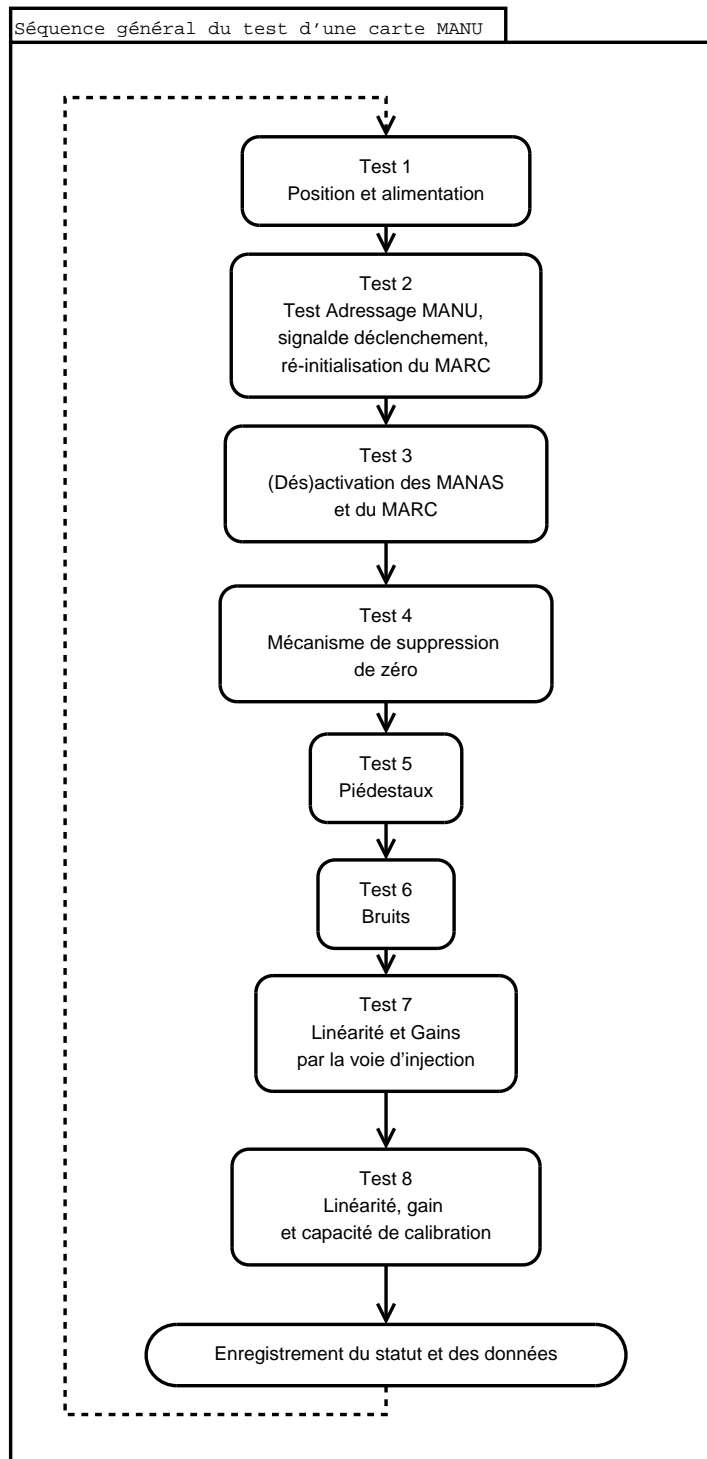
- PE indique si une erreur de parité a été détectée;
- EF indique si la FIFO du MARC est vide;
- FF indique si la FIFO du MARC est pleine;
- OFF indique si la carte MANU est activé ou non;
- ZS indique si le mécanisme de suppression de zéros est activé ou non;
- CS indique si il y a une erreur de parité dans la FIFO;
- TK indique si le TOKEN IN est activé;
- TM indique si le délai de transmission est dépassé;
- GASDIS indique quels sont les MANAS activés.

