



HAL
open science

**Les résonances de quarks lourds comme sonde du
plasma de quarks et de gluons : optimisation du
spectromètre à muons de l'expérience ALICE et étude
de la production du J/ψ dans l'expérience NA60**

Philippe Pillot

► **To cite this version:**

Philippe Pillot. Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma de quarks et de gluons : optimisation du spectromètre à muons de l'expérience ALICE et étude de la production du J/ψ dans l'expérience NA60. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT: . tel-00010685

HAL Id: tel-00010685

<https://theses.hal.science/tel-00010685>

Submitted on 19 Oct 2005

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

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

THÈSE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD—LYON 1

pour l'obtention

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

par

Philippe PILLOT

Titre de la thèse :

**Les résonances de quarks lourds comme sonde du plasma
de quarks et de gluons : optimisation du spectromètre à
muons de l'expérience ALICE et étude de la production
du J/ψ dans l'expérience NA60**

Soutenue le 30 Mai 2005 devant la commission d'examen

M. A.	BALDIT	Rapporteur
M. B.	BORDERIE	
M. G.	CHANFRAY	Président
M. J-Y.	GROSSIORD	Directeur de thèse
M. A.	GUICHARD	
M. C.	LOURENCO	Rapporteur

Remerciements

Je voudrais tout d'abord remercier M. Yves Déclais et M. Bernard Ille, Directeurs de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon, de m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je remercie M. Guy Chanfray qui, après m'avoir intéressé à la physique du QGP en sa qualité de Professeur des Universités, a également accepté de présider le jury de cette thèse. Je remercie aussi M. Carlos Lourenco, Research Physicist CERN et porte parole de la collaboration NA60, et M. Alain Baldit, Directeur du Laboratoire de Physique Nucléaire de Clermont-Ferrand, d'avoir accepté de rapporter sur mon travail, ainsi que M. Bernard Borderie, Directeur de Recherches à l'Université Paris-Sud, d'avoir accepté de faire partie de mon Jury.

Je remercie Jean-Yves Grossiord qui, en sa qualité de directeur de thèse, a su me faire profiter de sa grande expérience en guidant mes pas tout au long de ce travail. J'ai particulièrement apprécié sa disponibilité, notamment pour répondre à mes questions qui étaient d'autant plus nombreuses et diverses que nous partagions le même bureau. Je remercie également Alain Guichard qui est resté des semaines entières assis à coté de moi pour travailler à l'analyse des données de NA60, me faisant ainsi profiter de ses grandes qualités de physicien. Je le remercie pour ses nombreux conseils et encouragements au cours de ces trois années, ainsi que - et ce n'est pas négligeable - pour sa constante bonne humeur.

Je tiens à remercier l'ensemble du groupe ALICE/NA60, Jean-Yves Grossiord, Alain Guichard, Raphaël Tieulent, Laurent Ducroux, Brigitte Cheynis et Benjamin Rapp, de m'avoir accueilli, supporté et encouragé tout au long de cette thèse. Qu'ils trouvent en ces quelques lignes l'expression de toute ma gratitude, pour les nombreuses discussions que nous avons eu et surtout pour leur soutien dans les moments de doutes. J'ai particulièrement apprécié ces quelques années que nous avons passées ensemble et je les remercie pour la bonne ambiance qu'ils contribuent à maintenir au sein du groupe.

Je tiens également à remercier les membres des collaborations ALICE et NA60 de m'avoir écouté et suivi tout au long de ce travail. Un grand merci à Ruben Shahoyan qui, en sa qualité de responsable du progiciel d'analyse de NA60, a toujours été présent pour répondre a mes questions et m'a ainsi fait profiter de ses grandes compétences en matière d'informatique comme en matière de physique.

Je voudrais aussi remercier mes anciens collègues de DEA restés à Lyon durant leur thèse pour tous les bons moments que nous avons passé ensemble. Les nombreuses discussions que nous avons eues autour d'un repas ou d'un café ont été pour moi autant d'instant de détente, dont il était difficile de se passer. A ce titre je remercie en particulier Bertrand, avec qui j'ai passé un nombre d'heures incalculable depuis mon stage de DEA, pour son écoute, ses trucs et astuces et sa disponibilité.

Je remercie Philippe Gaillardon, mon compagnon de grimpe, pour ces séances d'escalades et ces sorties en falaise qui permettent au corps de travailler et à l'esprit de respirer, élément indispensable pour la santé mentale du jeune thésard.

Je remercie Christelle pour la patience dont elle a fait preuve en me supportant durant toutes ces années et pour m'avoir toujours soutenu dans les moments difficiles. Finalement, je remercie mon frère et mes parents. Je ne vois pas de meilleur moyen, pour exprimer la reconnaissance que je vous porte de m'avoir écouté, soutenu, encouragé,... depuis toujours et plus encore durant ces trois années de thèse, que de vous dédier ce travail. Merci Bruno d'avoir si bien pris soins de ton grand frère en lui permettant, avec tes bons petits plats préparés tard le soir, de travailler en toute sérénité.

Résumé

L'étude de la production des résonances de quarks lourds, telles que le J/ψ (résonance $c\bar{c}$) et l' Υ (résonance $b\bar{b}$), est un des moyens employés pour mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Expérimentalement, ces résonances peuvent être détectées au travers de leur canal de désintégration en deux muons, grâce à un spectromètre.

La résolution optimale d'un spectromètre à muons ne peut être atteinte que si la position des différents plans de détection qui le composent est connue avec une très grande précision. La première partie du travail effectué dans cette thèse porte sur la conception et la caractérisation des performances du système de contrôle de la géométrie du spectromètre à muons de l'expérience ALICE auprès du LHC. Ce système, composé de plusieurs centaines d'appareils optiques de type RASNIK, permet de mesurer les déplacements et les déformations des chambres de trajectographie avec une précision meilleure que la centaine de microns.

Grâce à son spectromètre à muons associé à un télescope à vertex, l'expérience NA60 étudie la production des dimuons dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS au CERN. La seconde partie du travail présenté dans cette thèse porte sur l'analyse des données collectées en collision indium-indium à 158 GeV/c/nucléon. En particulier, le taux de production du J/ψ ainsi que ses distributions en impulsion transverse et en masse transverse sont étudiés en fonction de la centralité de la collision. Les différents résultats issus de cette analyse sont finalement comparés à ceux obtenus par les expériences NA38 et NA50, permettant ainsi d'améliorer notre compréhension du déroulement d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes.

Mots-Clés

CERN - SPS - LHC - NA60 - ALICE - QGP - Résonances - Spectromètre - Dimuons - Contrôle alignement - GMS - RASNIK - J/ψ - Impulsion transverse - Masse transverse.

Abstract

The study of heavy quark production such as J/ψ ($c\bar{c}$ resonance) and Υ ($b\bar{b}$ resonance) in heavy ion collisions at high incident energies has been proposed as a tool to investigate the formation of a Quark Gluon Plasma. Experimentally, these resonances can be detected through their decay channel into a muon pair, using a muon spectrometer.

The optimal resolution of a muon spectrometer cannot be reached unless the position of the different tracking detectors are accurately known. In the first part of the work reported in this thesis are presented the design and performances of the Geometry Monitoring System of the ALICE experiment's muon spectrometer at LHC. This system, which is composed of several hundreds of RASNIK derived optical devices, allows to measure displacements and deformations of the chambers with a precision better than a hundred of microns.

Thanks to its muon spectrometer associated with a vertex telescope, the NA60 experiment studies the dimuon production in nucleus-nucleus collisions at CERN SPS. The second part of the work reported in this thesis is related to the analysis of the data collected in indium-indium collisions at 158 GeV/c/nucleon. More specifically, the J/ψ production together with its transverse momentum and transverse mass distributions are studied as a function of the centrality of the collision. The different results arising from our analysis are then compared to those obtained previously by NA38 and NA50, allowing a better understanding of the ultrarelativistic heavy ion collisions.

Key-Words

CERN - SPS - LHC - NA60 - ALICE - QGP - Resonances - Spectrometer - Dimuons - Geometry Monitoring System - RASNIK - J/ψ - Transverse momentum - Transverse mass.

Table des matières

1	Le Plasma de Quarks et de Gluons	7
1.1	Le déconfinement	7
1.1.1	Le modèle du sac du M.I.T.	8
1.1.2	QCD sur réseau	10
1.2	Production en laboratoire	11
1.3	Les signatures	13
1.3.1	Augmentation de la production de l'étrangeté	13
1.3.2	Production de photons et de dileptons thermiques	14
1.3.3	Modification des caractéristiques des résonances de basse masse	15
1.3.4	Suppression des jets de partons ("Jet quenching")	16
1.3.5	Suppression des résonances de quarks lourds	17
1.4	Etude de la production du J/ψ au SPS, résultats expérimentaux	18
1.4.1	La référence : le Drell-Yan	19
1.4.2	Mécanisme de formation du J/ψ	19
1.4.3	Suppression "normale"	21
1.4.4	Suppression "anormale"	22
1.4.5	Suppression en fonction de l'impulsion transverse	26
1.5	Etude de la production des quarkonia au LHC	28
2	L'expérience ALICE	31
2.1	Le programme de collisions au LHC	31
2.2	Le potentiel de physique d'ALICE	33
2.3	Le détecteur ALICE	33
2.3.1	Les détecteurs du tonneau central	34
2.3.2	Les détecteurs aux petits angles	36
2.4	Le spectromètre à muons	37
2.4.1	Description	38
2.4.2	Performances	39
3	Le système de contrôle de la géométrie du spectromètre à muons (GMS)	43
3.1	Exigences	43
3.2	Description des systèmes optiques utilisés	50
3.2.1	Le système RASNIK	50
3.2.2	Le système PROX	51
3.2.3	Le système BCAM	52
3.3	Description du GMS, procédure de contrôle de la géométrie du spectromètre	54

4	Conception et performances du GMS	57
4.1	Programmes et méthodes de simulation	57
4.2	Contrôle de dix plans rigides, le LMS	60
4.3	Effet des paramètres extérieurs sur les performances du LMS	63
4.3.1	Effet de la qualité de la calibration	63
4.3.2	Effet des précisions de mesure de la position des éléments optiques	64
4.3.3	Effet des résolutions optiques des PROX et des BCAM	65
4.4	Séparation en deux demi-plans des chambres 5 à 10, amélioration du LMS	69
4.5	Contrôle des déformations des chambres, le TMS	70
4.5.1	Description du TMS	71
4.5.2	Performances du TMS, et conséquences sur celles du LMS	72
4.5.3	Effets thermiques sur les performances de l'ensemble LMS + TMS	73
4.6	Contrôle des mouvements globaux du spectromètre, le EMS	75
4.7	Robustesse du GMS vis à vis des pannes	77
4.7.1	Etude de l'effet des pannes dans le LMS	78
4.7.2	Etude de l'effet des pannes dans le TMS	79
4.7.3	Etude de l'effet des pannes dans le EMS	80
4.8	Bilan	80
5	L'expérience NA60	83
5.1	Motivations physiques	83
5.2	Dispositif expérimental	84
5.2.1	Le détecteur de faisceau (BS)	85
5.2.2	Le compteur d'interaction (IC)	86
5.2.3	Le calorimètre à zéro degré (ZDC)	87
5.2.4	Le spectromètre à muons	87
5.2.5	Le télescope à vertex (VT)	89
5.3	Conditions de prise de données In-In	93
6	Sélection des événements	95
6.1	Sélection des runs	96
6.2	Sélection en centralité des collisions In-In	97
6.3	Stabilisation du signal de déclenchement dimuon	97
6.4	Utilisation du compteur d'interaction (IC)	98
6.5	Utilisation du détecteur de faisceau (BS)	99
6.6	Utilisation ou non de l'identification des traces des muons dans le télescope	100
6.7	Position du vertex d'interaction	100
6.7.1	Cas des PC dimuons	101
6.7.2	Cas des VT dimuons	101
6.8	Provenance des dimuons	102
6.8.1	Cas des PC dimuons	102
6.8.2	Cas des VT dimuons	103
6.9	Coupage sur la corrélation $M_{\mu\mu}^{PC}$ versus $M_{\mu\mu}^{VT}$	104
6.10	Coupages cinématiques	105
6.11	Bilan des sélections	106

7	Analyse de la production du J/ψ	111
7.1	Simulation des processus physiques	112
7.1.1	Le J/ψ	113
7.1.2	Le ψ'	116
7.1.3	Le Drell-Yan (DY)	117
7.1.4	Le charme ouvert ($D\bar{D}$)	119
7.2	Analyse des distributions en masse invariante	120
7.2.1	Evaluation du bruit de fond combinatoire	120
7.2.2	Ajustement du spectre en masse des dimuons OS	121
7.2.3	Extraction des rapports $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$	124
7.2.4	Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ en fonction de la centralité de la collision	126
7.3	Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ	128
7.3.1	Distributions correspondant au bruit de fond combinatoire	128
7.3.2	Distributions correspondant au DY	130
7.3.3	Extraction des résultats	130
7.3.4	Etude en fonction de la centralité de la collision	135
8	Etude des erreurs systématiques	145
8.1	Sélection des événements	145
8.2	Analyse des distributions en masse invariante	149
8.2.1	Simulations	149
8.2.2	Evaluation du bruit de fond combinatoire	150
8.2.3	Procédure d'ajustement	151
8.2.4	Bilan	153
8.3	Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse	154
8.3.1	Simulations	154
8.3.2	Evaluation du bruit de fond combinatoire et du DY	155
8.3.3	Ajustement de la distribution en masse transverse	155
8.3.4	Bilan	156
9	Comparaison avec les résultats existants	157
9.1	Valeurs de L et de N_{part}	157
9.2	Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$	158
9.3	L'impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ	159
9.4	La température du système $T_{J/\psi}$	160
A	Modèle de Glauber	175
A.1	Formalisme	175
A.2	Processus dur (J/ψ , DY)	177
A.3	Absorption nucléaire	177
A.4	Calcul de L et de N_{part}	178
A.5	Etude en fonction de la centralité de la collision	179
B	Equations reliant les déplacements des chambres aux mesures optiques des BCAM	181

C	Equations reliant les déplacements des chambres aux mesures optiques des PROX	185
----------	--	------------

Introduction

D'après le modèle du Big Bang, l'état de la matière nucléaire immédiatement après l'explosion primordiale n'était pas celui que l'on connaît aujourd'hui. Les quarks et les gluons, qui sont maintenant confinés à l'intérieur des hadrons, évoluaient alors librement. Cet état de la matière est communément appelé Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). Avec l'expansion de l'univers, la densité d'énergie a chuté, le plasma s'est refroidi et, environ 10^{-6} s après le Big Bang, il a subi une transition de phase vers la matière hadronique ordinaire. Cette transition est prédite par la théorie des interactions fortes, la ChromoDynamique Quantique (QCD), qui décrit les interactions entre les quarks et les gluons. La température de changement d'état se situerait autour de 150-200 MeV, soit environ $2 \cdot 10^{12}$ K.

Un vaste programme expérimental a été développé depuis 1986 auprès de l'accélérateur SPS, au CERN, pour tenter de reproduire en laboratoire les conditions de formation d'un QGP. Expérimentalement, seules des collisions d'ions lourds ultra-relativistes peuvent permettre d'atteindre des densités d'énergie suffisantes. Ces études se poursuivent encore auprès du SPS, avec notamment l'expérience NA60, mais également, depuis 2000, auprès du collisionneur RHIC à Brookhaven. Un nouveau collisionneur, le LHC, actuellement en construction au CERN, permettra d'atteindre, en 2007, des densités d'énergie très largement supérieures à celles atteintes avec le SPS. Il rendra ainsi possible l'étude des caractéristiques du QGP loin de la transition de phase, avec l'expérience ALICE.

La mise en évidence de la formation d'un QGP et l'étude de ses propriétés ne peuvent se faire qu'au travers de la mesure de plusieurs signaux caractéristiques. Dans ce document, nous nous intéressons plus particulièrement à l'un d'eux : la production des résonances de quarks lourds comme le J/ψ ou l' Υ . Expérimentalement, ces résonances peuvent être détectées au travers de leur canal de désintégration en deux muons, grâce à un spectromètre.

Le travail présenté dans cette thèse porte sur deux aspects de l'étude de ces résonances. Le premier, de caractère instrumental, est le développement du système de contrôle des déplacements des chambres de trajectographie du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Ce système, que l'on nomme GMS, est indispensable pour atteindre les performances optimales du détecteur, notamment en terme d'identification des résonances. Le second aspect de ce travail porte sur l'analyse des données prises par l'expérience NA60 en collision In-In à 158 GeV/c/nucléon. En particulier, nous étudions le taux de production du J/ψ ainsi que les caractéristiques de ses distributions en impulsion transverse et en masse transverse, en fonction de la centralité de la collision.

Ce document est organisé de la façon suivante : dans le chapitre 1, nous rappelons quelques prédictions théoriques sur le Plasma de Quarks et de Gluons et ses signatures, en les illustrant par des résultats expérimentaux, et avec une attention particulière envers celles concernant la production du J/ψ . Dans le chapitre 2, nous décrivons l'expérience ALICE en insistant plus particulièrement sur son spectromètre à muons. Le chapitre 3 est consacré à la description

du GMS tandis que dans le chapitre 4 nous exposons les étapes de sa conception et nous évaluons ses performances. L'analyse des données prises par NA60 commence au chapitre 5 par la description du dispositif expérimental. Dans le chapitre 6, nous présentons les critères de sélection des événements dont l'analyse est détaillée dans le chapitre 7. Le chapitre 8 est dédié à l'étude des erreurs systématiques. Nos résultats sont finalement comparés, dans le chapitre 9, à ceux issus des expériences précédentes, NA38 et NA50.