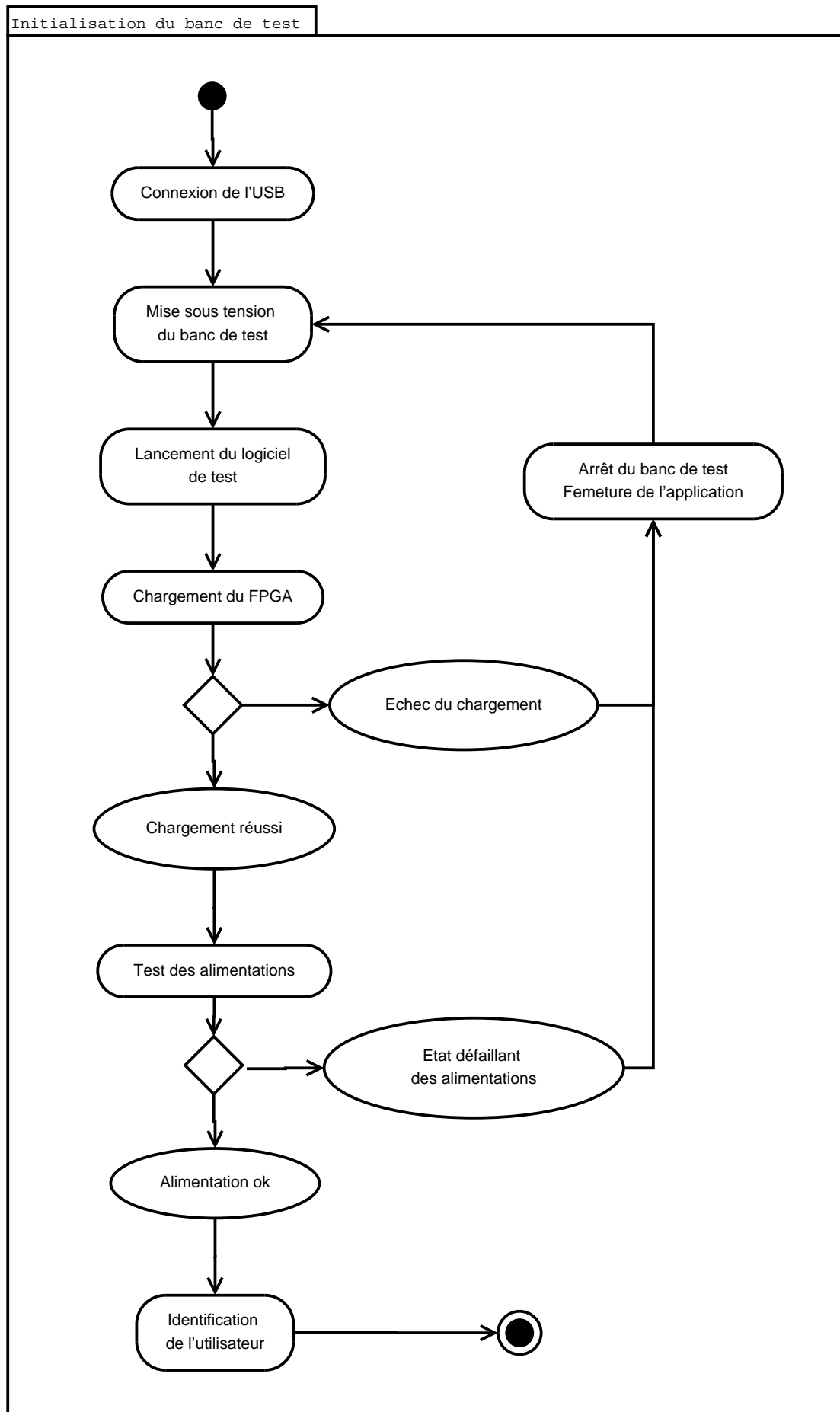
## A.4 Structure générale du code

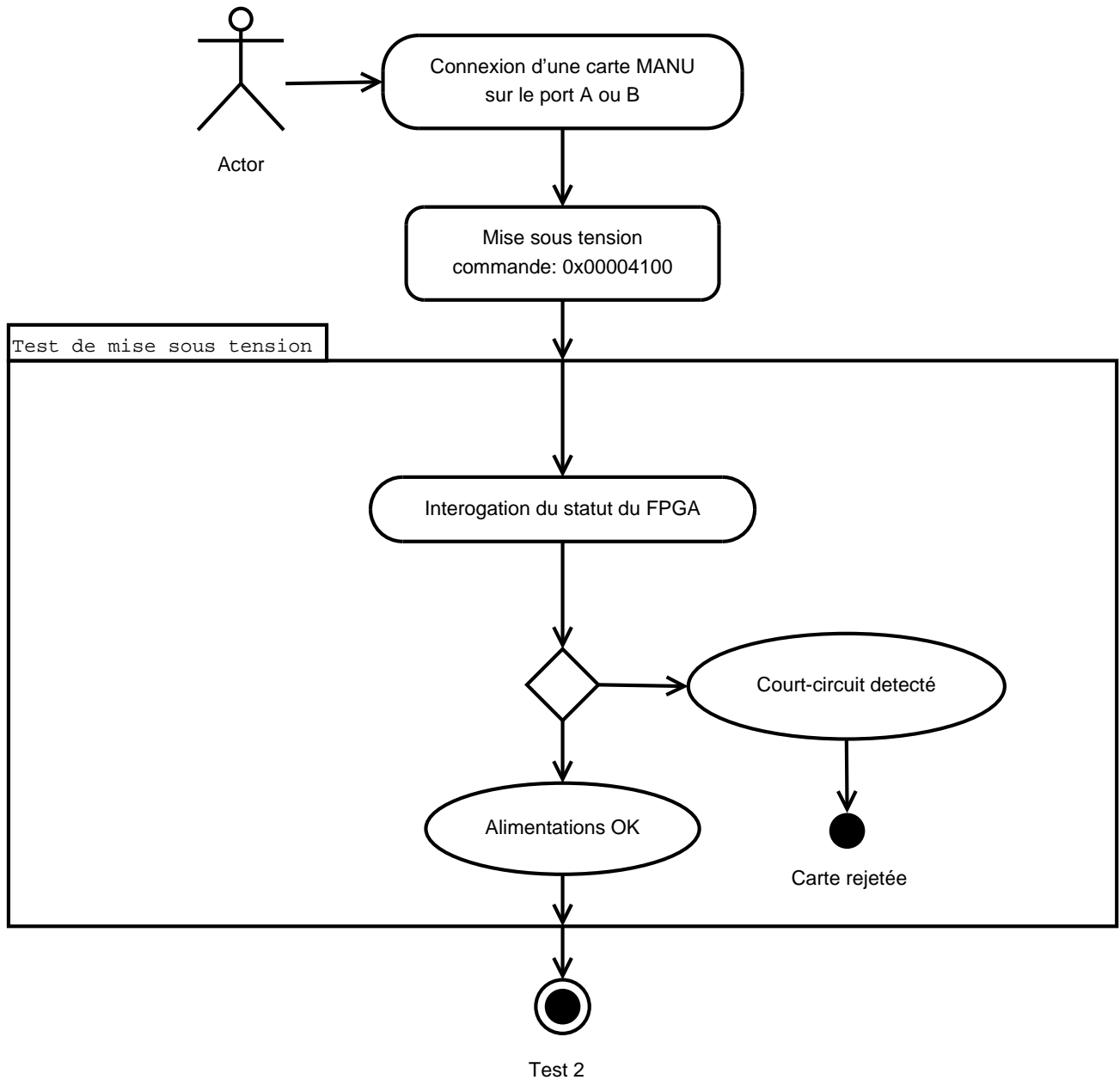


FIG. A.1 – Diagramme UML du logiciel du banc de test industriel. Toutes les classes héritent de la classe de base TObject de l’environnement ROOT.