Chapitre 1

Le Plasma de Quarks et de Gluons

Sommaire

1.1	Le déconfinement	7
1.2	Production en laboratoire	11
1.3	Les signatures	13
1.4	Etude de la production du J/ψ au SPS, résultats expérimentaux	18
1.5	Etude de la production des quarkonia au LHC	28

1.1 Le déconfinement

La matière hadronique ordinaire est formée par un assemblage de quarks interagissant fortement par l'intermédiaire de gluons. La théorie des interactions fortes (la chromodynamique quantique ou QCD) possède une particularité qui est le confinement. Les quarks et les gluons ne peuvent exister à l'état libre. Ils sont forcément réunis à l'intérieur d'objets neutres en charge de couleur que sont les mésons et les baryons. Ce confinement vient du fait que le potentiel d'interaction forte croît linéairement à grande distance. De façon plus microscopique, il est issu des interactions entre les gluons. La QCD prédit néanmoins qu'au delà d'une certaine densité hadronique, la matière nucléaire subit une transition de phase vers un état déconfiné : le Plasma de Quarks et de Gluons (QGP). La figure 1.1 montre une image naïve du déconfinement. Dans le QGP, la densité de quarks est telle qu'il n'est plus possible d'associer chacun d'eux à un hadron particulier. Les quarks et les gluons évoluent alors librement à l'intérieur du plasma.

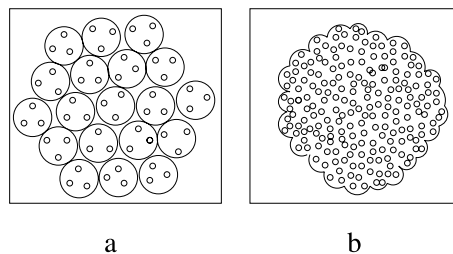


FIG. 1.1 – Image naïve du confinement (a) et du déconfinement (b).

Le modèle du sac du M.I.T., présenté ci-après, permet d'étudier assez simplement le déconfinement, tout en donnant des résultats plus quantitatifs. Les prédictions plus précises obtenues par des calculs de QCD sur réseau seront ensuite présentées.

1.1.1 Le modèle du sac du M.I.T.

Les caractéristiques essentielles du confinement des quarks dans les hadrons sont décrites phénoménologiquement par le modèle du sac du M.I.T. [1]. Il permet, entre autres, d'étudier les conditions de transition de phase de la matière nucléaire ordinaire vers le Plasma de Quarks et de Gluons. Dans ce modèle, les quarks sont considérés comme des particules de masse nulle évoluant librement à l'intérieur du sac. Celui-ci est un domaine de vide perturbatif séparé du vide de QCD par une barrière de potentiel infinie. Le confinement est le résultat de l'équilibre entre la pression du vide de QCD qui tend à réduire ce domaine et la pression induite par l'énergie cinétique des quarks qui tend à l'augmenter. Une vue schématique du modèle est présentée figure 1.2.

L'énergie (la masse) du hadron ainsi formé peut s'écrire :

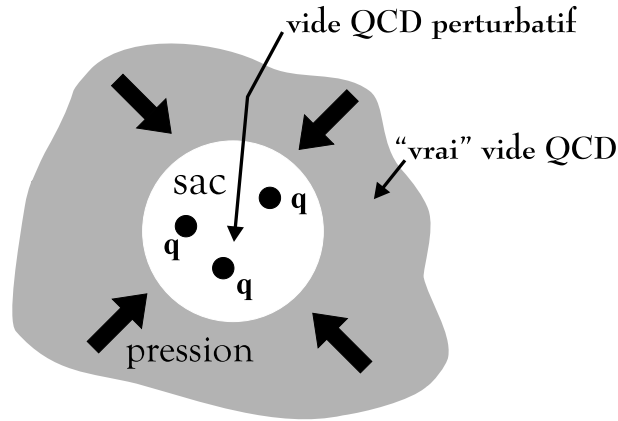


FIG. 1.2 – Vue schématique du modèle du sac du M.I.T..

$$E = \frac{C}{R} + \frac{4}{3}\pi R^3 B \quad (1.1)$$

Le premier terme représente l'énergie cinétique des quarks confinés à l'intérieur du puits de potentiel infini qu'est le sac. C est une constante dont la valeur dépend du nombre de quarks présents. Le second terme est l'énergie qu'il faut fournir pour créer le sac. B est une constante phénoménologique correspondant à la pression exercée par le vide de QCD. L'énergie du hadron à l'équilibre est obtenue en minimisant l'équation 1.1 par rapport au rayon du sac. On en déduit :

$$B^{1/4} = \left(\frac{C}{4\pi}\right)^{1/4} \frac{1}{R} \quad (1.2)$$

En considérant que le rayon du sac pour un système de 3 quarks (un baryon) est de 0.8 fm environ, on obtient :

$$B^{1/4} \simeq 200 \text{ MeV}$$

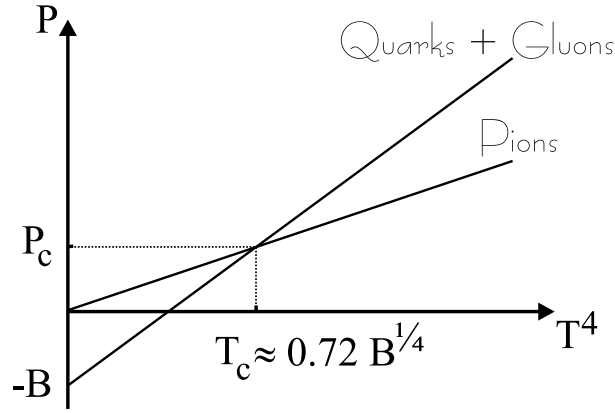


FIG. 1.3 – Evolution de la pression d'un QGP et d'un gaz de pions en fonction de la température.

Le modèle du sac peut être utilisé pour décrire le Plasma de Quarks et de Gluons, et ainsi obtenir les grandeurs caractéristiques de la transition de phase. Il faut pour cela comparer la pression exercée par un gaz hadronique ordinaire à la pression exercée par un QGP en fonction de variables d'intérêt. Il existe deux façons extrêmes de former un QGP. La première est de comprimer la matière nucléaire à température nulle pour augmenter la densité baryonique. La seconde est de chauffer à densité baryonique nulle pour augmenter la production thermique de paires particule/anti-particule et ainsi accroître principalement la densité mésonique. Les variables intéressantes pour étudier la transition de phase sont donc la densité baryonique et la température du milieu. Plaçons nous dans le cas particulier où la densité baryonique est nulle. Dans ce cas, le gaz hadronique ordinaire est principalement composé de pions que nous supposons de masse nulle pour simplifier. La pression du gaz de pions en fonction de la température suit la statistique de Bose-Einstein :

$$P_{\pi} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.3)$$

Le facteur 3 représente le nombre de degrés de liberté du système (3 états de pions : π^0 , π^+ et π^-). La pression du QGP dans le vide perturbatif suit la statistique de Fermi-Dirac pour les quarks et de Bose-Einstein pour les gluons, auquel il faut soustraire la pression du sac B :

$$P_{QGP} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (1.4)$$

Le facteur 37 se décompose de la façon suivante :

$$37 = 8 \times 2 + \frac{7}{8} \times 3 \times 2 \times 2 \times 2$$

où la première partie représente le nombre d'états de gluons (8 états de couleur et 2 états de polarisation) et la deuxième partie représente le nombre d'états de quarks (3 états de couleur, 2 états de saveur, 2 états de spin et 2 états de charge). Le facteur $\frac{7}{8}$ est le rapport des pressions entre bosons et fermions. La figure 1.3 montre l'évolution des pressions des deux systèmes en fonction de la température. La transition de phase intervient lorsque $P_{\pi} = P_{QGP}$,

à une température critique :

$$T_c = \left(\frac{90}{34\pi^2} \right)^{1/4} B^{1/4} \quad (1.5)$$

Soit $T_c \simeq 150 \text{ MeV}$ pour $B^{1/4} \simeq 200 \text{ MeV}$.

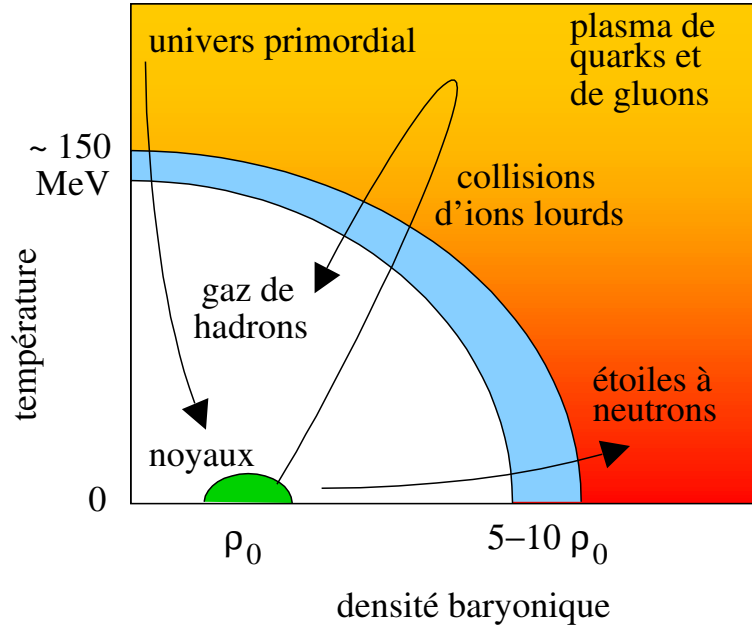


FIG. 1.4 – Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan température/densité baryonique.

Il est possible d'étendre ce type de calculs pour des densités baryoniques non nulles. On obtient alors le diagramme présenté figure 1.4. La densité d'énergie critique (calculable à partir de la pression critique) nécessaire à la formation d'un QGP est de l'ordre de 1 à $2 \text{ GeV}/f\text{m}^3$. Les résultats obtenus avec ce modèle sont proches de ceux prédits par des calculs de QCD sur réseau.

1.1.2 QCD sur réseau

Pour pouvoir étudier plus précisément l'évolution des variables d'état au cours de la transition de phase et prédire les conditions exactes de changement d'état de la matière nucléaire, il est nécessaire d'utiliser la théorie des interactions fortes. Le fait même que l'on veuille étudier le déconfinement impose d'effectuer un traitement de QCD non perturbatif. Pour ce faire, on a recours à des calculs numériques sur réseau [2]. Ces derniers consistent en une discrétisation du continuum espace-temps. La seule donnée introduite au départ est le lagrangien de QCD. Toute grandeur calculée sur le réseau s'exprime en fonction du paramètre de maille a . Une configuration du réseau consiste en des champs de quarks et de gluons attachés respectivement aux sites et aux liens du réseau. La simulation consiste alors à générer un grand nombre de configurations possibles par des simulations Monte Carlo, et à calculer la moyenne statistique des observables qui nous intéressent. Les valeurs physiques de

ces observables sont extraites dans la limite $a \rightarrow 0$, grâce à une renormalisation adaptée. Un des avantages de cette technique de calcul sur réseau est la régularisation de la divergence ultraviolette, grâce au cut-off naturel sur les moments d'ordre $1/a$.

Des simulations numériques [3], effectuées à différentes valeurs de densité baryonique, prédisent une transition de phase vers un état déconfiné. Cela signifie que cet effet est inclus dans la QCD. A densité baryonique nulle, la transition intervient à une température de l'ordre de $150 - 200 \text{ MeV}$. La densité d'énergie du milieu augmente brutalement durant le changement d'état, reflétant l'augmentation du nombre de degrés de liberté entre le gaz de hadrons et le QGP (équivalent à une chaleur latente de déconfinement). L'ordre de la transition dépend du nombre de saveurs de quarks considérées. Dans le cas d'un plasma comportant trois saveurs de quarks (u , d et s), la transition passe du premier ordre au second ordre suivant la masse du quark étrange [4].

1.2 Production en laboratoire

La formation du Plasma de Quarks et de Gluons nécessite une grande densité baryonique et/ou une température élevée. Ces conditions peuvent être remplies lors de collisions d'ions lourds à très haute énergie. Pendant les vingt dernières années, un vaste programme expérimental a été développé au CERN auprès du SPS, et à Brookhaven auprès de l'AGS puis du RHIC. Il pourra bientôt se poursuivre également auprès du LHC, actuellement en construction au CERN. Les caractéristiques des collisions produites dans ces accélérateurs sont indiquées dans le tableau 1.1. La durée de vie du plasma, que l'on peut atteindre lors de ces collisions suivant certains modèles, est également indiquée dans ce tableau.

accélérateur	$\sqrt{s} \text{ (GeV/n - n)}$	$\epsilon \text{ (GeV/fm}^3\text{)}$	$T \text{ (MeV)}$	$\tau_{QGP} \text{ (fm/c)}$
AGS (BNL)	5	1.5	150	-
SPS (CERN)	17	3.5	190	≤ 2
RHIC (BNL)	200	2-10	230	2-4
LHC (CERN)	5500	20-30	260	≥ 10

TAB. 1.1 – *Energie disponible dans le centre de masse (\sqrt{s}) par collision nucléon-nucléon (n - n), densité d'énergie (ϵ) produite en moyenne, température (T) atteinte et durée de vie estimée du QGP (τ_{QGP}) pour quatre accélérateurs [5][6].*

Lorsque deux ions lourds ultra-relativistes entrent en collision, ils sont plus ou moins transparents l'un pour l'autre selon leur énergie dans le centre de masse. Les nucléons participant à la collision laissent derrière eux une région fortement excitée, de faible densité baryonique (voir figure A.1). L'énergie déposée dans cette région se matérialise le plus souvent sous la forme d'un gaz hadronique chaud (principalement des pions et des kaons). Cependant, du fait de la contraction de Lorentz subie par les ions incidents dans le centre de masse, les collisions partoniques primaires ont lieu durant un temps extrêmement court (correspondant au temps d'interpénétration des noyaux). Ainsi, la densité d'interaction par unité de temps peut être suffisante pour que des gluons durs, non sujets au confinement, puissent être échangés entre les systèmes de nucléons interagissants. On assiste alors à la formation d'un ensemble de partons thermalisés de très petites dimensions, précédant la formation

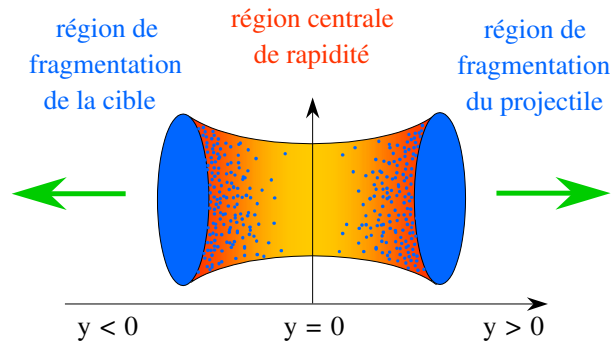


FIG. 1.5 – Vue schématique d’une collision dans le centre de masse, en fonction de la rapidité.

du Plasma de Quarks et de Gluons. Il s’agit de la première étape de la collision d’après le scénario de Bjorken [7] présenté figure 1.6. Le plasma subit ensuite une forte expansion thermodynamique, accompagnée d’un refroidissement, qui aboutit à la phase d’hadronisation. Celle-ci survient lorsque la densité de matière nucléaire n’est plus suffisante pour permettre aux quarks de rester libres. Selon que la transition de phase est du premier ou du second ordre, l’hadronisation est plus ou moins longue et passe, ou non, par une phase mixte (coexistence entre gaz de hadrons et bulles de plasma). La détente du gaz hadronique se poursuit jusqu’au freeze-out chimique (la composition hadronique du gaz est figée), puis thermique (les hadrons cessent totalement d’interagir). Le système est alors dans son état final, tel qu’il sera observé par le biais des détecteurs.

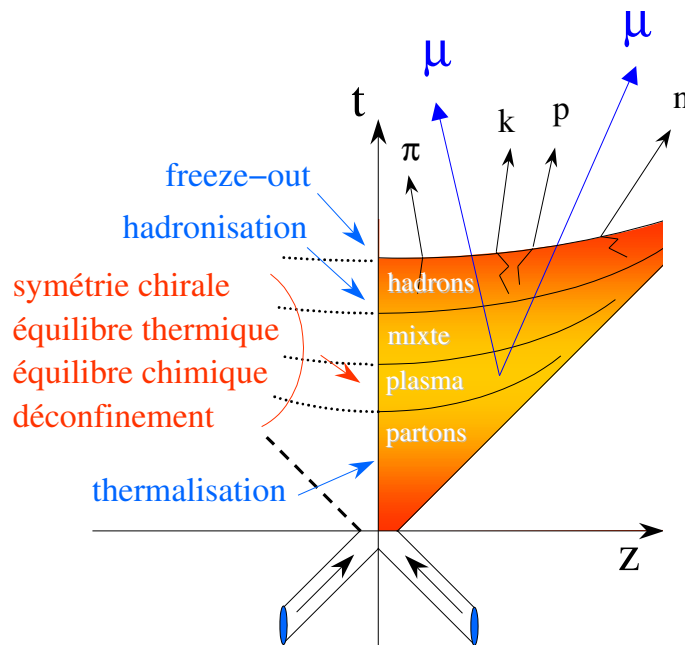


FIG. 1.6 – Evolution d’une collision d’ions lourds ultrarelativistes d’après le scénario de Bjorken.

1.3 Les signatures

On ne peut pas observer directement le plasma en raison de sa très faible durée de vie. On n'observe que l'état final de la matière. Pour savoir par quels états cette matière est passée, on a donc besoin de sondes capables de les caractériser. Plusieurs signatures du QGP ont été proposées. Celles-ci doivent satisfaire un certain nombre de conditions :

- elles doivent être capables de distinguer le confinement du déconfinement,
- elles doivent apparaître de façon directe ou indirecte très tôt dans la collision,
- elles doivent retenir les informations relatives au plasma à travers les différentes phases de l'évolution de la collision.

Ces signatures peuvent être classées en deux catégories : les sondes "dures" et les sondes "molles". Les premières sont relatives à des signaux produits lors de processus à grand moment transféré (interactions partoniques), qui ont lieu dans les premiers instants de la collision. Parmi ces signatures se trouvent la suppression des jets de partons ("jet quenching"), la production de photons et de dileptons thermiques, ou encore la suppression des résonances de quarks lourds. Le second type de sondes est relatif à des processus à faible moment transféré. Ceux-ci ont lieu lorsque la densité du milieu a suffisamment diminué, après la phase plasma (interactions hadroniques). Si ces sondes sont naturellement désignées pour fournir des informations sur la phase hadronique, elles peuvent néanmoins véhiculer des informations relatives au QGP. On peut par exemple citer la modification des caractéristiques des mésons de basse masse ou l'augmentation de la production d'étrangeté, toutes deux reliées à la restauration partielle de la symétrie chirale accompagnant le déconfinement. Les prochaines sections sont consacrées à la description de quelques-unes des nombreuses signatures proposées [8][9][10][11][12].

1.3.1 Augmentation de la production de l'étrangeté

Une des premières signatures proposée pour mettre en évidence la formation du Plasma de Quarks et de Gluons fut l'augmentation de la production de particules étranges et multi-

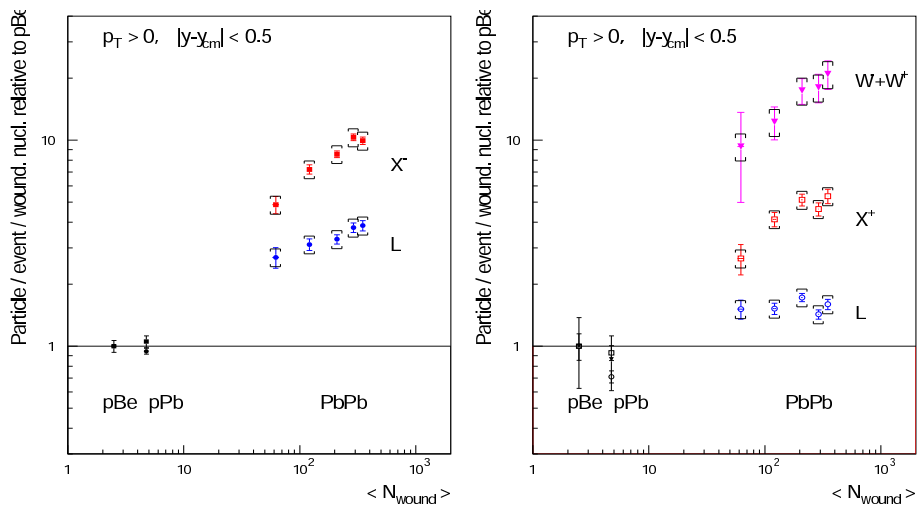


FIG. 1.7 – Taux de production des hyperons étranges et multi-étranges dans les collisions Pb-Pb, divisé par le nombre de nucléons participant à la collision (N_{wound}), et rapporté à la même quantité mesurée dans les interactions p-Be, en fonction de N_{wound} [14][15].

étranges [13]. Dans un gaz hadronique ordinaire, celle-ci est limitée par la masse élevée du quark s ($\sim 450 \text{ MeV}/c^2$). Ceci est d'autant plus vrai que le contenu en quarks s du hadron est élevé. Dans le QGP en revanche, la production de paires $s\bar{s}$ par fusion de gluons ou annihilation $q\bar{q}$ est favorisée, grâce à l'abaissement de la masse du quark s ($\sim 150 \text{ MeV}/c^2$) corrélié à la restauration de la symétrie chirale, et grâce au principe d'exclusion de Pauli qui limite la production des quarks plus légers (u et d). Cela se traduit, au moment de l'hadronisation, par un taux de production accru de particules étranges et multi-étranges, d'autant plus important que leur contenu en quarks s est élevé. Ce comportement, prédit par les modèles QGP, a été observé en comparant les résultats des collisions Pb-Pb avec ceux des collisions p-A obtenus par les expériences WA97/NA57 [14][15] menées auprès du SPS au CERN (Figure 1.7).

1.3.2 Production de photons et de dileptons thermiques

L'étude de la production des photons et des leptons est très intéressante car ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte. Une fois produits, ils traversent les différentes phases de la collision sans être affectés (ou très peu) par la matière nucléaire, transportant ainsi, sans altération, les informations sur l'état du système tel qu'il était au moment de leur formation jusqu'aux détecteurs.

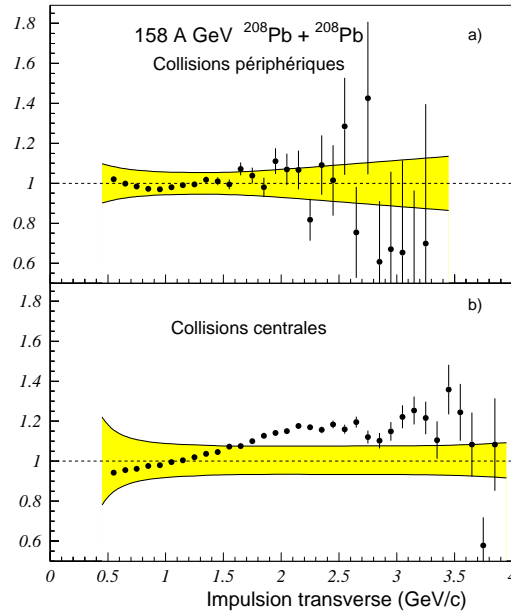


FIG. 1.8 – Rapport du nombre de photons mesurés sur le nombre de photons attendus en fonction de l'impulsion transverse des photons, dans les collisions Pb-Pb périphériques (a) et centrales (b) [18]. La zone grisée correspond aux erreurs de mesure systématiques.

En cas de formation d'un QGP, les modèles thermodynamiques [16][17] prédisent une production thermique de photons et de paires de leptons par annihilation $q\bar{q}$ et par diffusion Compton de gluons sur des quarks. Plusieurs expériences ont étudié cette signature du plasma. L'expérience WA98 [18] au CERN a ainsi observé une augmentation de la production de photons en fonction de leur impulsion transverse, dans les collisions Pb-Pb les plus

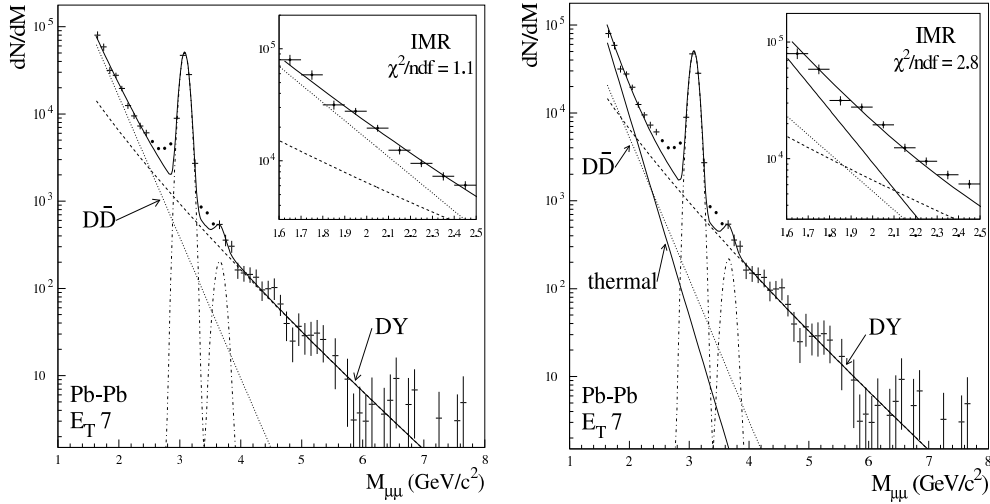


FIG. 1.9 – Spectres de dimuons obtenus par l'expérience NA50 en collision Pb-Pb centrale [21] et ajustés à partir de deux hypothèses différentes : une augmentation de la production de charme [22] (à gauche) ou une production de dimuons thermiques [23] (à droite).

centrales, par rapport à la production attendue (Figure 1.8). Les expériences HELIOS/3 [19], NA38 et NA50 [20] ont observé une surproduction de dimuons dans la région de masse comprise entre le ϕ et le J/ψ , entre certaines collisions noyau-noyau et les collisions p-noyau. La figure 1.9 montre les résultats obtenus par l'expérience NA50 en collision Pb-Pb centrale [21]. Les modèles de production thermique dans un QGP ne sont pas les seuls à pouvoir expliquer ces observations expérimentales. Leur interprétation n'est pas évidente, d'autant que les sources de "bruit de fond" sont nombreuses. Les plus gênantes sont sans doute la production de photons [24] et de dileptons thermiques [25][26] par le gaz hadronique qui est très similaire à la production prédite dans le QGP, ainsi que la production de charme ($D\bar{D}$) qui génère un continuum dimuons dans la même région de masse.

1.3.3 Modification des caractéristiques des résonances de basse masse

À l'approche de la restauration de la symétrie chirale, une modification de la fonction spectrale des résonances de basse masse est attendue [27]. Celle-ci se traduit, entre autres, par une diminution de la masse de ces résonances lorsqu'on augmente la température et la densité du milieu. La faible durée de vie du méson ρ , entraînant sa désintégration au coeur de la région d'interaction, rend celui-ci particulièrement intéressant à étudier. Les expériences NA45/CERES [28][29] ont étudié les résonances de basse masse au travers du canal de désintégration en diélectron. Elles ont observé une surproduction de diélectrons dans la fenêtre de masse $200 < M_{e^+e^-} < 700 \text{ MeV}/c^2$ d'un facteur $2.6 \pm 0.5 \pm 0.6$, dans les collisions Pb-Au, par rapport au taux de production attendu d'après les résultats des collisions p-A (Figure 1.10). Ces résultats peuvent s'expliquer par la restauration partielle de la symétrie chirale accompagnant la formation du QGP, mais également par la modification des propriétés des résonances dans un gaz hadronique chaud [30].

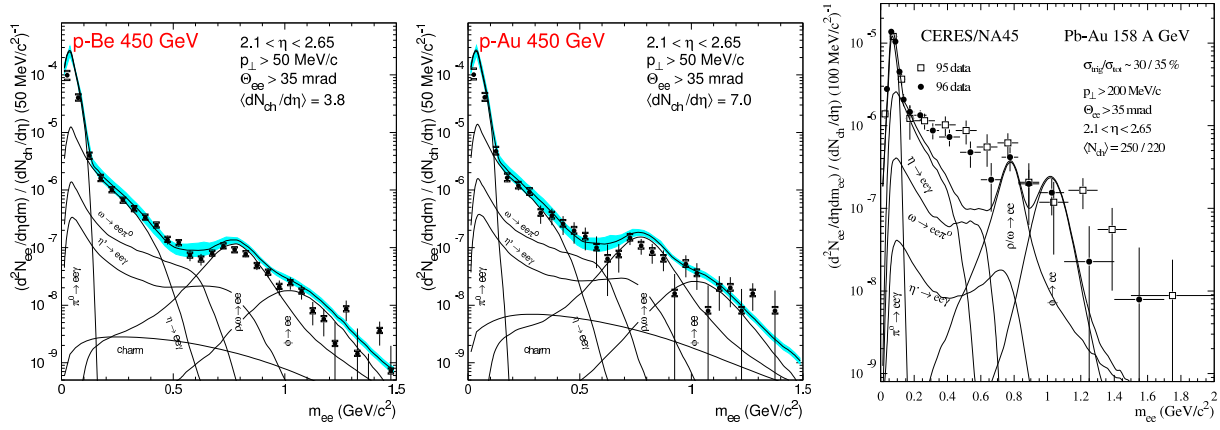


FIG. 1.10 – Spectres de diélectrons obtenus en collisions p -Be, p -Au et Pb-Au, ajustés à partir des différentes contributions hadroniques possibles [28][29].

1.3.4 Suppression des jets de partons ("Jet quenching")

Aux énergies du RHIC et du LHC, des partons de grande impulsion transverse peuvent être émis lors des collisions primaires nucléon-nucléon. Ceux-ci sont à l'origine (par fragmentation) de jets de particules "conduits" par l'une d'entre-elles, qualifiée de dominante car elle emporte à elle seule une grande partie de l'énergie du parton. La production de ces jets est sensible au milieu produit par la collision [31]. Les partons initiaux (colorés) ne sont en effet pas affectés de la même manière par un gaz hadronique et par un QGP. Ce dernier, possédant une grande densité de charge de couleur, a un pouvoir d'arrêt beaucoup plus important. La figure 1.11 montre l'évolution du rapport $R_{AB}(p_T)$ en fonction de l'impulsion transverse mesurée par l'expérience STAR [32] auprès du RHIC. La quantité $R_{AB}(p_T)$ est obtenue de la façon suivante :

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d\sigma_{AB}/d\eta d^2p_T}{\langle N_{bin} \rangle d\sigma_{NN}/d\eta d^2p_T} \quad (1.6)$$

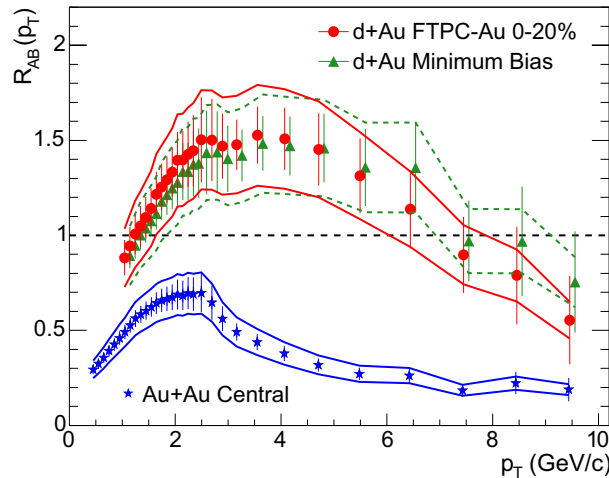


FIG. 1.11 – Rapport $R_{AB}(p_T)$ des hadrons chargés obtenu en collision d -Au et Au-Au à 200 GeV/c/nucléon [32].

Cette quantité représente le rapport du nombre de hadrons chargés produits dans les collisions A-B sur le nombre de hadrons chargés produits dans les collisions p-p. $\langle N_{bin} \rangle$ représente le nombre moyen d'interactions nucléon-nucléon dans les collisions A-B, calculé à partir de la géométrie de ces collisions. La forme de la distribution observée à p_T intermédiaire en collision d-Au est expliquée par l'effet Cronin [33] (diffusion multiple des partons dans la voie d'entrée, avant que ceux-ci n'interagissent pour former les hadrons). Cet effet disparaissant à grand p_T , le rapport attendu est de l'ordre de 1. On observe cependant une diminution de ce rapport d'un facteur 5 pour les hadrons de grand p_T (issus des jets) dans le cas des collisions Au-Au centrales. Ce phénomène, appelé "jet quenching", peut s'expliquer par la formation d'un QGP. D'autres résultats [32][34] montrent que la suppression des jets varie en fonction de leur orientation par rapport au plan de la collision. Cela donne ainsi une indication sur la forme de la zone de matière dense traversée.