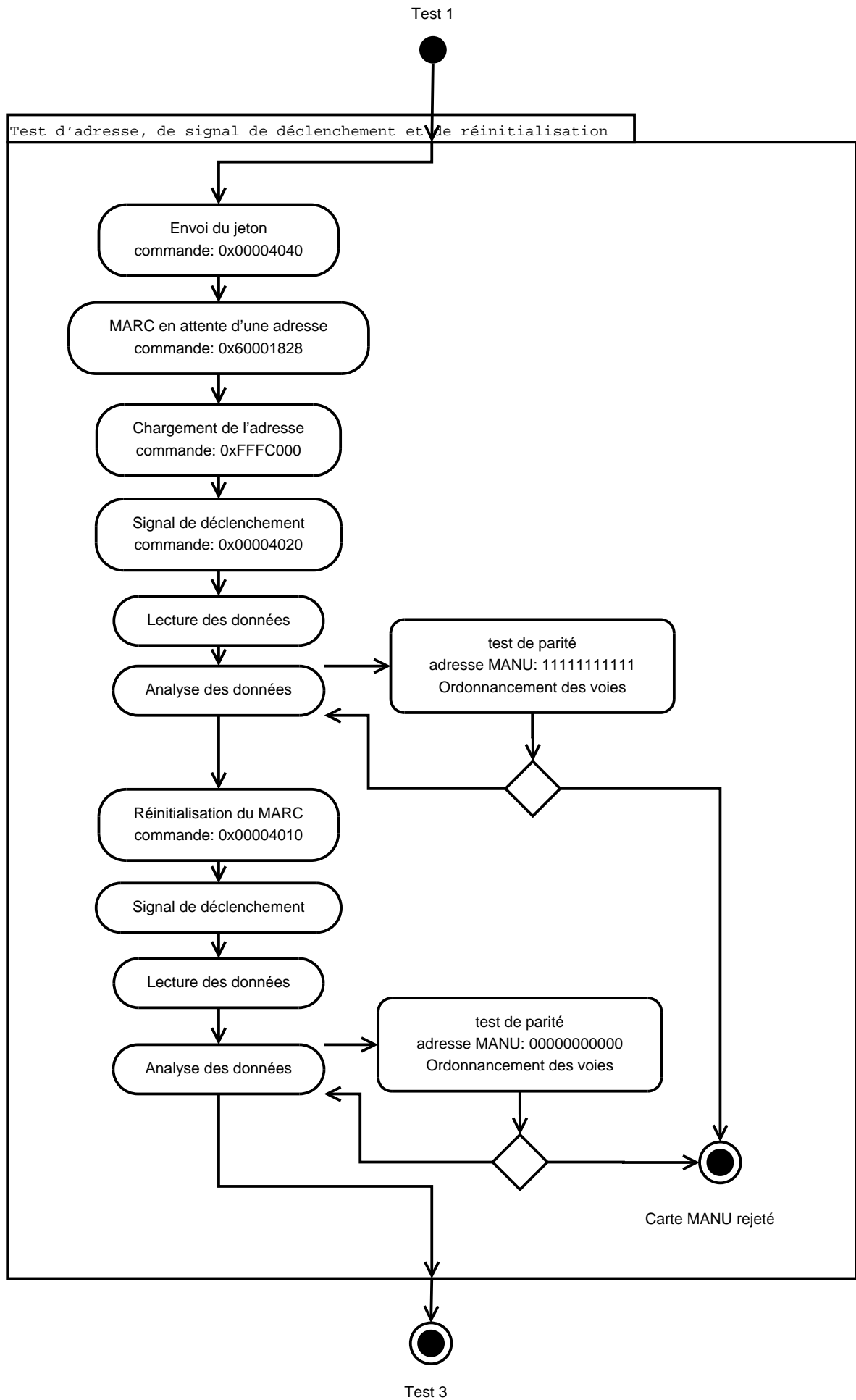
## A.5 Séquence du test des cartes MANU

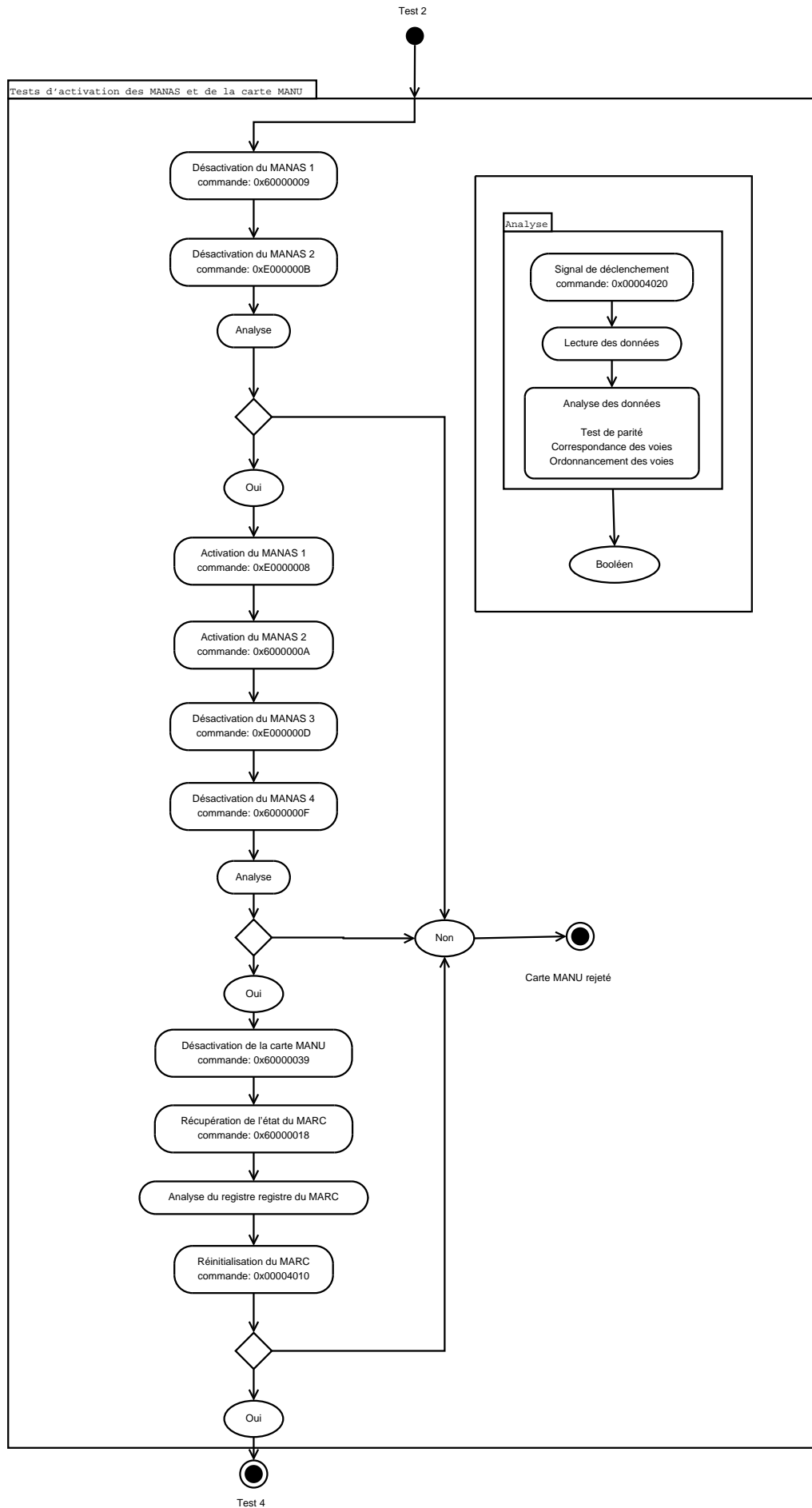


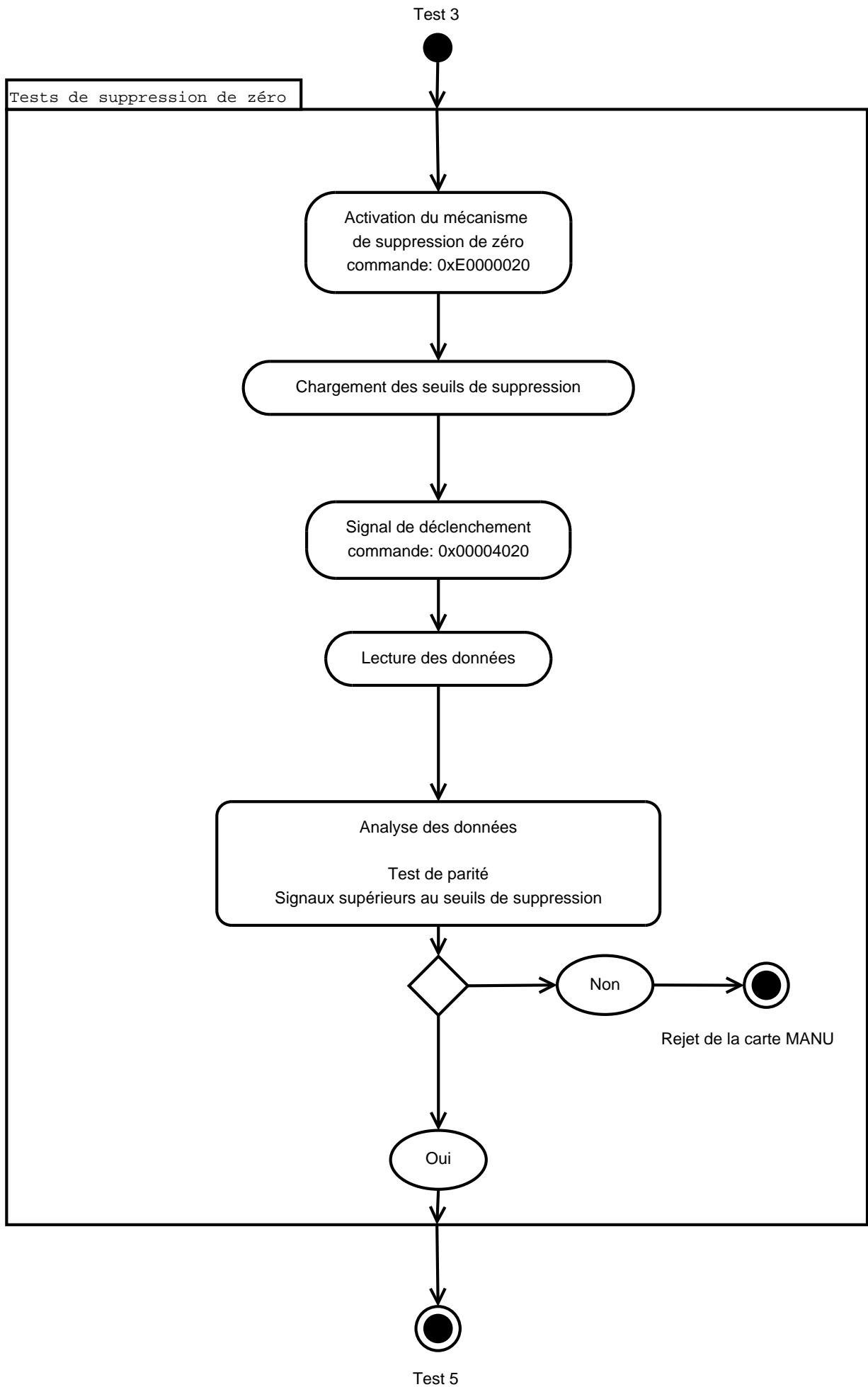


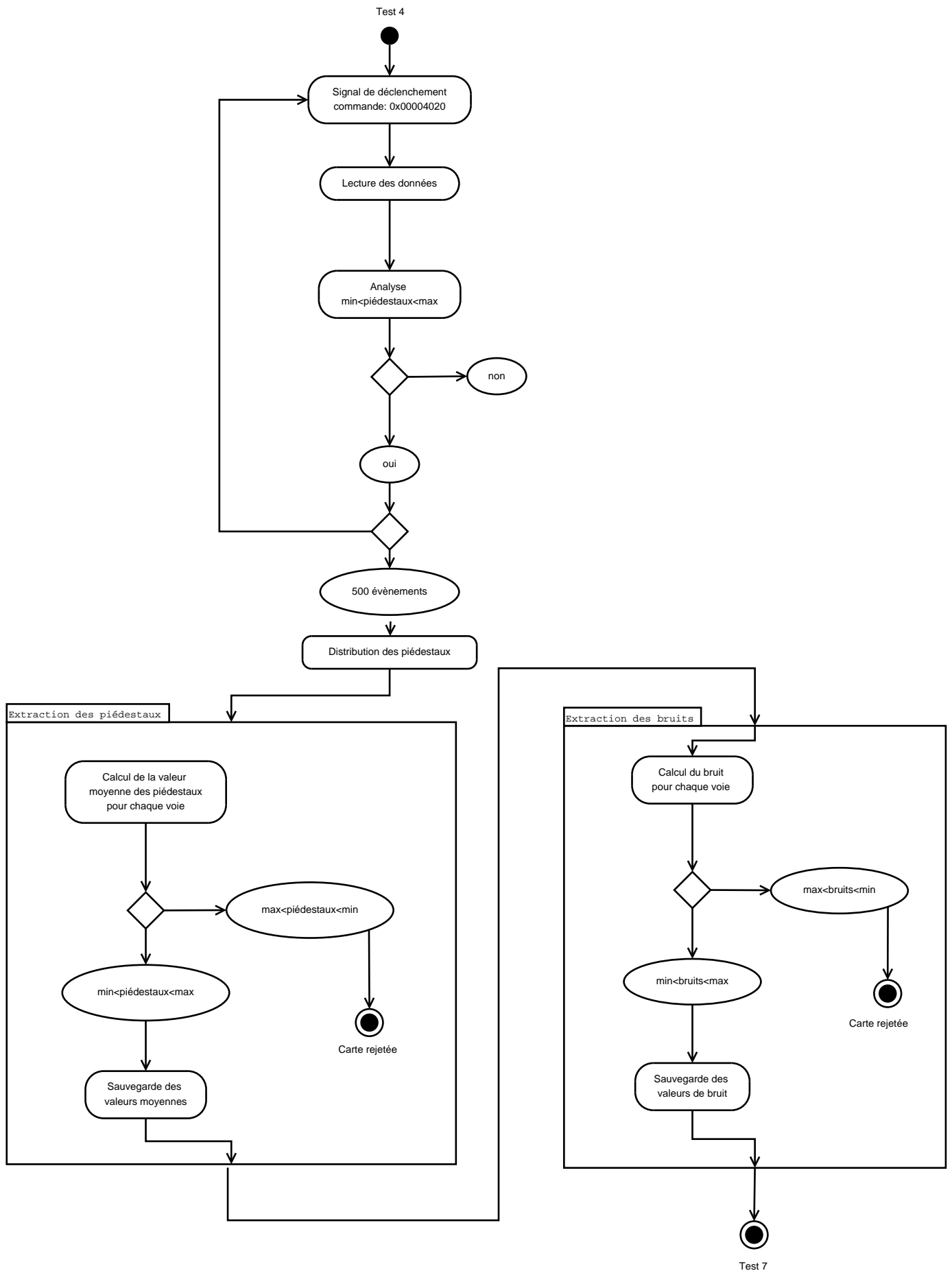


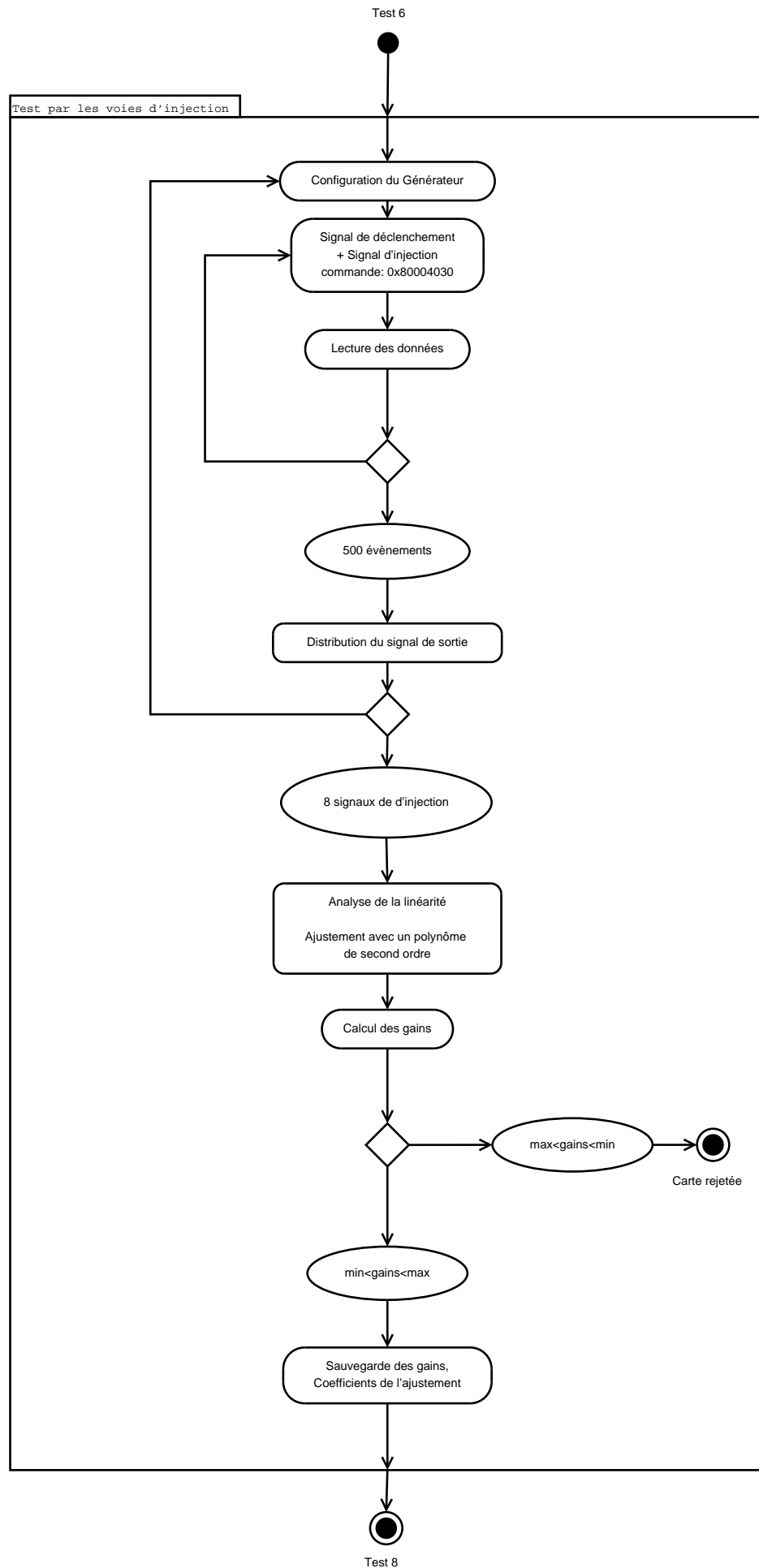


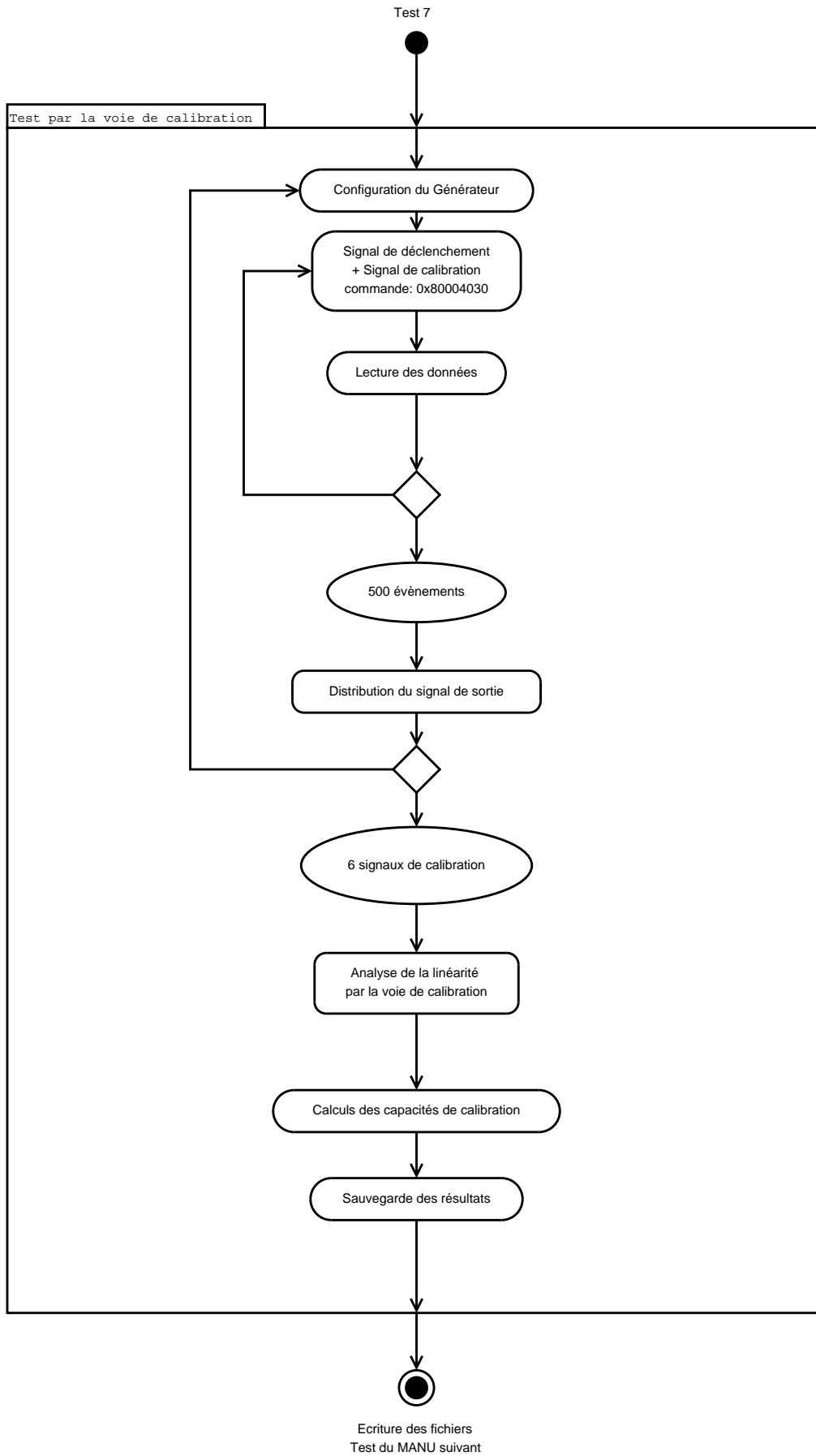












# Table des figures

2.1	Diagrammes de Feynman des interactions élémentaires de la QCD. De gauche à droite sont représentés les couplages d'un quark au gluon, d'un gluon au gluon et de deux gluons entre eux. . . . .	13
2.2	Effets de polarisation du vide sur la charge de couleur. . . . .	14
2.3	Evolution de la constante de couplage en fonction de $Q^2$ . Cette évolution (indiquée en trait plein) est calculée à partir de la QCD perturbative mais sa valeur ne peut pas être déterminée de manière absolue. Cette dernière doit être appréciée à partir d'une référence expérimentale dont l'énergie est suffisamment grande pour satisfaire la validité de l'approche perturbative. Le boson $Z$ est couramment utilisé à cet effet puisque sa masse est mesurée avec une grande précision : $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021 \text{ GeV}.c^{-2}$ . . . . .	14
2.4	Passage d'un état partonique confiné dans les hadrons à un état déconfiné. . . . .	15
2.5	Evolution de la densité d'énergie et de l'énergie d'interaction partonique en fonction de la température. . . . .	16
2.6	Diagramme QCD du type de transition de phase en fonction de la masse des quarks légers (u et d dégénérés) et celle du quark étrange. . . . .	16
2.7	Diagramme de phase de la matière nucléaire en fonction de la température et de la densité baryonique. . . . .	17
2.8	Représentation d'une collision d'ions lourds. $b$ désigne le paramètre d'impact. . . . .	19
2.9	Distribution du nombre net de protons observés à l'AGS, le SPS et au RHIC . . . . .	20
2.10	Evolution du PQG selon le scénario de Bjorken-Shuryak dans le référentiel du cône de lumière. . . . .	21
2.11	Géométrie de la collision et définition du plan de réaction. Les gradients de pression, représentés par les différentes flèches, sont plus importants dans le plan de réaction. . . . .	23
2.12	Dépendance du flot elliptique en fonction de la centralité et pour différentes énergies disponibles dans le centre de masse. . . . .	23
2.13	A gauche : évolution du $v_2$ en fonction du $p_t$ et de la masse des particules. A droite : comparaison des prédictions du modèle hydrodynamique pour un PQG (EOS Q) et un gaz hadronique (EOS H) avec les données expérimentales en proton et pion de STAR pour des collisions Au-Au à 130 GeV. . . . .	24
2.14	Comparaison du flot prédit par les modèles hydrodynamiques et des données expérimentales. Sur la figure de gauche, une saturation du $v_2$ est observée à haut $p_t$ . A droite est représenté le flot $v_2$ par quark des baryons et mésons mesurés. . . . .	24
2.15	Rapport $R_{AA}$ (à gauche) et corrélation azimutale entre les particules de haut $p_t$ (à droite). . . . .	25
2.16	Diagrammes de Feynman des mécanismes de production de photons directs au LO. Le diagramme de gauche correspond au processus de production d'un photon à partir de l'annihilation d'une paire quark/antiquark. Les deux autres représentent les processus de diffusion Compton. . . . .	26
2.17	Mesure du rapport $R_\gamma$ en fonction de l'impulsion transverse. . . . .	27
2.18	Evolution du paramètre d'ordre $\langle q \bar{q} \rangle$ de la symétrie chirale en fonction de la température et de la densité baryonique. . . . .	28