1.3.5 Suppression des résonances de quarks lourds

Les résonances de quarks lourds ($c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) sont des sondes très intéressantes pour étudier la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons. Du fait de la masse élevée de ces quarks, elles ne peuvent être produites que dans les tous premiers instants de la collision, lors des interactions primaires nucléon-nucléon. Elles peuvent, en outre, se désintégrer en dileptons qui, on l'a vu (section 1.3.2), ont l'avantage de n'être que peu affectés par la matière nucléaire. Les premiers à s'être intéressés à ces résonances comme signature du déconfinement ont été Matsui et Satz en 1986 [35]. Ils ont prédit leur suppression en présence de QGP par le mécanisme d'écrantage de couleur (similaire à l'écrantage de Debye en électromagnétisme). Le potentiel de liaison des résonances est bien reproduit phénoménologiquement par la fonction suivante :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (1.7)$$

où le premier terme exprime le confinement (σ décrit la tension de la corde), tandis que le second (terme coulombien) exprime l'interaction à courte distance (α caractérise le couplage des quarks par échange de gluons). A l'intérieur d'un QGP, ce potentiel est écranté par la présence des charges de couleur alentour. On peut le réécrire de la façon suivante :

$$V(r) = \frac{\sigma}{\mu(T)} [1 - e^{-\mu(T)r}] r - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r} \quad (1.8)$$

où $\mu(T)$ est la masse d'écran, inversement proportionnelle à la longueur d'écran (rayon de Debye). Pour les grandes valeurs de r , le potentiel de liaison entre les quarks diminue exponentiellement avec la masse d'écran. A la limite $\mu(T) \rightarrow 0$, en revanche, on retrouve le potentiel confinant de l'équation 1.7. Lorsque la température (ou la densité d'énergie) du plasma augmente, la longueur d'écran diminue. Lorsque celle-ci devient inférieure à la taille de la résonance, cette dernière est "dissoute". Les quarks qui la composent, séparés dans l'espace, évoluent librement dans le QGP. Au moment de l'hadronisation, ils vont se lier avec des quarks plus légers, présents en abondance dans le plasma à l'inverse des quarks lourds, pour former des mésons à charme ou à beauté ouvert. La température de dissociation dépend de la taille des résonances. Par conséquent, ce modèle prévoit que le J/ψ , par exemple, sera supprimé avant l' Υ mais après le χ_c , ce dernier étant par ailleurs supprimé dès la formation du plasma. Le tableau 1.2 résume les caractéristiques des différentes résonances, ainsi

que leur température de dissociation (T_d) rapportée à la température de formation du QGP ($T_c \simeq 170 \text{ MeV}$). De récents calculs de la fonction spectrale du J/ψ suggèrent cependant que celui-ci pourrait survivre au déconfinement jusqu'à une température supérieure à $1.5 T_c$ [37].

résonance	J/ψ	χ_c (1P)	ψ'	Υ	χ_b (1P)	Υ'	χ_b (2P)	Υ''
M (GeV/c^2)	3.097	3.525	3.686	9.46	9.899	10.02	10.26	10.35
r (fm)	0.453	0.696	0.875	0.226	0.408	0.509	-	-
T_d/T_c	1.2	1	1	2.7	1.1	1.1	1	1
E_{dis} (GeV)	0.64	0.24	0.06	1.1	0.67	0.54	0.31	0.20

TAB. 1.2 – *Caractéristiques connues des résonances de quarks lourds : masse (M), taille (r), température de dissociation rapportée à la température de formation du QGP (T_d/T_c) et énergie de liaison qu'il est nécessaire de fournir pour dissocier la résonance en deux mésons à charme ou à beauté ouvert (à température nulle) [5][36].*

Cette vision macroscopique du déconfinement est corroborée par des considérations microscopiques [38]. La forte énergie de liaison du J/ψ et de l' Υ (dernière ligne du tableau 1.2) empêche leur dissociation par des gluons de basse impulsion. Dans un gaz hadronique ordinaire, les gluons confinés ont des moments assez faibles, comme l'indiquent les fonctions de distribution des partons mesurées dans les diffusions profondément inélastiques. Si on considère un gaz de pions à une température de 150 MeV par exemple, l'énergie moyenne des gluons est de l'ordre de 90 MeV seulement. La seule résonance qui peut être dissociée dans ces conditions est le ψ' . Dans un QGP en revanche, les gluons déconfinés emportent la totalité de l'impulsion conférée par la température du milieu. Si celle-ci est de 150 MeV , l'impulsion moyenne des gluons est aux alentours de 600 MeV , suffisante pour dissocier le χ_c et le J/ψ par exemple. La suppression de l' Υ en revanche nécessite une température du plasma plus élevée.

Les résultats expérimentaux concernant l'étude de la production du J/ψ menée au SPS sont présentés et commentés ci-après. La production des résonances de quarks lourds attendue aux énergies du LHC sera également traitée dans la dernière partie de ce chapitre.

1.4 Etude de la production du J/ψ au SPS, résultats expérimentaux

La production du J/ψ a été étudiée intensivement au SPS depuis 1986 avec des collisions d'ions légers et lourds (expériences NA38 et NA50), mais également en collisions p-p, p-d (expérience NA51) et p-A (expériences NA38 et NA50). Dans ces trois expériences, le J/ψ est détecté via son canal de désintégration dimuonique. Les résultats présentés dans cette section ont été obtenus par l'analyse du spectre en masse invariante des dimuons dans la région des grandes masses (typiquement au-delà de $2 \text{ GeV}/c^2$). Une description détaillée de ce type d'analyse, appliquée aux données enregistrées par l'expérience NA60 en collision In-In, est présentée dans le chapitre 7.

Il existe plusieurs façons d'étudier la production du J/ψ . On peut par exemple calculer sa section efficace. Pour cela, il faut connaître l'efficacité de détection de tous les détecteurs concernés, et l'intensité du ou des faisceaux pour calculer la luminosité. Chaque incertitude sur ces quantités est source d'erreurs systématiques sur la mesure de la section efficace. Une façon de s'affranchir de ces erreurs est de calculer le rapport de la section efficace de production du J/ψ sur la section efficace de production d'un autre processus connu. Les différentes efficacités et la luminosité disparaissent alors dans le rapport, de même que les erreurs associées.

1.4.1 La référence : le Drell-Yan

Le processus choisi pour servir de référence est le Drell-Yan (DY). Il s'agit d'une annihilation quark-antiquark en paire de muons qui se produit lors des collisions primaires nucléon-nucléon (figure 1.12). Sa section efficace totale de production dans les collisions A-B est donnée par la relation suivante :

$$\sigma_{AB}^{DY} = AB \times \sigma_{NN}^{DY} \quad (1.9)$$

où σ_{NN}^{DY} est la section efficace moyenne de production du DY dans les collisions nucléon-nucléon, qui tient compte du contenu en protons et en neutrons des noyaux A et B, et AB est le produit des masses atomiques de ces noyaux. Les muons étant insensibles à l'interaction forte, ils arrivent jusqu'aux détecteurs sans être perturbés. La section efficace de production du DY ne dépend donc pas du milieu produit par la collision. Ceci fait du Drell-Yan une bonne référence pour étudier la suppression du J/ψ ou d'autres résonances. La figure 1.13 présente le rapport des sections efficaces de production du DY mesurées sur théoriques, en fonction du produit AB , obtenu par les expériences NA51 [39], NA38 [40] et NA50 [41][42] pour différents types de collisions. La constance de ce rapport confirme le comportement prédit par l'équation 1.9 et l'absence de sensibilité du processus DY vis à vis du déroulement de la collision.

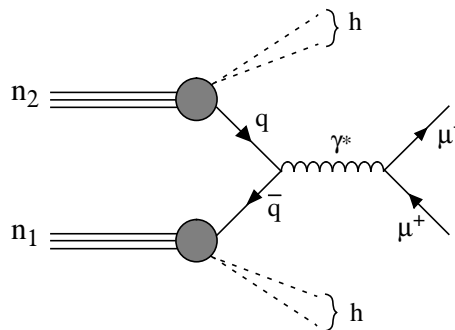


FIG. 1.12 – Diagramme de Feynman du processus Drell-Yan.

1.4.2 Mécanisme de formation du J/ψ

Comme on l'a déjà dit précédemment (paragraphe 1.3.5), les résonances de quarks lourds, telles que le J/ψ , se forment lors des collisions primaires nucléon-nucléon. Un des modèles proposés pour décrire leur mécanisme de formation est le modèle de l'octet de couleur [44].

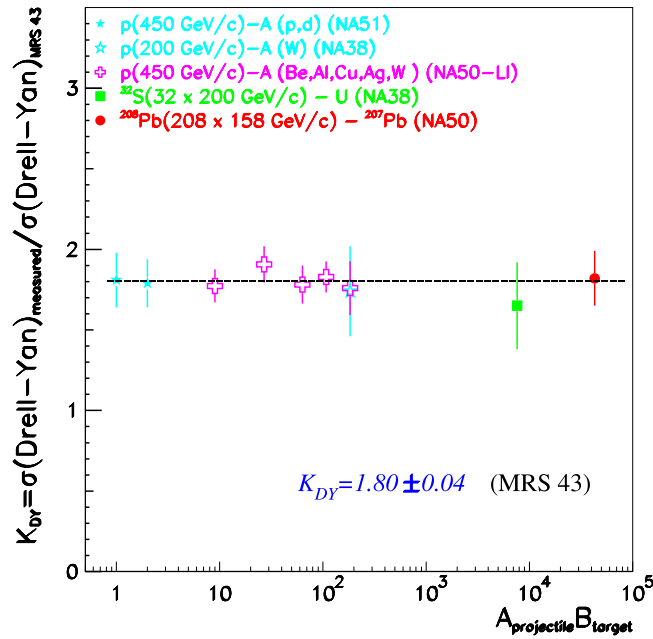


FIG. 1.13 – Rapport des sections efficaces de production du DY mesurées et théoriques, en fonction du produit AB . Les sections efficaces théoriques sont calculées à partir de la fonction de distribution des partons MRS A à l'ordre le plus bas (LO) [43].

Celui-ci est schématisé figure 1.14 dans le cas du J/ψ . La première étape est la création d'une paire $c\bar{c}$ par fusion de gluons. Afin d'assurer la conservation de la couleur, celle-ci est accompagnée d'un gluon et forme avec lui un état pré-résonant. Après un temps de relaxation ($0.3 \text{ fm}/c$ environ), le gluon colinéaire est absorbé, ce qui achève la formation de la résonance. Ce modèle est particulièrement efficace pour reproduire les mesures expérimentales de production du J/ψ sur plusieurs ordres de grandeurs en énergie (\sqrt{s}), comme on peut le voir sur la figure 1.15. Puisque le mécanisme de formation du J/ψ est un mécanisme "dur" (qui a lieu lors des collisions primaires nucléon-nucléon), sa section efficace totale de production dans les collisions A-B, en l'absence d'un quelconque mécanisme d'absorption, est du même

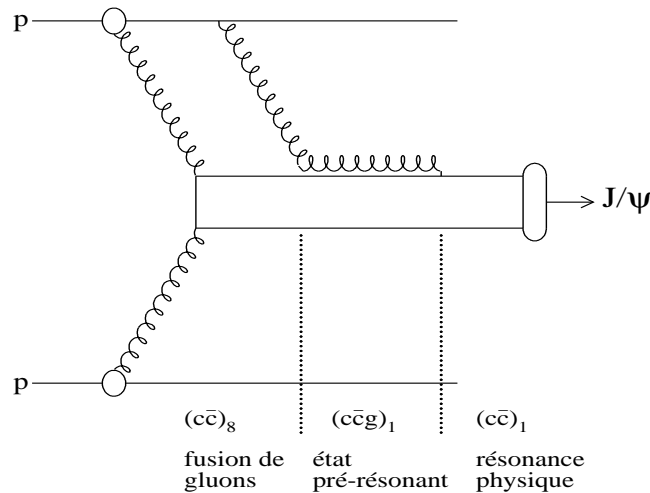


FIG. 1.14 – Principe de formation du J/ψ suivant le modèle de l'octet de couleur.

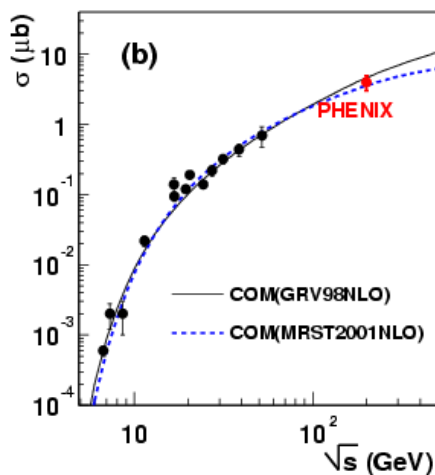


FIG. 1.15 – Section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision (\sqrt{s}) [45]. Les mesures sont comparées au modèle de l'octet de couleur avec deux types de fonction de distribution des partons différentes.

type que celle du DY :

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = AB\sigma_{pp}^{J/\psi} \quad (1.10)$$

1.4.3 Suppression "normale"

Le QGP ne peut se former que dans les collisions d'ions lourds où la densité d'énergie est suffisante. Il ne peut donc pas être produit dans des collisions p-A et encore moins p-p. Ces dernières sont donc particulièrement intéressantes pour servir de références et déceler un éventuel comportement anormal dans la production du J/ψ . Elles ont ainsi permis de comprendre les résultats obtenus par l'expérience NA38 en collision S-U [46][47], montrant une suppression du J/ψ par rapport à la production attendue pour un processus dur (voir équation 1.10). Celle-ci est en effet compatible avec l'extrapolation effectuée à partir des données p-A qui mettent également en évidence une suppression. La figure 1.16 montre les mesures des rapports des sections efficaces de production du J/ψ et du DY effectuées en collisions p-p, p-d [39], p-A [41][48][49] et S-U [40], en fonction de la quantité de matière nucléaire traversée par le J/ψ (L). Cette dernière est calculée par le modèle de Glauber (voir annexe A) à partir de la géométrie de la collision. Les différents points S-U correspondent à des valeurs du rapport obtenues pour différentes classes de centralité de la collision. Les décrochements observés sur la figure sont simplement dus aux changements d'énergie du faisceau et du domaine de rapidité étudié. L'ajustement des résultats, avec des normalisations libres pour prendre en compte ces décrochements, est effectué à l'aide du modèle de Glauber. Celui-ci permet de calculer les probabilités d'interaction nucléon-nucléon en fonction de la géométrie de la collision, en incluant une probabilité de survie du J/ψ dans la matière nucléaire (constituée par les autres nucléons du ou des noyau(x) en interaction). Le seul paramètre libre, en dehors des facteurs de normalisation, est la section efficace d'absorption du J/ψ dans la matière nucléaire, $\sigma_{abs}^{J/\psi}$. Comme on peut le constater, cet ajustement reproduit bien les résultats expérimentaux, indiquant qu'aucun autre mécanisme de suppression ne semble apparaître entre les collisions p-p (où il n'y a pas de suppression) et les

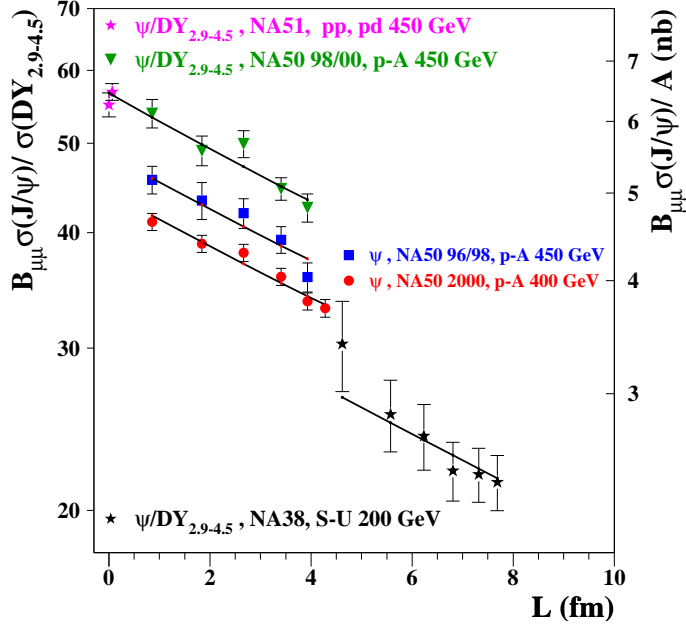


FIG. 1.16 – Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY , mesuré en collisions p - p , p - A et S - U , en fonction de la quantité de matière nucléaire traversée (L). Le facteur $B_{\mu\mu}$ correspond au rapport d'embranchement du J/ψ en deux muons (environ 6%). Ces résultats sont ajustés à l'aide du modèle de Glauber incluant une section efficace commune d'absorption dans la matière nucléaire [49].

collisions S - U . Un ajustement commun des données p - p , p - d et p - A effectué récemment permet d'obtenir $\sigma_{abs}^{J/\psi} \simeq 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}$ [50]. La grande énergie de liaison du J/ψ empêche sa dissociation directe par la matière nucléaire. La suppression observée est en fait interprétée par la dissociation de l'état pré-résonant, faiblement lié et de durée de vie suffisante, avant la formation du J/ψ . Cette suppression de l'état pré-résonant du J/ψ dans la matière nucléaire est communément appelée suppression normale.

1.4.4 Suppression "anormale"

Les données enregistrées par l'expérience NA50 en collision Pb - Pb à $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon [51][52] montrent une suppression anormale du J/ψ par rapport à l'absorption attendue dans la matière nucléaire, d'après les résultats des expériences NA38 [40][53][54] et NA51 [39] (voir figure 1.17). Ceci suggère l'apparition d'un nouveau mécanisme de suppression. Une étude du rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ en fonction de la centralité de la collision Pb - Pb a été effectuée [55][56][57] et comparée aux résultats obtenus dans les collisions p - p , p - A et S - U . L'ensemble est présenté sur les figures 1.18 en fonction du nombre de nucléons participant à la collision et de la densité d'énergie produite. Dans les deux cas, les données sont comparées aux valeurs attendues si l'on ne prend en compte que l'absorption normale. On s'aperçoit que la suppression anormale apparaît dans les collisions Pb - Pb semi-centrales, et ce, de façon assez soudaine. On peut également constater la présence d'un léger palier, mais pas de saturation dans les collisions les plus centrales. L'allure de cette suppression peut s'interpréter dans les modèles QGP comme la dissociation du χ_c suivie de celle du J/ψ . Cette interprétation s'ap-

puie sur le fait qu'environ 40% des J/ψ mesurés proviennent en réalité de la désexcitation du χ_c . Plusieurs modèles théoriques ont été proposés pour expliquer ces résultats sans faire appel au Plasma de Quarks et de Gluons. Certains évoquent une suppression par les hadrons comobiles (les "comovers"). Un autre fait appel au phénomène de percolation, qui serait un précurseur de la formation du QGP thermalisé. Ces deux types de modèles sont présentés ci-après.