2.19	Comparaison de la masse invariante du méson $\rho$ mesurée par l'expérience NA60 avec les prédictions des différents modèles théoriques tenant compte de la restauration de la symétrie chirale. En trait "plein-fin" est indiquée la masse de la résonance en l'absence de restauration de la symétrie, en trait "plein-épais" en cas d'élargissement et en "pointillé-point" en cas de décalage de la masse. . . . .	29
2.20	Diagramme de Feynman des mécanismes de production des quarks lourds au LO. . . . .	29
2.21	Comparaison des spectres en impulsion transverse des $J/\Psi$ et $\Psi'$ mesurés au Tevatron et prédit par CSM. . . . .	31
2.22	Mécanisme de production d'un onium via le modèle octet de couleur. . . . .	31
2.23	Comparaison des spectres en impulsion transverse des $J/\Psi$ et $\Psi'$ mesurés au Tevatron avec les prédictions du COM et CSM. . . . .	32
2.24	Suppression séquentielle des résonances de la famille du $J/\Psi$ . Les spectres indiquent les probabilités de survie des états liés en fonction de la densité d'énergie. . . . .	33
2.25	Confrontation du modèle des comovers avec les données expérimentales du SPS. . . . .	34
2.26	Facteur de modification nucléaire $R_g^A$ associé aux fonctions de distribution des gluons du plomb en fonction de $x$ et pour différentes valeurs de $Q^2$ . Sont indiqués les domaines cinématiques en $x$ atteints auprès des expériences SPS, RHIC et LHC. . . . .	35
2.27	Rapport $R_{dA}$ des hadrons chargés en fonction de $p_t$ obtenu auprès de l'expérience BRAHMS à rapidité centrale[30]. La courbe en pointillé correspond aux prédictions ne considérant que les effets de <i>shadowing</i> . Les prédictions théoriques prenant en compte les effets Cronin et <i>shadowing</i> sont indiquées en trait plein. Le pic observé autour de $3 \text{ GeV}.c^{-1}$ est du à l'effet Cronin. . . . .	36
2.28	Suppression normale du $J/\Psi$ dans l'expérience NA38. . . . .	36
3.1	Complexe d'accélération des hadrons. . . . .	41
3.2	Séquence d'accélération des noyaux de plomb. . . . .	41
3.3	Vue du détecteur ALICE. . . . .	43
3.4	A gauche : exemple de reconstruction d'un événement dans l'ITS en utilisant les informations fournies par la TPC. A droite : graphe de corrélation entre la perte d'énergie mesurée par l'ITS en fonction de l'impulsion de différentes particules. . . . .	44
3.5	A gauche : schéma de la TPC traversée par une particule chargée. PI désigne le point d'interaction entre les deux faisceaux. A droite : projection temporelle de la trajectoire de la particule sur les chambres multi-fils à cathode segmentée. . . . .	44
3.6	A gauche : coupe transverse des chambres MRPC utilisées dans le détecteur TOF de ALICE. A droite : pouvoir de séparation en masse du détecteur TOF. Ces résultats ont été obtenus à partir d'une simulation de 100 événements HLJING et un champ magnétique de 0.2 Tesla. . . . .	45
3.7	A gauche : vue transverse d'un détecteur TRD. A droite : schéma de l'évolution du signal sur le plan de cathode en fonction du temps selon le type de particule. . . . .	46
3.8	A gauche : coupe transverse des modules du HMPID. A droite : graphe de corrélation entre l'impulsion et l'angle du cône de lumière en fonction du type de particules chargées. . . . .	46
3.9	Module élémentaire du détecteur PHOS et résultat de simulations de mesure de la masse invariante des $\gamma$ -jets. . . . .	47
3.10	Disposition des détecteurs constituant le FWD de part et d'autre de l'ITS. . . . .	48
3.11	Vue en coupe du détecteur PMD. . . . .	49
3.12	Processus Drell-Yan . . . . .	50
3.13	Vue en coupe de l'absorbeur frontale du spectromètre à muons du détecteur ALICE. . . . .	50
3.14	Vue en coupe de la structure du blindage faisceau. . . . .	51
4.1	Ligne de champ et mécanisme d'ionisation des chambres à cathodes segmentées. . . . .	57
4.2	Densité de particules vue par les chambres 1 (trait plein) et 2 (trait en pointillé) de la station 1 en fonction du rayon $r$ pour une collision plomb-plomb. . . . .	58
4.3	Segmentation des cathodes d'un quadrant de la station 1 dans la direction de courbure et de non-courbure. Les trois zones de densité de pads $y$ sont représentées ainsi que l'orientation des cathodes. . . . .	58



4.4	Vue de face (à gauche) et arrière (à droite) d'une demi-chambre de la station 3 : les lattes sont fixées sur des supports en carbone de manière à recouvrir toute l'acceptance géométrique.	60
4.5	Disposition de 4 quadrants de la station 1 et 2.	60
4.6	Evolution de la résolution spatiale ( $\mu m$ ) théorique en fonction du bruit (en nombre d'électrons) de l'électronique frontale.	61
4.7	Design des ASIC MANAS. CP désigne l'opération de pré-amplification de charge, FLT le filtrage du signal et SHP sa mise en forme.	61
4.8	Schéma de la chaîne de lecture électronique des chambres de trajectographie du spectromètre à muons.	63
4.9	Distribution des charges sur un plan de cathode et ajustement réalisé à partir d'une fonction de Mathieson.	64
4.10	Segmentation du plan d'anode après projection des deux plans de cathode.	65
4.11	Principe du plan de Branson.	66
5.1	Schéma du protocole expérimental lors des tests sous faisceau en juillet et octobre 2004.	70
5.2	Configuration CROCUS utilisée en juillet 2004.	71
5.3	Configuration CROCUS utilisée en novembre 2004.	71
5.4	Evolution du temps mort en fonction du nombre de voies par bus PATCH le plus chargé. Le coefficient de l'ajustement linéaire correspond au temps de traitement des 64 canaux d'une carte MANU (de l'ordre de $23 \mu s/MANU$ ).	72
5.5	Spectre de corrélation entre le résidu et la position extrapolée sur les chambres selon les deux étapes d'optimisation. La figure de gauche correspond aux données brutes, la figure du centre après ajustement des paramètres d'alignement et la figure de droite après ajustement de la valeur du gap.	73
5.6	Profil du faisceau sur le plan <i>non-bending</i> du quadrant 0 de la station 1.	74
5.7	Résolutions obtenues sur la zone de grande densité de segments de cathode du quadrant 0 de la station 1. Le plan <i>bending</i> est équipé MANAS et le <i>non-bending</i> de GASSIPLEX.	74
5.8	Protocole de calibration	75
5.9	Droite : signal de sortie en mV en fonction du signal d'entrée pour une voie d'acquisition. Gauche : distribution des charges déposées sur un segment de cathode.	76
5.10	Distribution du gain. A gauche est représentée la distribution du gain mesuré à $184 fC$ et à droite, la distribution obtenue avec un ajustement d'ordre 2 sur la dynamique de l'électronique testée. Les valeurs présentées sont le rapport de la tension de sortie et le signal de calibration. La capacité de calibration étant de $0.2 pF$ , 0.7 correspond donc à $3.5 mV.fC^{-1}$ .	76
5.11	Distribution du résidu sur le quadrant 0 avec et sans correction de calibration.	77
5.12	A gauche : corrélation de charge entre le plan <i>bending</i> (équipé de MANAS) et <i>non-bending</i> (avec GASSIPLEX). A droite : décalage des segments de cathode (cm) entre le plan <i>bending</i> et <i>non-bending</i> dans la zone de grande densité de segments. L'histogramme montre la différence de la position du point d'impact calculée sur chaque plan : on y retrouve le décalage des pads entre les deux plans.	78
5.13	Carte principale du banc de tests industriel hors de son boîtier de protection.	80
5.14	Schéma du protocole de tests d'une voie de lecture des cartes MANU.	81
5.15	Résultats préliminaires des données issues du banc de tests industriel.	83
6.1	A gauche, la distribution du piédestal sur l'une des voies de lecture du spectromètre. A droite, la représentation du niveau du piédestal, du seuil de suppression et de la dynamique de l'ADC en fonction de la charge. De la gauche vers la droite, le niveau du piédestal (hachuré vert foncé), le piédestal avec un <i>offset</i> de $100 mV$ (hachuré bleu clair) et le bruit à $3 \sigma_e$ (en quadrillé rouge).	86
6.2	Evolution de la valeur moyenne des piédestaux moyen en fonction du temps sur le quadrant 0 de la station 1 lors de la mise en service.	86
6.3	Evolution du taux d'occupation en fonction de la dérive des piédestaux (en canaux ADC).	89

6.4	Représentation du nombre de traces reconstruites dans le cas d'une dérive de 1.1 canal ADC (à gauche) et 1.3 canal (à droite). . . . .	90
6.5	Illustration des effets liés à la dérive des piédestaux sur la reconstruction du point d'impact. Les figures schématisent la distribution des charges après soustraction des piédestaux. A gauche est représenté le cas sans dérive des piédestaux où le point reconstruit correspond au maximum de la fonction de Mathieson. La figure du centre est associée au cas d'une dérive de -2 canaux ADC de celle de droite à +2 canaux ADC. Pour ces deux cas, le point est respectivement reconstruit à 1,5 mm et 18 μm du point de référence. . . . .	90
6.6	Multiplicité des pads des clusters sur chacun des plans de cathode obtenue en simulation (à gauche) et en conditions expérimentales (à droite). Ces résultats sont associés aux quadrants de la station 1. . . . .	91
6.7	Evolution du nombre de clusters par événement sur l'ensemble du système de trajectographie en fonction de la dérive moyenne des piédestaux (à gauche) et du taux d'occupation (à droite). . . . .	92
6.8	Multiplicité des pads des clusters sur chacun des plans de cathode. Ces résultats sont normalisés par le nombre de clusters reconstruits. . . . .	93
6.9	Spectre des muons et particules virtuelles reconstruites dans le spectromètre à muons à partir de 300 Υ générés. . . . .	95
6.10	Spectre des muons et particules virtuelles reconstruites dans le spectromètre à muons à partir de 300 J/Ψ générés. . . . .	95
7.1	Image d'un nucléon sondé à différentes énergies[3]. . . . .	98
7.2	Processus de recombinaison dans un noyau sondé à haute énergie[3]. . . . .	98
7.3	Diffusion d'un lepton sur un parton d'impulsion xP. . . . .	99
7.4	Fonction de structure $F_2 - \log(x)$ représentée en fonction de $Q^2$ pour des valeurs fixes de $x$ mesuré dans les différentes expériences de HERA. Les lignes continues sont les ajustements issus des équations d'évolution, et les zones jaunes correspondent aux incertitudes totales. La constante positive $-\log(x)$ est ajoutée à $F_2$ pour plus de clarté. Pour les grandes valeurs de $x \in [0.1, 1]$ , on observe l'invariance d'échelle qui se brise ensuite pour $x \ll 0.01$ laissant apparaître une forte dépendance en $Q^2$ de $F_2$ . . . . .	101
7.5	Diagramme de Feynman des fonctions de splitting . . . . .	102
7.6	Diagramme d'interaction d'un photon virtuel avec un parton d'ordre n. Cette figure illustre bien l'échelle d'émission des gluons. . . . .	103
7.7	Schéma du diagramme des phases des différents régimes d'évolution en fonction de $Q^2$ et x. Les domaines de saturation pour le proton et le plomb y sont représentés. . . . .	104
7.8	Processus d'interaction avec un noyau dans le cadre du modèle des dipôles.[22] . . . . .	105
7.9	Mesure des rapports $R_{AA}$ et $R_{dAu}$ obtenus à rapidité centrale auprès des expériences BRAHMS et PHOBOS du RHIC. . . . .	106
7.10	Haut : Evolution du facteur de modification nucléaire $R_{dA}(p_t)$ en fonction de la pseudo-rapidité. Bas : Evolution du facteur de modification nucléaire $R_{cp}(p_t)$ en fonction de la pseudo-rapidité et pour deux centralités de collision distinctes. Les cercles pleins (rouge) indiquent le rapport $R_{cp}^{central}$ et les cercles vides (bleus) le rapport $R_{cp}^{semi-periph}$ . . . . .	107
7.11	Données expérimentales issues de la collaboration HERA. La section efficace de diffusion $\gamma^*p$ est représentée en fonction de la variable $\tau$ pour des valeurs de $x < 0.01$ et $Q^2 \in [0.045, 450] GeV$ . $\sigma_{\gamma^*}(x, Q^2) \equiv \sigma_{\gamma^*}(\tau)$ . . . . .	108
7.12	Distributions des particules chargées en collisions Au-Au mesurées par l'expérience PHOBOS vues dans le référentiel des faisceaux pour deux centralités différentes. Pour des rapidités $\eta' = \eta - \eta_{faisceau}$ voisines de 0, les distributions sont indépendantes de l'énergie disponible dans le centre de masse et illustrent bien la fragmentation limite. Cette observation est valable pour différents paramètres d'impact. . . . .	108
7.13	Domaine d'acceptance du détecteur ALICE en fonction des fractions d'impulsion $x_1$ et $x_2$ dans le cadre des collisions Pb-p (à gauche) et p-p (à droite) à 8.8 TeV. Les seuils de production des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ sont respectivement indiqués en traits pleins et en tirets. . . . .	109

7.14	Domaine cinématique exploré par différentes expériences et dans lesquelles ont été mesurées les fonctions de distribution partonique. L'espace des phases QCD exploré au RHIC et prochainement au LHC sont indiqué . . . . .	111
7.15	Taux de production des quarks $c$ et $b$ en fonction de $y$ et $p_t$ prédits par le modèle de Color Glass Condensate. A chaque type de collisions correspond trois distributions calculées avec des masses de quarks différentes : $m_c = 1.15, 1.2, 1.35 \text{ GeV}.c^{-2}$ et $m_b = 4.6, 4.75, 4.9 \text{ GeV}.c^{-2}$ . Les distributions correspondant aux masses les plus élevées constituent les bornes inférieures de production, et les plus légères aux bornes supérieures. En effet, dans ce dernier cas, l'énergie de seuil de production des paires $q\bar{q}$ est plus petite d'où un taux de production plus important. Les deux spectres du bas représentent les distributions de quarks $c$ et $b$ en considérant les rapports de production entre les deux saveurs. . . . .	113
7.16	Distribution des quarks lourds $c$ et $b$ en fonction de la rapidité en collisions proton-proton et proton-noyau. Les prédictions du modèle CGC sont représentées en traits pleins et le modèle MNR en pointillés. La figure du bas représente le rapport $R_{Pb-p}$ en fonction de la rapidité. . . . .	114
7.17	Distribution des quarks lourds $c$ et $b$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ en collisions proton-proton et proton-noyau. Les prédictions du modèle CGC sont représentées en traits pleins et le modèle MNR en pointillés. La figure du bas représente le rapport $R_{Pb-p}$ en fonction de $p_t$ . . . . .	116
7.18	Fonctions de fragmentation pour les quarks $c$ (gauche) et $b$ (droite). . . . .	117
7.19	En haut : distributions en rapidité et en $p_t$ des mésons issus de différentes fonctions de fragmentation. Le spectre en trait plein correspond à celui des quarks associés produits en collisions proton-proton à 8.8 TeV. En bas : rapport $R_{Pb-p}$ effectué sur les mésons D issus des quarks $c$ pour les différentes fonctions de fragmentation. . . . .	119
7.20	Distribution en $p_t$ des muons issus des différents processus de désintégration. . . . .	120
7.21	Distributions en $p_t$ des muons produits en collisions proton-proton (à gauche) et proton-noyau (à droite) à $\sqrt{s} = 8.8 \text{ TeV}$ avec leurs différentes composantes. . . . .	121
7.22	Coupure à $4 \text{ GeV}.c^{-1}$ liée à l'absorbeur frontal sur l'impulsion des muons dans le référentiel du laboratoire vue dans le référentiel du centre de masse. . . . .	122
7.23	Efficacité du système de déclenchement en fonction de $p_t$ (figure de gauche) et rapport des distributions des muons en tenant compte des coupures cinématiques et l'acceptance du spectromètre à muons (figure de droite). . . . .	123
7.24	Rapport normalisé à haut $p_t$ des distributions des muons en tenant compte des coupures cinématiques et l'acceptance du spectromètre à muons. . . . .	123
A.1	Diagramme UML du logiciel du banc de test industriel. Toutes les classes héritent de la classe de base TObject de l'environnement ROOT. . . . .	133