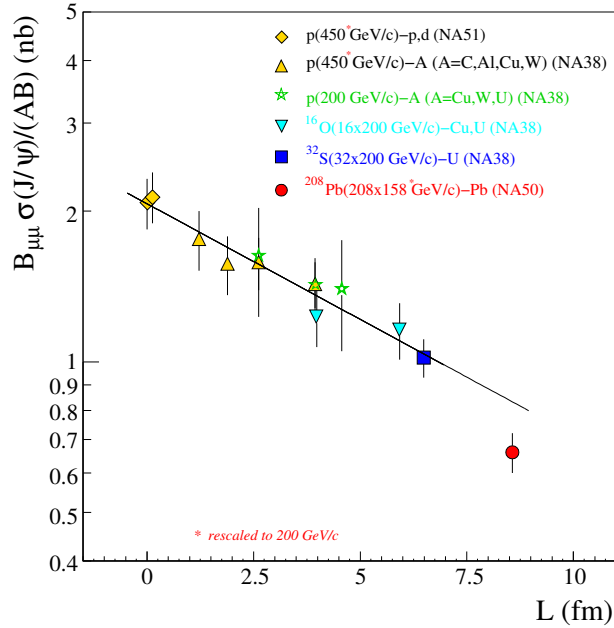


FIG. 1.17 – Section efficace de production du J/ψ en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée (L). La courbe correspond à l'absorption normale attendue.

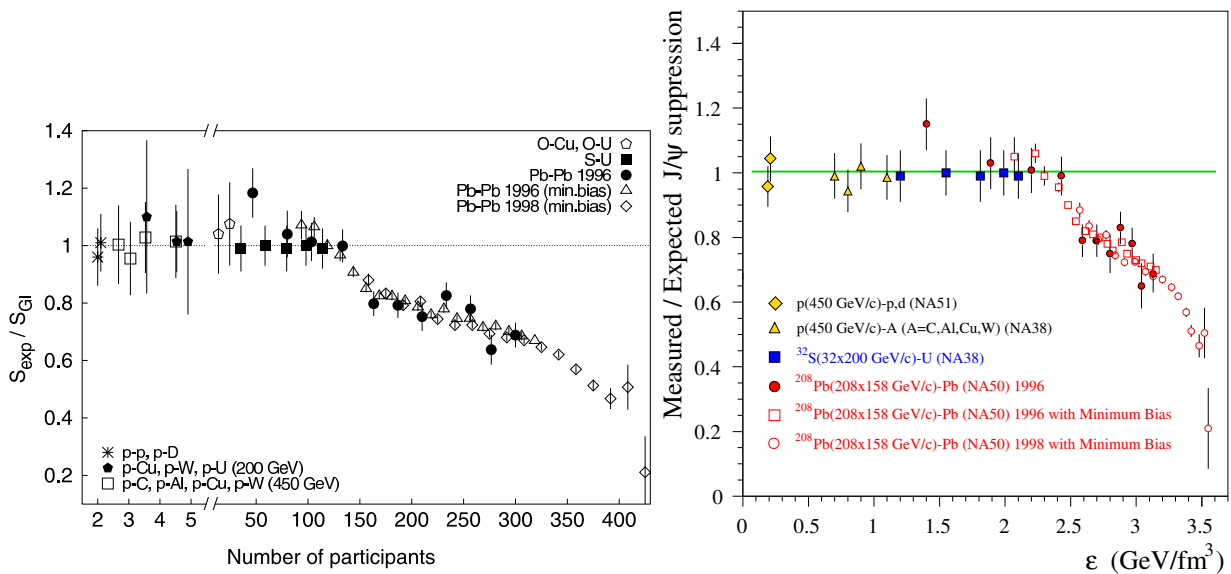


FIG. 1.18 – Taux de production du J/ψ mesuré, rapporté au taux de production attendu lorsque seule l'absorption normale est prise en compte, en fonction du nombre de nucléons participant à la collision (à gauche) et de la densité d'énergie produite (à droite).

Absorption par les "comovers"

Les "comovers" sont les hadrons secondaires produits dans la collision et se déplaçant avec le J/ψ . Ils sont formés après un temps de 1 ou 2 fm/c, supérieur au temps de vie de l'état prérésonant. Ils interagissent avec le J/ψ via des collisions inélastiques du type :

$$J/\psi + h \rightarrow D\bar{D} + X \quad (1.11)$$

La suppression par les "comovers" est prise en compte, dans les modèles, par une probabilité de survie supplémentaire dans le calcul des sections efficaces de production du J/ψ par le modèle de Glauber. On rappelle que celui-ci inclut déjà une probabilité de survie qui rend compte de l'absorption normale dans la matière nucléaire. Les "comovers" agissent sur le J/ψ depuis l'instant de leur formation jusqu'au moment du découplage. Suivant les modèles, celui-ci survient lorsque le J/ψ sort du gaz hadronique, ou lorsque la densité de ce dernier est suffisamment basse. Les modèles de type "comovers" prédisent une suppression progressive du J/ψ , déjà présente dans les collisions S-U et les collisions Pb-Pb les plus périphériques. Par conséquent, ils peinent à expliquer l'apparition brutale de l'absorption anormale dans les collisions Pb-Pb semi-centrales. Les figures 1.19 présentent différents modèles de type "comovers", ajustés sur les données Pb-Pb mesurées par l'expérience NA50.

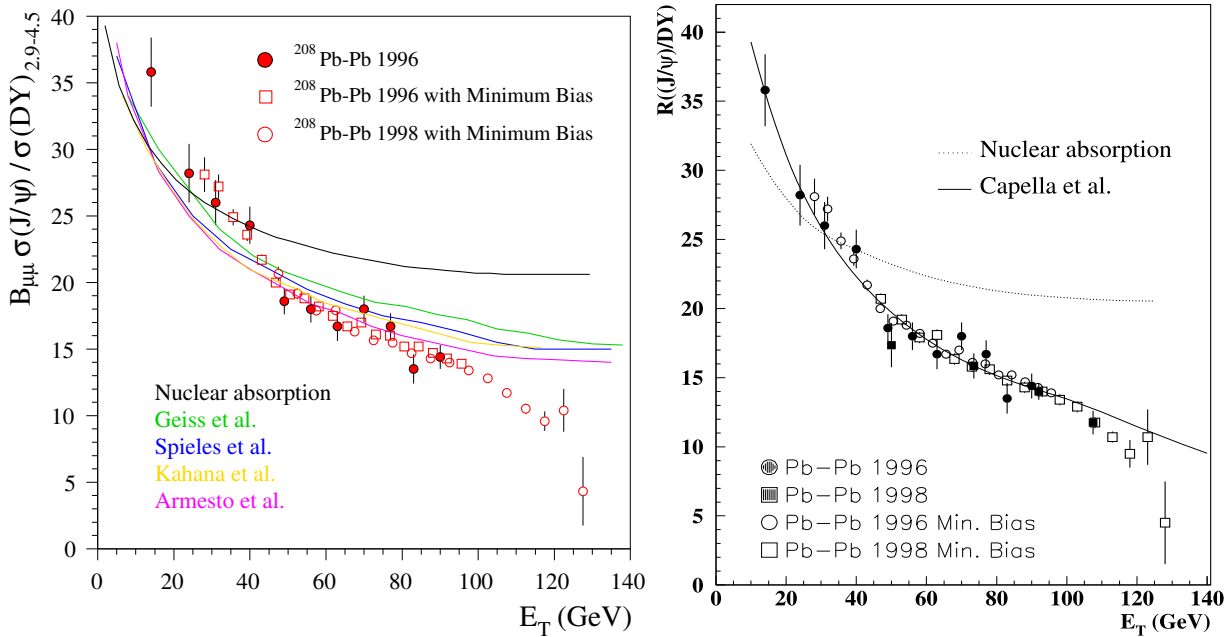


FIG. 1.19 – Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en fonction de l'énergie transverse libérée par la collision, ajusté par différents modèles de type "comovers" [58][59][60][61][62].

Percolation

Si la densité de partons dans l'état initial de la collision est suffisante, des condensats de partons déconfinés peuvent se former : c'est le mécanisme de percolation [63][64]. Ces condensats sont les prémices de la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons en équilibre thermique. Ce modèle de percolation est un modèle géométrique, où la probabilité de percolation locale dépend de la densité locale de partons au moment de la collision. Cette

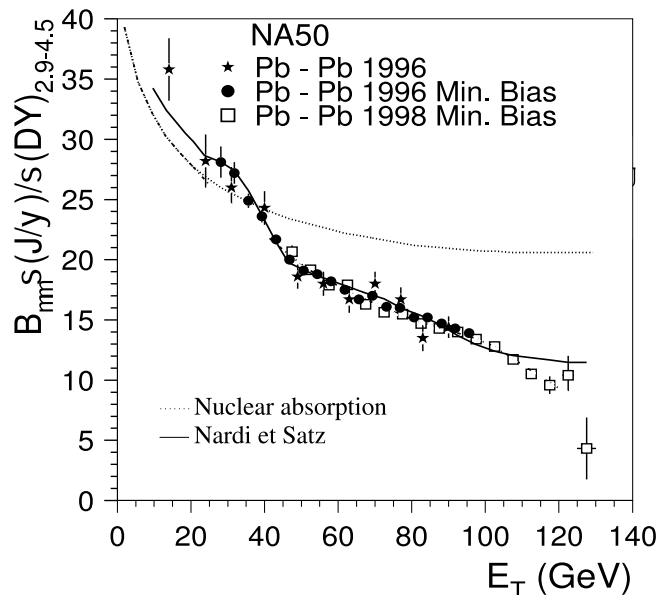


FIG. 1.20 – Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en fonction de l'énergie transverse libérée dans la collision, ajusté par le modèle de percolation [63].

dernière est calculée à partir de la distribution de Woods-Saxon des nucléons dans les noyaux, et des fonctions de distribution des partons dans les nucléons mesurées dans les collisions profondément inélastiques. La caractéristique fondamentale dans ce modèle est la présence d'une densité critique pour laquelle la probabilité de former des condensats de partons déconfinés augmente brutalement. Dans le cas de collisions A-A centrales, la densité critique est obtenue de la façon suivante :

$$n_c(A, Q_c, \sqrt{s}) = \frac{\eta_c}{\pi/Q_c^2} \quad (1.12)$$

où A est le nombre de masse des noyaux en collision, \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse par collision nucléon-nucléon, Q_c est l'échelle de résolution des condensats obtenue à partir des fonctions de distribution de partons, et η_c est le facteur de remplissage critique des amas de partons à partir duquel la percolation a lieu. ($\eta_c \simeq 1.72$). Ce facteur de remplissage varie en fonction de l'énergie et de la centralité de la collision. Pour les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s} = 17.4 \text{ GeV}$, sa valeur critique est atteinte pour un nombre de nucléons participants à la collision (fonction de la centralité) $N_{part} \simeq 125$. L'échelle de résolution des condensats formés est alors $Q_c \simeq 0.7 \text{ GeV}$. L'échelle typique du χ_c (proportionnelle à l'inverse de sa taille) est de 0.6 GeV environ. Celui-ci peut donc être supprimé par les condensats de partons dès que la densité critique est atteinte. En revanche, le J/ψ , de plus petite taille (échelle de $0.9 - 1.0 \text{ GeV}$), ne peut pas être supprimé dans les condensats produits au seuil de la percolation. Il ne pourra l'être que dans des collisions plus centrales, lorsque la densité de partons sera suffisante pour que l'échelle de résolution des condensats atteigne la valeur requise. Ce modèle de percolation prédit donc la suppression anormale du J/ψ en deux étapes dans les collisions Pb-Pb au SPS. La figure 1.20 montre la confrontation de ce modèle avec les résultats expérimentaux obtenus par NA50. Les différences entre le modèle de percolation et le modèle QGP se situent principalement au niveau des seuils de suppression prédits. Le seuil de dissociation du χ_c serait plus bas en cas de formation d'un plasma tandis que l'inverse se produirait pour le J/ψ .

1.4.5 Suppression en fonction de l'impulsion transverse

Les résultats expérimentaux obtenus par NA3 [65] et NA38 [66][67][68], présentés figure 1.22 (figure du haut), montrent une modification de la distribution en impulsion transverse du J/ψ entre les collisions p-p, p-A et S-U qui se traduit par une augmentation de l'impulsion transverse carrée moyenne ($\langle p_T^2 \rangle$) proportionnellement à la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L). On rappelle que cette dernière est calculée à partir du modèle de Glauber (voir annexe A) et est nulle dans les collisions p-p. Cette augmentation du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ est interprétée par la diffusion multiple des partons dans la voie d'entrée [69][70], similaire à l'effet Cronin pour les hadrons secondaires. Dans le cas du J/ψ , avant de fusionner pour former la paire $c\bar{c}$, chacun des gluons subit un certain nombre de diffusions sur les nucléons du noyau en interaction avec celui auquel il appartient, comme illustré figure 1.21. A chaque diffusion, l'impulsion du gluon est modifiée de sorte que son impulsion transverse a globalement tendance à augmenter. C'est un phénomène de type marche aléatoire qui se traduit donc par une augmentation du $\langle p_T^2 \rangle$ proportionnelle au nombre de diffusions, donc à la longueur de matière nucléaire traversée. Cette augmentation s'ajoute à la valeur de $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$ du J/ψ en collision p-p (en l'absence de la diffusion des gluons) :

$$\langle p_T^2 \rangle = \langle p_T^2 \rangle_{pp} + L\rho_0\sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN} \quad (1.13)$$

où ρ_0 représente la densité moyenne de nucléons, σ_{gN} la section efficace de diffusion gluon-nucléon et $\langle p_T^2 \rangle_{gN}$ l'accroissement moyen du $\langle p_T^2 \rangle$ à chaque diffusion. Le produit $\rho_0\sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN}$ est traité comme une seule variable au cours de l'ajustement. On peut voir sur la figure que l'accord est excellent, depuis les collisions p-p jusqu'aux collisions S-U.

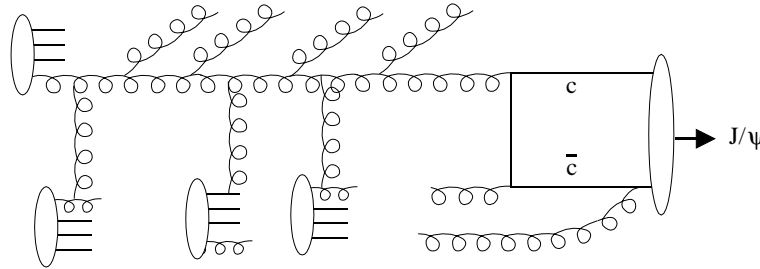


FIG. 1.21 – Illustration de la diffusion des partons dans la voie d'entrée.

Certains modèles prédisent une modification de la valeur du $\langle p_T^2 \rangle$ par rapport à celle prédite par l'équation 1.13, en cas de formation d'un QGP. L'un d'entre eux [71], par exemple, prévoit une diminution de cette valeur dans les collisions Pb-Pb, corrélée à la suppression anormale du J/ψ observée. D'après ce modèle, puisque la formation du plasma est attendue préférentiellement au centre de la zone de recouvrement des noyaux (là où la densité d'énergie est la plus élevée), les J/ψ supprimés seront ceux produits dans cette région. Or, ces J/ψ sont justement ceux dont l'impulsion transverse est la plus augmentée par les diffusions multiples des gluons (L est maximale dans cette région). D'où la diminution du $\langle p_T^2 \rangle$ attendue. D'autres modèles [72] prédisent au contraire une augmentation du $\langle p_T^2 \rangle$ en cas de formation d'un QGP. Ces modèles arguent que le temps de formation du J/ψ permettrait à ceux de plus grand p_T de s'échapper de la zone déconfinée sans être supprimés.

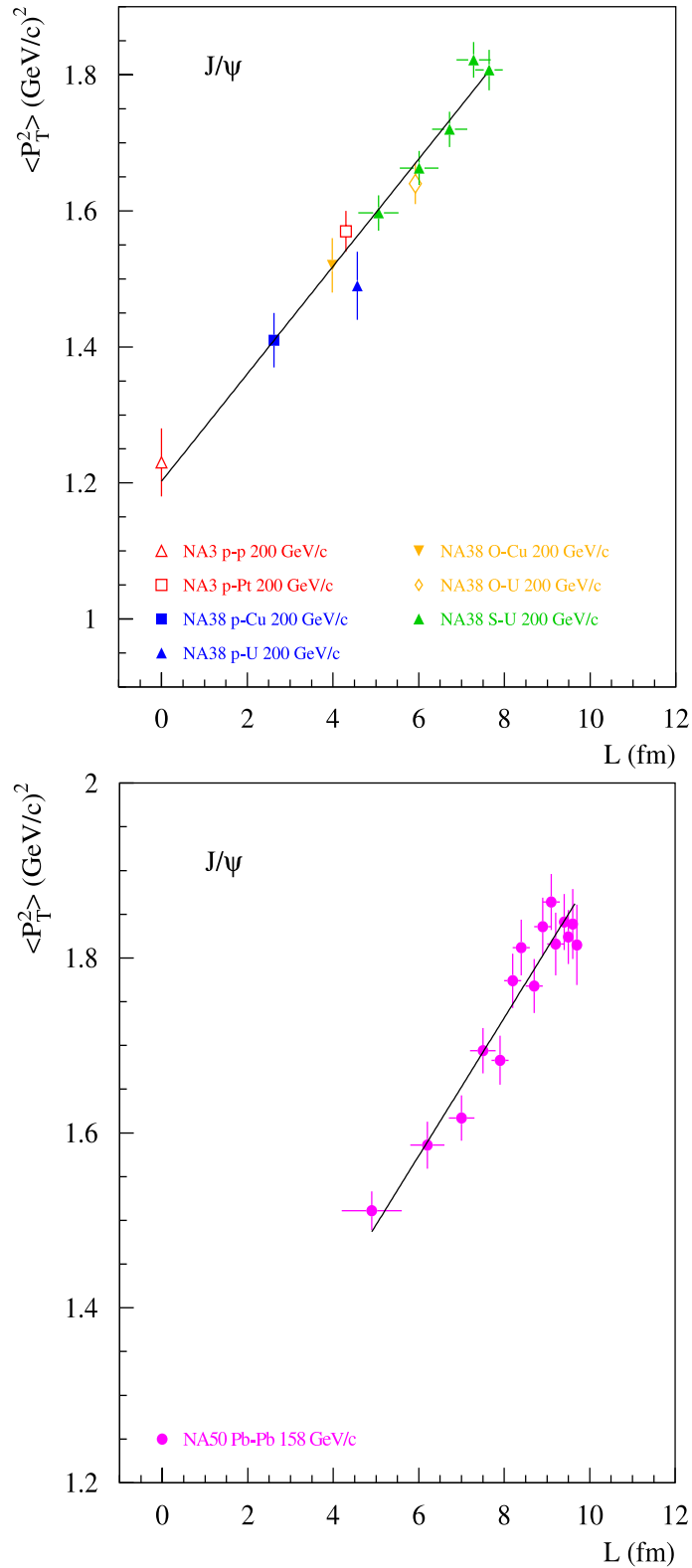


FIG. 1.22 – Valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ obtenues par les expériences NA3 et NA38 (en haut), ainsi que par l'expérience NA50 pour différentes classes de centralité (en bas), représentées en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée et ajustées par le modèle de diffusion des partons dans la voie d'entrée.

La figure 1.22 (figure du bas) présente les résultats obtenus par l'expérience NA50 [73] en collision Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$, pour différentes classes de centralité, en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée. Comme on peut le constater, le modèle de diffusions multiples des gluons dans la voie d'entrée (représenté par la droite sur la figure) reproduit bien les résultats expérimentaux. Lors de l'ajustement, avec ce modèle, des valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ mesurées, le terme $\rho_0 \sigma_{gN} \langle p_T^2 \rangle_{gN}$ de l'équation 1.13 est fixé à sa valeur obtenue lors de l'ajustement représenté figure 1.22 (figure du haut). Seul le terme $\langle p_T^2 \rangle_{pp}$ est laissé libre car sa valeur dépend de l'énergie du faisceau. Il semble donc qu'aucun effet supplémentaire ne soit nécessaire pour reproduire les valeurs de $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ depuis les collisions p-p jusqu'aux collisions Pb-Pb les plus centrales. Le phénomène physique (QGP ?) responsable de la suppression anormale du J/ψ n'aurait donc pas d'effet spécifique sur la distribution en p_T des J/ψ survivants, du moins aux énergies du SPS.

1.5 Etude de la production des quarkonia au LHC

Avec une énergie disponible dans le centre de masse 30 fois supérieure aux énergies du SPS, des phénomènes nouveaux vont compliquer l'analyse de la production du J/ψ aux énergies du LHC. Le premier est le mécanisme de "shadowing" [74]. Il s'agit d'une modification des fonctions de distribution des partons (PDF) dans les nucléons, lorsque ceux-ci se trouvent à l'intérieur d'un noyau. Il est représenté par le rapport suivant :

$$R_A(x, Q^2) = \frac{f_A(x, Q^2)}{A \cdot f_n(x, Q^2)} \quad (1.14)$$

où le terme au numérateur est la PDF dans un noyau de masse atomique A , tandis que le terme au dénominateur est la PDF dans un nucléon seul que multiplie A . Ce rapport, représenté dans le cas des gluons sur la figure 1.23 pour différentes valeurs de moment transféré Q^2 , varie en fonction de la fraction d'impulsion x emportée par les partons. Les zones correspondant aux énergies du SPS, du RHIC et du LHC sont également représentées sur la

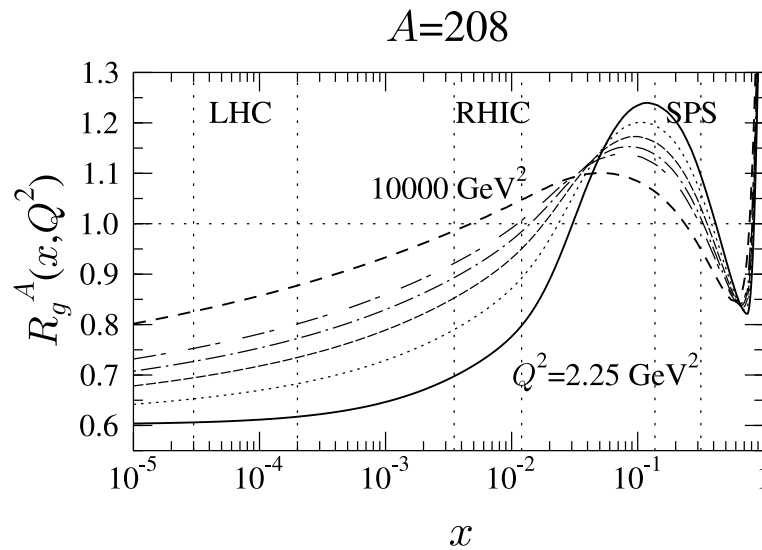


FIG. 1.23 – Evolution du rapport $R_A(x, Q^2)$ en fonction de x pour différentes valeurs de Q^2 , d'après le modèle EKS98 [75] appliqué aux gluons dans le noyau de plomb ($A = 208$).

figure. Alors qu'un phénomène d'"anti-shadowing" est plutôt attendu aux énergies du SPS (rapport supérieur à 1), le phénomène de "shadowing" (rapport inférieur à 1) sera, lui, très présent aux énergies du LHC. Ce phénomène a pour conséquence une baisse de la densité moyenne de gluons entre les collisions p-p et les collisions Pb-Pb au LHC, qui se traduit par une baisse de la production du J/ψ . On rappelle que ce dernier est principalement formé par fusion de gluons. L'étude des collisions p-A dans lesquelles le QGP ne peut se former devrait permettre d'étudier le "shadowing" et servir ainsi de référence pour l'étude des collisions noyau-noyau.

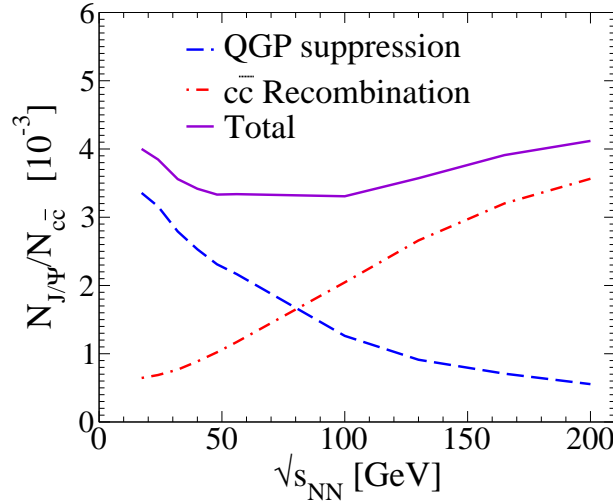


FIG. 1.24 – Rapport du nombre de J/ψ attendu sur le nombre de paires $c\bar{c}$ produites aux énergies du SPS et du RHIC [77][78].

Une deuxième conséquence de l'augmentation de l'énergie de la collision est un accroissement de la section efficace des processus durs. En effet, la fraction de particules produites par ces processus passe de 2% au SPS à 98% au LHC. La production d'une centaine de paires $c\bar{c}$ environ est ainsi attendue dans les collisions Pb-Pb. La formation de nombreux J/ψ est donc à prévoir. La coalescence [76] est un des mécanismes avancés conduisant à la production secondaire de J/ψ . Dans le modèle de suppression des quarkonia par le QGP présenté section 1.3.5, une des hypothèses importantes était la faible abondance des quarks lourds dans le plasma. Ceci défavorisait la production statistique de résonances lors de la phase d'hadronisation, au profit d'une recombinaison des quarks lourds avec d'autres quarks plus légers présents en abondance, pour former des mésons à charme (où à beauté) ouvert(e). Comme nous venons de le voir, cette hypothèse n'est plus valable pour les quarks c aux énergies du LHC. La recombinaison statistique (ou coalescence) des paires $c\bar{c}$ conduisant à la formation de J/ψ est non seulement prévue au LHC, mais en plus cette production secondaire devrait dépasser la suppression attendue par le QGP, comme le montre la figure 1.24. On prévoit donc une surproduction de J/ψ dans les collisions d'ions lourds au LHC. D'autres sources de production de charme que les collisions primaires nucléon-nucléon peuvent également être envisagées. On peut noter par exemple les rediffusions parton-parton durant la phase de thermalisation du QGP, ou encore la production thermique durant la phase QGP, si la température atteinte est suffisante. Ce sont autant de mécanismes pouvant conduire à une augmentation de la production de J/ψ .

L'accroissement de l'énergie de la collision aura également pour conséquence d'autoriser la production de paires $b\bar{b}$. Ceci est encore une source de complication pour l'étude du J/ψ . En effet, une partie des J/ψ observés proviendra de la désintégration des mésons B. En contre partie, il sera possible d'étudier la production des différentes résonances de la famille du Υ . La production de ces résonances (toujours par fusion de gluons) restant relativement rare compte tenu de leur grande masse, les modèles QGP prédisent leur suppression au-delà d'une certaine température de plasma (voir section 1.3.5). L' Υ au LHC va donc tenir le rôle du J/ψ au SPS, en tant que signature du QGP. L'expérience ALICE, et plus particulièrement son spectromètre à muons, sont consacrés à l'étude des quarkonia au LHC. L'optimisation de ce spectromètre, nécessaire pour atteindre la résolution suffisante à la mesure de ces résonances, fait l'objet des prochains chapitres de cette thèse. Nous reviendrons ensuite sur l'étude de la production du J/ψ au SPS, avec l'analyse des données collectées par l'expérience NA60.

Chapitre 2

L'expérience ALICE

Sommaire

2.1	Le programme de collisions au LHC	31
2.2	Le potentiel de physique d'ALICE	33
2.3	Le détecteur ALICE	33
2.4	Le spectromètre à muons	37

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [79] est une expérience dédiée à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Elle est installée auprès du collisionneur LHC au CERN, avec trois autres expériences : ATLAS [80], CMS [81] et LHCb [82]. Les deux premières présentent également un programme d'étude des collisions d'ions lourds. Elles sont néanmoins plus particulièrement consacrées à l'étude du Modèle Standard et de ses extensions supersymétriques, avec notamment la recherche du(des) boson(s) de Higgs. La troisième, LHCb, est quant à elle dédiée à l'étude de la beauté avec, entre autre, une nouvelle mesure de la violation de CP et la détermination des angles du Triangle d'Unitarité.

2.1 Le programme de collisions au LHC

Le LHC [83] (figure 2.1) est actuellement en construction dans l'ancien tunnel du LEP. D'une circonférence de 26.67 km , il possède huit sections droites abritant les quatre expériences, deux complexes de nettoyage des faisceaux, un système d'accélération radiofréquence, et un système de décharge des faisceaux hors de l'accélérateur en cas de problème. Les ions sont injectés dans les deux voies de faisceaux du collisionneur par le SPS. Plus de 1200 aimants supra-conducteurs sont utilisés pour courber la trajectoire de ces ions. Ils sont refroidis à des températures de 2°K par de l'hélium superfluide, et délivrent un champ magnétique de 8.4 T .

Le programme de physique de l'expérience ALICE est conçu autour des différents types d'interactions programmées au LHC [84].

Layout of the LEP tunnel including future LHC infrastructures.

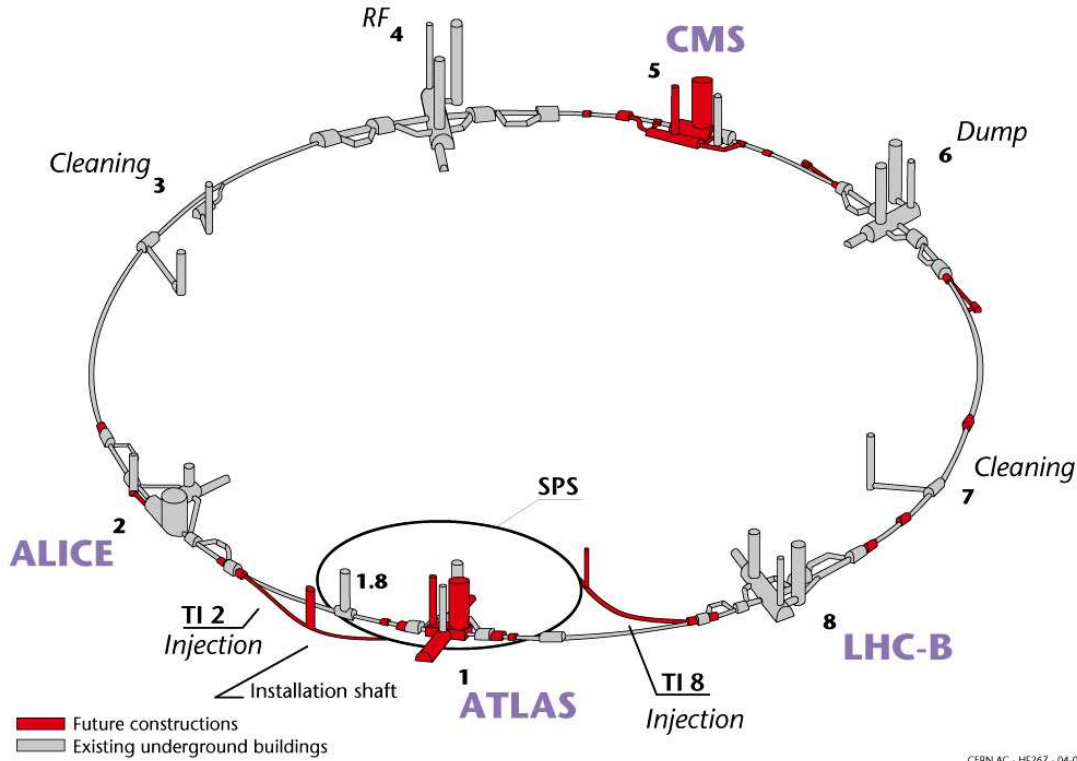


FIG. 2.1 – Vue schématique du LHC et de l'implantation des différentes expériences.

Collisions p-p

L'énergie standard des faisceaux de protons est de 7 TeV pour une luminosité nominale de $10^{34}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette dernière devra néanmoins être réduite à $3\cdot 10^{30}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ environ pour ALICE afin de limiter les empilements d'évènements dans la chambre à projection temporelle (TPC). Deux solutions existent pour réduire la luminosité : étaler transversalement les faisceaux ou les dévier légèrement pour que seule une partie se rencontre au point de croisement.

Compte-tenu des programmes de physique des trois autres expériences, les collisions p-p correspondent au mode principal de fonctionnement du LHC. Pour ALICE, ce type d'interactions servira de référence pour l'étude des collisions noyau-noyau. De nombreuses mesures complémentaires à celles effectuées par ATLAS et CMS seront également possibles.

Collisions noyau-noyau

Environ un mois par an sera consacré à l'étude des interactions d'ions lourds avec principalement des collisions Pb-Pb. L'énergie standard des faisceaux de plomb est de 2.75 TeV par nucléon pour une luminosité de $10^{27}\text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, toujours limitée par le temps de réponse de la TPC. Ce mode de fonctionnement du LHC est bien évidemment dédié à l'étude du Plasma de Quarks et de Gluons. Afin de faire varier la densité d'énergie produite par la collision, des systèmes de masses intermédiaires seront également étudiés par la suite.

Collisions p-noyau

Le programme du LHC prévoit également des interactions p-noyau. Celles-ci sont très intéressantes pour étudier, en l'absence de formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons, l'absorption nucléaire normale des résonances de quarks lourds (J/ψ , Υ , ...) par exemple, et notamment le "gluon shadowing" (modification de la fonction de structure des gluons dans le milieu nucléaire), qui devient très important aux énergies du LHC. Les collisions p-noyau serviront donc de références pour l'étude du déconfinement en collision noyau-noyau.