# Liste des tableaux

2.1	Constituants élémentaires du modèle standard. . . . .	12
2.2	Caractéristiques des bosons vecteurs des différentes interactions. . . . .	12
2.3	Energie disponible dans le centre de masse par paire de nucléons ( $\sqrt{s_{nn}}$ ), densité d'énergie $\epsilon$ , temps de formation $\tau_0$ et durée de vie du PQG $\tau^{vie}$ pour différentes expériences de collisions d'ions lourds. . . . .	18
2.4	Caractéristiques des résonances de la famille du $J/\Psi$ et du $\Upsilon$ et température de dissociation normalisée à la température critique de transition. . . . .	33
3.1	Caractéristiques des faisceaux de protons et de plomb au LHC . . . . .	40
3.2	Caractéristiques du dipôle . . . . .	51
4.1	Caractéristiques principales des chambres de trajectographie du spectromètre à muons. Les dimensions des pads sont celles du plan <i>bending</i> . . . . .	57
4.2	Taux d'occupation moyen prédit en collisions Pb-Pb pour les différentes stations. . . . .	63
4.3	Différents taux prévus auprès de l'expérience ALICE. Le nombre de particules par événement est obtenu par le produit de la luminosité et de la section efficace d'une collision. . . . .	64
5.1	Nombre de cartes MANU connectées par station et par bus PATCH (BP) . . . . .	70
5.2	Temps mort mesuré dans différentes configurations avec un taux de trigger de 1500 Hz. Les lettres font référence à l'adresse des bus PATCH sur les cartes frontales (figures 5.2 et 5.3). Chacune de ces lettres est associée au nombre de cartes MANU connectées au bus. Entre parenthèse sont indiquées le nombre de voies lues. . . . .	72
5.3	Efficacité de reconstruction et efficacité totale obtenues avec le quadrant 0 de la station 1 pendant les tests sous faisceau de 2004. . . . .	75
5.4	Structure d'un mot en sortie de MARC . . . . .	78
6.1	Résolution des points d'impact et nombre moyen de points reconstruits sur l'ensemble des dix chambres de système de trajectographie par événement. . . . .	91
6.2	Etude sur la résolution en masse du $J/\Psi$ et du $\Upsilon$ . . . . .	94
6.3	Temps CPU nécessaire pour reconstruire les clusters et les traces de 300 événements. . . . .	96
7.1	Section efficace de production des saveurs lourdes en collisions proton-proton et proton-plomb prédite par le modèle MNR; cette dernière est normalisée aux collisions binaires nucléon-nucléon. . . . .	111
7.2	Rapports des sections efficaces de production des saveurs lourdes pour différents systèmes de collisions. Ces rapports ont été établis pour $y < 0$ et normalisés à une collision binaire nucléon-nucléon. Entre parenthèses sont indiqués les rapports de section efficace intégrée à toute l'acceptance. . . . .	112
7.3	Erreurs théoriques sur les taux de production selon la masse des quarks $c$ et $b$ . . . . .	112
7.4	Rapports des sections de production des quarks $c$ et $b$ obtenus à partir du modèle CGC et MNR dans le domaine en rapidité $y < 0$ . . . . .	112
7.5	Valeurs de l'ajustement des distributions des quarks obtenus dans la cadre des modèles CGC et MNR. Les régions des bas et moyens $p_t$ sont ajustées par la fonction de l'équation 7.2 et celle des hauts $p_t$ par un $(\frac{1}{p_t})^a$ . . . . .	115
7.6	Taux de production des mésons D et B. . . . .	118

---

7.7	Paramètre des ajustements réalisé sur les distributions des mésons : les fonctions utilisées sont identiques à celles des quarks. . . . .	119
7.8	Rapport de branchement de la décroissance en muons des mésons D et B (valeurs tirées du Particle Data Group 2006) et taux de production total de muons pour le charme et la beauté.	120

## Résumé

Université de Paris Sud  
Institut de Physique Nucléaire d'Orsay  
Directeur de thèse : M.P. Comets

### **Etude de la production de muons issus des saveurs lourdes prédite par le modèle de Color Glass Condensate dans les collisions proton-proton et proton-plomb dans l'acceptance du spectromètre à muons de l'expérience ALICE du LHC**

*Alexandre Charpy*

---

Du fait de son très grand potentiel de découverte, l'entrée en activité du Large Hadron Collider (LHC) au CERN est très attendue par toute la communauté de la physique des particules. En effet, les énergies disponibles ouvrent de nouvelles perspectives dans de nombreuses thématiques. En particulier, elles permettront de tester expérimentalement différents formalismes de la ChromoDynamique Quantique (QCD) élaborés depuis ces dernières années afin d'étudier les collisions hadroniques dans la limite des hautes énergies. La théorie du Color Glass Condensate (CGC) est l'un d'entre eux et prédit un régime de saturation, au sein des noyaux, de la densité partonique dans le domaine des très petits  $x$ , domaine largement accessible au LHC. Le CGC présente un grand intérêt dans l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes plomb-plomb puisqu'elle permet d'en décrire les conditions initiales du système qui évoluera vers un état où les quarks et les gluons sont déconfinés : le Plasma de Quarks et de Gluons (PQG). ALICE est l'expérience du LHC dédiée à l'étude du PQG dont l'une des voies d'étude est la mesure de la production des quarkonia lourds à l'aide d'un spectromètre à muons. Couvrant un domaine de rapidité entre  $-4 < y < -2.5$ , ce dernier peut s'avérer particulièrement intéressant pour étudier le CGC.

La première partie de ce travail présente les tests de performances des chambres de trajectographie du spectromètre à muons équipées avec l'électronique d'acquisition finale CROCUS. Ils ont conduit à poser les bases du processus de calibration de l'électronique frontale. La seconde partie concerne des simulations effectuées sur certains paramètres électroniques pouvant affecter les performances du spectromètre à muons. La dernière partie développe les prédictions du modèle du CGC pour la production de quarks lourds et la manifestation des effets de saturation via la mesure des muons issus de ces quarks.

---

### **Study of the muon production from open heavy flavours predicted by the Color Glass Condensate model in proton-proton and proton-lead collision with the ALICE muon spectrometer at LHC**

The whole particle physics community is waiting for the Large Hadron Collider (LHC) commissioning at CERN. Indeed, the potential of discovery is very large in lots of themes. In particular, it will be possible to test the developments of the Quantum ChromoDynamics (QCD) achieved during last years. One of these, the Colour Glass Condensate, describes the parton distributions of the nucleus in the saturation region, i.e. at small  $x$ . This theoretical description of the initial conditions of the heavy ion collisions is necessary to predict the heavy quark cross section production which evolves in a possible deconfined matter : the Quark-Gluon Plasma (PQG). ALICE is the LHC experiment mainly dedicated to the study of the PQG produced in ultra-relativistic heavy ion collisions. The measurement of  $J/\Psi$  and  $\Upsilon$  resonance suppression is a signature of this deconfined medium which is studied with the ALICE muon spectrometer. Its acceptance at large rapidity is well adapted for studying the prediction of CGC at small- $x$ . The first part of this report presents the results of beam test experiment at CERN. It was the first time that the muon spectrometer tracking chambers were tested equipped with the final version of the front end electronics and the data acquisition system CROCUS. The relevant calibration parameters of the front end electronics were introduced in the analysis in order to improve the quality of the track reconstruction. In the second part, these parameters were used in the simulations. The last part proposes a study of the CGC with the ALICE muon spectrometer, involving the measurements of open charm and open beauty.