2.2 Le potentiel de physique d'ALICE

Afin d'étudier en détail le déroulement des différentes collisions prévues au LHC, et plus particulièrement les collisions d'ions lourds, l'expérience ALICE sera sensible à un grand nombre de signaux [85][86][87]. On peut citer par exemple les différentes observables globales telles que la multiplicité, l'énergie transverse, le nombre de nucléons spectateurs, ... qui donnent accès, entre autres, au nombre de nucléons participant à la collision et à la densité d'énergie produite. On peut mentionner également la production des résonances de quarks lourds (J/ψ , Υ) qui permet de sonder le déconfinement ; la production de charme qui permet d'étudier les premières étapes de la collision (thermalisation, ...); les photons directs produits thermiquement par le plasma ; les particules de grande impulsion transverse sensibles à la perte d'énergie des partons dans le QGP ("jet quenching"). On peut signaler encore la production de l'étrangeté (production des hypérons, ...) ou les caractéristiques des résonances de basse masse (ρ , ω , ϕ) qui permettent d'étudier la restauration de la symétrie chirale ; la multiplicité des différentes particules qui donne des indications sur le degré d'équilibre chimique ; les distributions en impulsion transverse de ces particules qui sont utilisées pour mesurer leur température et étudier la dynamique de la collision.

Les performances du détecteur permettent également d'exploiter la grande multiplicité de particules produites lors des collisions d'ions lourds (plusieurs milliers), en mesurant la plupart des signaux précédents, événement par événement. On a ainsi accès aux fluctuations non statistiques entre événements et aux effets collectifs (flot transverse, interférométrie). Il sera ainsi possible, entre autres, d'étudier les phénomènes critiques pouvant accompagner la transition de phase QGP / gaz hadronique, la nature de cette dernière (premier ou deuxième ordre), la dynamique de la dilatation dans la phase hadronique ou encore la géométrie du "freeze out" pour différentes particules.

2.3 Le détecteur ALICE

Une vue schématique du détecteur ALICE est présentée figure 2.2. Il est globalement constitué de deux parties : le tonneau central [88] dédié à la mesure des hadrons, des photons et des électrons, et le spectromètre à muons [89] qui, lui, n'est conçu que pour mesurer des muons. Le tonneau central est lui-même composé de plusieurs détecteurs, tous plongés dans le champ magnétique solénoïdal délivré par l'ancien aimant de l'expérience L3. L'ensemble de ces détecteurs est nécessaire pour séparer et identifier les milliers de particules émises lors des collisions Pb-Pb. Le système de trajectographie interne (ITS) et la chambre à projection temporelle (TPC) servent ainsi à la reconstruction de la trajectoire des particules chargées,

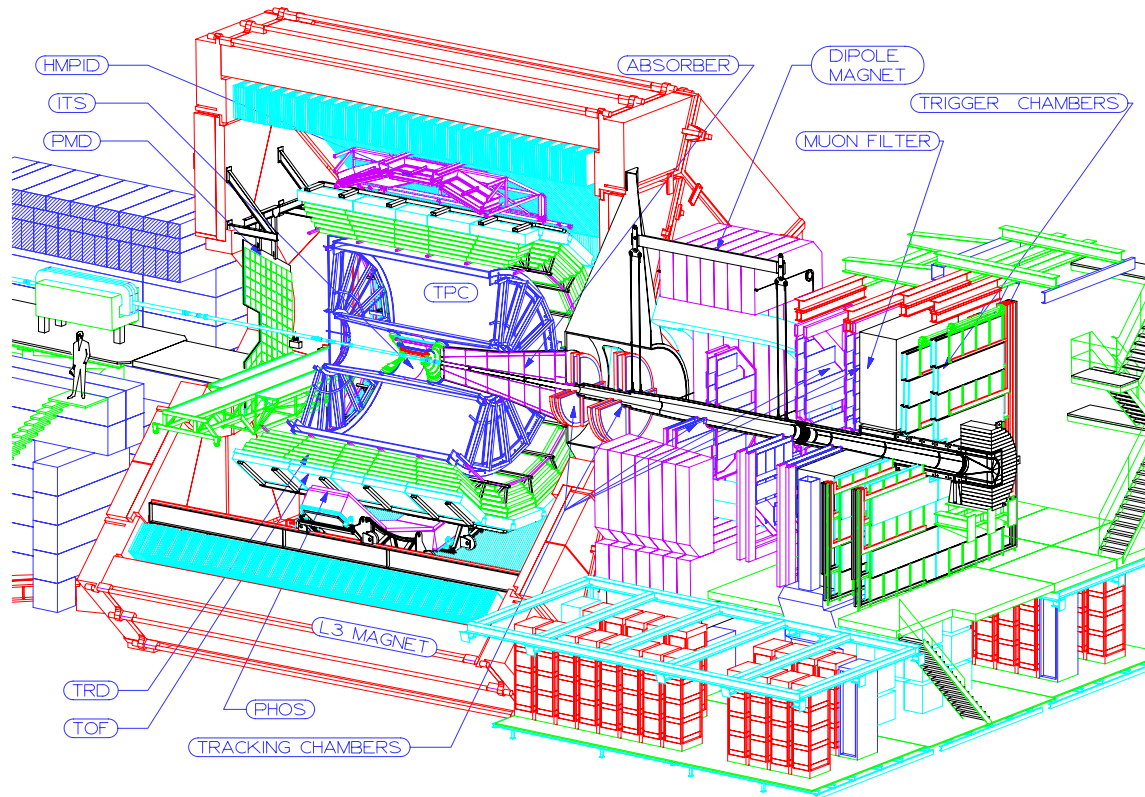


FIG. 2.2 – Vue schématique du détecteur ALICE.

et participent également à leur identification. Le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur de temps de vol (TOF), et le détecteur pour l'identification des particules de grande impulsion (HMPID) servent à l'identification des particules. Le spectromètre à photons (PHOS) est, quant à lui, dédié à la mesure des photons. Il existe également un certain nombre de détecteurs aux petits angles [90], de taille plus modeste, qui servent principalement à l'étude des caractéristiques globales de la collision (paramètre d'impact, multiplicité, ...), ou participent au système de déclenchement d'ALICE. Dans la suite de ce chapitre, nous allons décrire brièvement l'ensemble des détecteurs appartenant au tonneau central ou étant situés aux petits angles. Le spectromètre à muons sera, quant à lui, présenté de façon plus détaillée dans la dernière partie du chapitre, puisqu'il fait l'objet d'une étude menée dans ce document.

2.3.1 Les détecteurs du tonneau central

Le système de trajectographie interne (ITS)

L'ITS est formé de six couches de détecteurs de silicium pour une couverture en pseudo-rapidité de ± 0.9 . Les deux couches les plus internes sont situées immédiatement après le tuyau de l'accélérateur à des rayons de 4 et 7 cm. Elles sont composées d'environ $15 \cdot 10^6$ pixels de silicium de $50 \times 300 \mu\text{m}^2$. Les deux couches intermédiaires sont situées à des rayons de 14.9 et 23.8 cm. Elles sont composées de détecteurs silicium à dérive de $150 \times 300 \mu\text{m}^2$. Les deux couches les plus externes sont situées à des rayons de 39.1 et 43.6 cm. Elles sont composées de semi-conducteurs en micropistes de silicium de $0.9 \mu\text{m} \times 3 \text{ cm}$. La très grande granularité de l'ITS permet de mesurer plus de 15000 traces de particules

chargées simultanément. Le rôle principal du détecteur est la mesure des vertex primaires et secondaires, nécessaires à la reconstruction complète des désintégrations des mésons charmés et des hypérons. L'ITS participe également à l'identification (grâce à la mesure de leur perte d'énergie) et à la reconstruction des trajectoires des particules, notamment celles de faible impulsion ($< 100 \text{ MeV}/c$), qui n'arrivent pas jusqu'à la TPC.

La chambre à projection temporelle (TPC)

Le rayon interne de la TPC est de 85 cm , limité par la densité maximale d'impacts acceptable : 0.1 cm^{-2} . Son rayon externe est de 250 cm , nécessaire pour mesurer la perte d'énergie des particules avec une précision meilleure que 7%. Sa longueur de 5 m lui confère une couverture en pseudo-rapacité de ± 0.9 . Elle est remplie d'un mélange gazeux composé à 90% de néon et à 10% de CO_2 . Le temps de dérive des électrons d'ionisation est de $100 \mu\text{s}$ sur la distance de 2.5 m séparant l'électrode centrale des deux plans de lecture situés de part et d'autre. La TPC est le système principal de trajectographie des particules chargées dans la partie centrale d'ALICE. Malgré son temps de réponse plutôt long, elle constitue le système le mieux adapté aux grandes multiplicités attendues en collisions Pb-Pb centrales. Elle est en effet capable de séparer plus de 20000 traces différentes (environ 8000 par unité de pseudo-rapacité). Outre la mesure précise des caractéristiques cinématiques des particules laissant ces traces, jusqu'à des impulsions de $100 \text{ GeV}/c$, elle permet également de les identifier grâce à la mesure de leur perte d'énergie. La présence d'un important bruit de fond dû à la production massive de pions gênera néanmoins l'identification des électrons d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Ce problème est résolu par le TRD décrit ci-dessous.

Le détecteur à rayonnement de transition (TRD)

Le TRD, installé autour de la TPC, est constitué de six couches de détection, séparées chacune en 18 plans. Ces plans de détection sont composés d'un radiateur de 4.8 cm d'épaisseur et d'une chambre de lecture proportionnelle multi-fils. Le radiateur est formé par un empilement de feuilles de polypropylène séparées par des volumes remplis de CO_2 . La chambre est constituée d'une région de dérive et d'une région d'amplification plongées dans un mélange gazeux Xe/CO_2 (85%/15%). Le TRD a pour but d'identifier les électrons d'impulsion supérieure à $1 \text{ GeV}/c$. Associé à l'ITS et à la TPC, il permet ainsi d'étudier les dileptons dans une région en pseudo-rapacité de ± 0.9 , complémentaire à celle du spectromètre à muons. En particulier, il autorise l'étude des caractéristiques des résonances ρ , ω , ϕ , J/ψ et Υ . Il permet également d'étudier la production des mésons à charme et à beauté ouverts via leur canal de désintégration semi-leptonique.

Le détecteur de temps de vol (TOF)

Le TOF est installé à un rayon moyen de 380 cm . La mesure de temps de vol est effectuée à l'aide d'une série de chambres à plaques résistives multi-gap (MRPC). Ces chambres fonctionnent en mode avalanche, permettant ainsi d'atteindre une résolution temporelle de 150 ps . Ce détecteur est destiné à l'identification des particules chargées d'impulsion comprise entre 0.2 et $2.5 \text{ GeV}/c$. Il est capable en particulier de séparer avec une grande efficacité les pions, les kaons et les protons, permettant ainsi d'étudier l'interférométrie entre particules identifiées, de mesurer la multiplicité de ces particules, événement par événement, ou encore d'étudier les caractéristiques du méson ϕ .

Le détecteur pour l'identification des particules de grande impulsion (HMPID)

Le HMPID ne couvre que 5% de l'espace des phases de la partie centrale d'ALICE. Il est composé de sept détecteurs Čerenkov à imagerie annulaire (RICH) de $1.5 \times 1.5 m^2$, disposés sur une calotte sphérique dans la partie supérieure du tonneau central (détecteur asymétrique). Chacun de ces détecteurs est composé d'un radiateur liquide (du C_6F_{14}) et d'une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC) avec une photocathode de CsI. Leur éloignement vis-à-vis du faisceau (4.5 m) leur assure un environnement à faible densité de traces (moins de 100 par m^2), nécessaire à leur bon fonctionnement. Le HMPID permet de détecter les particules chargées d'impulsion transverse supérieure à $1 GeV/c$. Il renforce ainsi les capacités d'identification des autres détecteurs (ITS, TPC et TOF) et, surtout, étend la limite de discrimination pions/kaons à $3 GeV/c$ et kaons/protons à $5 GeV/c$. Ceci est, par exemple, essentiel pour étudier la production relative des protons et anti-protons, sensible au "jet quenching".

Le spectromètre à photons (PHOS)

Le PHOS est un calorimètre électromagnétique de haute granularité, composé de 17280 cristaux de $PbWO_4$ de dimensions $2.2 \times 2.2 \times 18 cm^3$. La lumière émise par chaque cristal est collectée par une photodiode munie d'un préamplificateur. Des chambres proportionnelles multi-fils (MWPC), installées sur la face avant du détecteur, servent de veto pour les particules chargées. Le tout, installé à 4.6 m du faisceau, possède une couverture angulaire azimutale de 100° et une couverture en pseudo-rapacité réduite à ± 0.12 . Le PHOS a pour objectif de mesurer les propriétés thermiques et dynamiques des premiers stades de la collision, à travers la détection des photons directs et la mesure du spectre en di-photons. Il permet également d'étudier le "jet quenching", grâce à la détection des mésons neutres π et η au travers de leur canal de désintégration di-photonique. Il permet enfin d'identifier les jets à l'aide de mesures de corrélation γ -jet et jet-jet.

2.3.2 Les détecteurs aux petits angles

Le calorimètre à zéro degré (ZDC)

Le ZDC, installé à 106 m du point d'interaction, est composé de deux modules. Le premier, servant à détecter les neutrons, est placé entre les lignes des faisceaux entrant et sortant (à 0°). Le second en revanche, servant à détecter les protons, est placé en dehors de la ligne des faisceaux pour tenir compte de la déflexion des protons dans le champ magnétique du dipôle D1 du LHC. Ces deux modules sont formés de fibres de quartz entourées d'un absorbeur dense et produisant un rayonnement Čerenkov recueilli par des photo-multiplificateurs. Le ZDC a pour but de mesurer le nombre de nucléons n'ayant pas participé à la collision (les spectateurs), permettant ainsi de remonter à la centralité de celle-ci.

Le détecteur de multiplicité de photons (PMD)

Le PMD est installé à 5.8 m du point d'interaction et couvre l'intervalle de pseudo-rapacité $1.8 < \eta < 2.6$. Il est constitué d'un convertisseur en plomb induisant une gerbe électromagnétique au passage d'un photon, de chambres proportionnelles segmentées détectant la gerbe, et d'un veto permettant de distinguer les photons des particules chargées.

Ce détecteur a pour but de mesurer la multiplicité et la distribution spatiale des photons, événement par événement. Ces mesures peuvent être utilisées, par exemple, pour mesurer l'énergie transverse produite par la collision (reliée à la centralité), ou pour quantifier les fluctuations entre événements.

Le détecteur de multiplicité "à l'avant" (FMD)

Le FMD est constitué de 51200 strips de silicium réparties sur cinq disques séparés en 20 ou 40 secteurs. Il couvre les intervalles en pseudo-rapacité $1.7 < \eta < 3.4$ et $-5.1 < \eta < -1.7$. Ce détecteur mesure la distribution des particules chargées dans une région différente de celle couverte par les détecteurs du tonneau central, et fournit des informations utiles pour le déclenchement d'ALICE.

Le T0

Le T0 est composé de 24 compteurs Čerenkov répartis en deux disques situés de part et d'autre du vertex d'interaction, à -70 cm et $+3.5\text{ m}$. Il mesure l'instant de la collision avec une précision de l'ordre de 50 ps et fait partie du système de déclenchement d'ALICE.

Le V0

Le V0 est formé de deux disques de scintillateurs organiques situés de part et d'autre du vertex d'interaction. Ces disques sont segmentés en 32 cellules individuelles. La lumière, émise par une de ces cellules au passage de particules chargées, est récoltée par des fibres optiques à décalage de longueur d'onde, puis transportée jusqu'à un photo-multiplicateur par des fibres claires, longues de quelques mètres. Ce détecteur doit fournir un déclenchement de biais minimum et mesurer la luminosité. Il doit également, en collision p-p, rejeter les événements p-gaz, issus de collisions entre les protons des faisceaux et le gaz résiduel présent dans le tube à vide de l'accélérateur, conduisant au déclenchement du spectromètre à muons.

2.4 Le spectromètre à muons

Le rôle principal du spectromètre à muons est d'étudier la production des résonances de quarks lourds (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' et Υ''). Celles-ci sont détectées, via leur canal de désintégration dimuonique, dans l'intervalle de pseudo-rapacité $-4 < \eta < -2.5$ (soit un angle d'ouverture compris entre 171° et 178°). La spectrographie de masse, servant à identifier les résonances parmi les autres processus de formation de dimuons (produisant un fond continu), s'étend jusqu'à des valeurs de $10\text{ GeV}/c^2$ pour les paires de muons de signes opposés. De plus, il est essentiel d'avoir une bonne acceptance à faible impulsion transverse pour l'étude des J/ψ , puisqu'à grande impulsion transverse, une grande partie de ceux-ci provient en fait de la désintégration de mésons beaux. Le spectromètre doit compter avec un important bruit de fond dû à la multiplicité élevée atteinte dans les interactions noyau-noyau. Il doit également être capable d'exploiter pleinement la luminosité disponible en faisceau de plomb. Il doit enfin avoir une résolution en masse invariante d'au moins $100\text{ MeV}/c^2$ pour séparer les différentes résonances d'une même famille.

limitant ainsi les déclenchements intempestifs. La présence de ce mur, en plus de l'absorbeur frontal, place le seuil minimum de détection des muons à $5 \text{ GeV}/c$.

L'aimant dipolaire

La trajectoire des muons est courbée dans le plan vertical par un aimant dipolaire placé à 7 m du point d'interaction. Il délivre un champ magnétique de 0.7 T , soit $3 \text{ T} \cdot \text{m}$ intégré du vertex au filtre à muons.

Les chambres de déclenchement

Le déclenchement du spectromètre est fourni par quatre chambres réparties en deux stations installées derrière le mur de fer, à respectivement 16 m et 17 m du point d'interaction. Ces chambres sont des chambres à plaques résistives (RPC) fonctionnant en mode "streamer". Leur segmentation permet une localisation spatiale des muons avec une précision de l'ordre du cm . L'algorithme de déclenchement est basé sur la mesure de l'impulsion transverse des muons traversant les deux stations. Un seuil minimum d'acceptation des muons permet de supprimer une grande partie du bruit de fond combinatoire (muons issus de désintégrations de pions ou de kaons), tout en conservant une bonne efficacité de détection des résonances. Le signal de déclenchement de l'acquisition est ainsi envoyé uniquement si l'évènement contient au moins deux muons d'impulsion transverse supérieure à ce seuil. Ce dernier est fixé à $1 \text{ GeV}/c$ pour l'étude du J/ψ et à $2 \text{ GeV}/c$ pour celle de Υ .

Les chambres de trajectographie

La trajectographie des muons est effectuée par dix plans de détection regroupés deux par deux dans cinq stations. Les deux premières sont situées avant l'aimant dipolaire ; la station 3 est installée à l'intérieur de l'aimant ; les deux dernières sont placées après celui-ci. Les tailles transverses de ces dix plans ainsi que leurs positions par rapport au vertex d'interaction sont indiquées sur la figure 2.3. Ces plans de détection sont constitués de chambres proportionnelles multi-fils à cathodes segmentées. Celles-ci sont sous forme de quatre quadrants pour les plans des deux premières stations, et sous forme de lattes réparties sur deux demi-plans pour les plans des trois dernières. Leur degré de segmentation est adapté à la densité de particules les traversant. Le gaz utilisé dans les chambres est un mélange Ar/CO_2 (80%/20%). Le point de passage des muons dans les chambres est reconstruit avec une précision meilleure que $100 \mu\text{m}$ le long des fils d'anode (direction de courbure des traces), et une précision meilleure que 1.5 mm perpendiculairement. Cette dernière est limitée par la répartition discrète des charges entre les fils d'anode.

2.4.2 Performances

Les performances décrites ci-après ont toutes été évaluées par simulation en utilisant le programme d'analyse AliRoot [91].

La quantité la plus importante mesurée par le spectromètre est la masse invariante de la paire de muons reconstruits. C'est elle, en effet, qui permettra d'identifier le processus dont le dimuon est issu et de compter, par exemple, le nombre d' Υ produits dans la collision. La masse invariante est calculée à partir de la mesure de l'impulsion des muons (proportionnelle

à leur rayon de courbure dans le champ dipolaire) et de l'angle séparant ces derniers au point d'interaction. Dans l'acceptance angulaire réduite du spectromètre, on peut écrire :

$$M \simeq \sqrt{p_1 p_2 \theta_{\mu\mu}^2} \quad (2.1)$$

On peut déduire de cette formule la résolution en masse en fonction de la précision de mesure des différentes quantités :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{p_1}}{2p_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{p_2}}{2p_2}\right]^2 + \frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2} + \left[\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}}\right]^2} \quad (2.2)$$

Le terme $\frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2}$ tient compte des éventuelles corrélations entre les erreurs de mesures des impulsions des deux muons. Les différentes sources d'erreur que nous allons voir ici [92] affectent chacun d'eux séparément ($\frac{\text{cov}(p_1, p_2)}{2p_1 p_2} = 0$). Nous verrons dans le prochain chapitre, traitant des erreurs de positionnement des chambres, que ce n'est pas toujours le cas.

Perte de résolution due à l'absorbeur frontal

L'absorbeur frontal dégrade la résolution en masse de deux façons différentes :

- Par les diffusions multiples des muons : ces diffusions produisent un déplacement et un changement d'orientation des muons entre l'entrée et la sortie de l'absorbeur. Cela se traduit par une erreur de mesure de l'angle d'ouverture séparant les muons au point d'interaction. Cette erreur peut néanmoins être corrigée en partie grâce à la méthode de Badier-Branson. Cette méthode consiste à calculer l'angle d'ouverture le plus probable, connaissant les positions et orientations des muons individuels en sortie de l'absorbeur, les longueurs de radiation des matériaux qui le composent, et la position du vertex d'interaction (mesurée par l'ITS). La dégradation de la résolution en masse induite par ces diffusions multiples est de l'ordre de $45 \text{ MeV}/c^2$ (à sommer quadratiquement aux autres contributions), et dépend peu de la masse invariante du dimuon.
- Par les fluctuations de perte d'énergie : la distribution de l'énergie transférée lors des interactions des muons dans l'absorbeur est très large (plusieurs GeV) et très asymétrique. Même si ces pertes d'énergie sont corrigées en valeur moyenne, les fluctuations d'un muon à l'autre sont importantes. Cela se traduit par une incertitude de mesure de l'impulsion des muons, donc par un élargissement de la distribution en masse invariante. Le caractère asymétrique de ces fluctuations produit la déformation du spectre que l'on peut observer figure 2.4. La dégradation de la résolution, obtenue sans tenir compte de la partie asymétrique du spectre en masse, est de l'ordre de $48 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse de l' Υ (à sommer quadratiquement aux autres contributions). Les simulations ont montré que cette valeur augmentait avec la masse du dimuon.

Perte de résolution due aux chambres de trajectographie

Les caractéristiques des muons (angle d'émission, impulsion) sont obtenues à partir de la reconstruction de leur trajectoire courbée par le champ dipolaire. Les diffusions multiples des muons dans les chambres, tout comme les résolutions de celles-ci, introduisent une incertitude dans cette reconstruction. Il s'ensuit une dégradation de la résolution en masse

de l'ordre de $60 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse de l' Υ (à sommer quadratiquement aux autres contributions). Les simulations ont montré que cette dégradation était d'autant plus grande que la masse invariante du dimuon était élevée.

Perte de résolution due au bruit de fond

Lors des collisions Pb-Pb, plusieurs milliers de particules (principalement des électrons, des pions, des protons et des kaons) peuvent être produites par unité de rapidité. Une quantité non négligeable d'entre elles passe les absorbeurs et génère un bruit de fond dans le spectromètre. La première conséquence est une dégradation de la résolution des chambres. Ceci est lié à la difficulté de séparer les agrégats de charges induits sur les cathodes par différentes particules. La seconde conséquence est une détérioration de la reconstruction des traces, induite par la grande multiplicité de points d'impacts sur les chambres. Plusieurs dizaines de MeV de perte de résolution en masse sont ainsi observés lors des simulations de collisions Pb-Pb centrales.

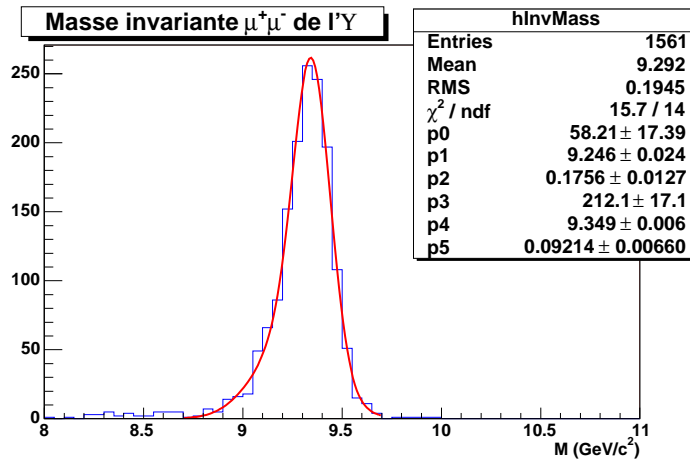


FIG. 2.4 – Spectre en masse invariante de l' Υ . Les effets d'appareillage sont pris en compte mais pas le bruit de fond.

On peut voir, figure 2.4, la distribution en masse invariante de l' Υ reconstruite en prenant en compte tous les effets d'appareillage (absorbeur + chambres) mais pas le bruit de fond. Ce spectre est simplement ajusté par la somme de deux gaussiennes. La résolution obtenue est de $92 \pm 7 \text{ MeV}/c^2$. Cette résolution passe à $110 \text{ MeV}/c^2$ environ lorsqu'on prend également en compte le bruit de fond généré en collision Pb-Pb centrale. Les simulations ont également montré que la résolution était d'autant plus mauvaise que la masse invariante du dimuon était élevée. Ce fait justifie de ne s'intéresser qu'à la résolution en masse de l' Υ pour décrire les performances du spectromètre.

Au-delà de la mesure de la masse invariante du dimuon, le spectromètre mesure également ses caractéristiques cinématiques, comme par exemple sa rapidité ou son impulsion transverse. Les résolutions atteintes (sans bruit de fond) sur ces quantités, dans le cas de l' Υ , sont de $77 \cdot 10^{-4}$ et $160 \text{ MeV}/c$ respectivement.

Chapitre 3

Le système de contrôle de la géométrie du spectromètre à muons (GMS)

Sommaire

3.1	Exigences	43
3.2	Description des systèmes optiques utilisés	50
3.3	Description du GMS, procédure de contrôle de la géométrie du spectromètre	54

Le spectromètre à muons d'ALICE mesure les caractéristiques des muons le traversant en reconstruisant leur trajectoire dans le champ dipolaire. Pour ce faire, il est nécessaire d'implémenter la géométrie du spectromètre (la position exacte de chacune des chambres) dans le programme d'analyse d'ALICE (AliRoot). Une méconnaissance de cette géométrie peut, comme nous allons le voir, avoir des conséquences dramatiques sur les performances du spectromètre. Nous allons notamment montrer dans ce chapitre la nécessité de disposer d'un système de contrôle des déplacements et des déformations des chambres que l'on nomme le GMS (Geometry Monitoring System). Les performances que le GMS devra atteindre pour satisfaire aux exigences imposées sur la résolution du spectromètre à muons d'ALICE seront également discutées. Suivra une description des appareils optiques utilisés incluant leurs performances. Finalement, le dispositif complet du GMS sera présenté et décomposé en trois parties (le système de contrôle longitudinal (LMS), le système de contrôle transversal (TMS), et le système de contrôle externe (EMS)), qui ont chacune une fonction spécifique. Les étapes conduisant au choix de cette configuration seront discutées dans le chapitre suivant, de même que les performances du système.

3.1 Exigences

Afin de pouvoir séparer les différentes résonances d'une même famille, et plus particulièrement celles de la famille de l' Υ , il est nécessaire que le spectromètre permette de retrouver la masse invariante des dimuons avec une résolution d'environ $100 \text{ MeV}/c^2$, comme on peut le voir figure 3.1. Si l'on ne tient pas compte des problèmes de géométrie, la résolution atteinte est d'environ $90 \text{ MeV}/c^2$ lorsqu'il n'y a pas de bruit de fond. Elle peut passer à $110 \text{ MeV}/c^2$

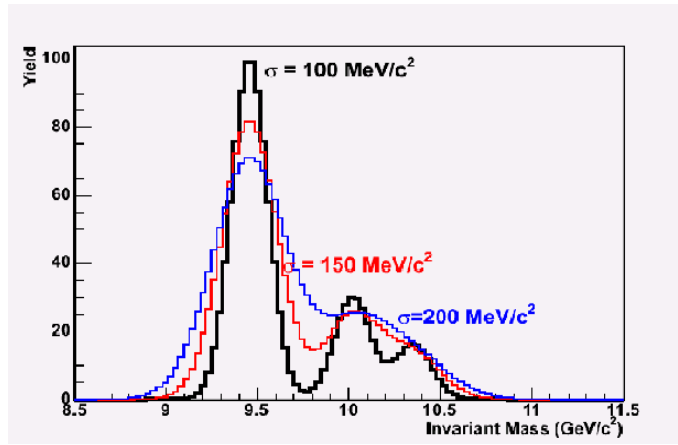


FIG. 3.1 – Distribution en masse invariante des dimuons issus des résonances de la famille de $l\Upsilon$, reconstruite avec différentes valeurs de résolution du spectromètre.

lorsque l'on prend en compte le bruit de fond généré en collision Pb-Pb centrale (voir chapitre 2.4.2). En conséquence, la perte de résolution imputée à une mauvaise connaissance de la géométrie du spectromètre ne doit pas excéder quelques dizaines de MeV/c^2 afin de ne pas contribuer significativement à la résolution totale. Pour donner une idée, 20 MeV/c^2 de résolution dus aux problèmes de géométrie feraient passer la résolution totale de 100 à 102 MeV/c^2 seulement, alors que 45 MeV/c^2 la feraient passer de 100 à 110 MeV/c^2 .

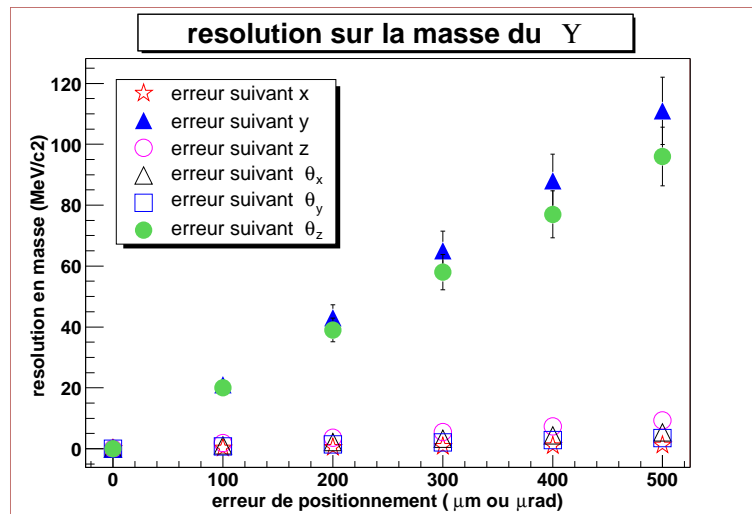


FIG. 3.2 – Evolution de la résolution en masse de $l\Upsilon$ en fonction des imprécisions de positionnement individuel des chambres. Les autres sources de perte de résolution (absorbeur, ...) ont été supprimées dans les simulations.

Des simulations avec AliRoot ont été effectuées afin de quantifier la perte de résolution introduite par une mauvaise implémentation des positions des chambres dans AliRoot. Les résultats de ces simulations sont présentés figure 3.2. Les différentes courbes représentent l'impact des imprécisions de positionnement ou d'orientation des chambres dans les trois directions (l'axe x est horizontal, l'axe y est vertical (direction de coubure des traces), et

l'axe z est le long du faisceau). Il apparaît clairement que, au delà de $150 - 200 \mu m$ d'imprécision dans la direction y ou $150 - 200 \mu rad$ d'imprécision autour de l'axe z , les problèmes de géométrie contribueront de façon significative à la résolution en masse totale. On peut également constater que les mauvais positionnements qui n'induisent pas d'erreur dans la direction de courbure des traces affectent peu la résolution en masse. On peut ainsi en déduire que les déformations des chambres, qui peuvent être assimilées à des translations et des rotations locales suivant z et autour de x et y , auront très peu d'effets sur la résolution en masse.

Les chambres étant installées dans la caverne d'ALICE avec une précision de quelques millimètres seulement, il est nécessaire de mesurer précisément leurs positions avant de pouvoir prétendre les utiliser. Cette première étape est effectuée en utilisant les traces droites laissées par les muons traversant le spectromètre lorsque l'aimant dipolaire est éteint. Les précisions atteintes par cette calibration du spectromètre ont été évaluées par simulation [93][94]. Elles correspondent environ à une dizaine de MeV/c^2 de résolution sur la masse de l' Υ , soit une contribution négligeable à la résolution totale. Malheureusement, une déformation et un déplacement des chambres de plusieurs millimètres/milliradians est à prévoir à la mise sous tension du dipôle, mais également de façon continue durant les prises de données sous l'effet des déformations de leurs supports. La seule solution pour contrecarrer les effets de ces déplacements est de les mesurer pour pouvoir ensuite les prendre en compte dans l'analyse. Il est donc nécessaire de développer un système de contrôle de la géométrie du spectromètre : le GMS. Là encore, les performances du GMS doivent permettre d'atteindre une résolution en masse inférieure à quelques dizaines de MeV/c^2 pour ne pas contribuer de façon significative à la résolution totale.

Nous venons d'exprimer l'exigence sur les performances du GMS en terme de résolution sur la mesure de la masse de l' Υ . Comme nous l'avons vu dans la section 2.4.2, celle-ci peut s'exprimer en fonction des résolutions sur l'impulsion des muons et l'angle séparant ces derniers au point d'interaction :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{p_1}}{2p_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{p_2}}{2p_2}\right]^2 + \frac{cov(p_1, p_2)}{2p_1 p_2} + \left[\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}}\right]^2} \quad (3.1)$$

Comme nous le verrons plus loin, l'erreur de mesure de l'impulsion des muons, même en valeur relative, quand elle est induite par une méconnaissance de la géométrie du spectromètre, est fonction de la valeur de cette impulsion. Il en est donc de même pour la résolution en masse. Il serait intéressant de disposer d'une variable dont la précision de mesure ne dépend que du degré de connaissance de la géométrie du spectromètre pour étudier les performances du GMS. Nous allons utiliser le sagitta des traces des muons, car il peut être très facilement relié à leur impulsion. Sa définition est donnée figure 3.3. Il s'agit de la distance maximale séparant la trajectoire du muon à la corde AB , dans la zone soumise à l'action du champ magnétique \vec{B} . Dans l'approximation où le champ \vec{B} est constant, l'équation reliant l'impulsion (p) du muon au sagitta (s) peut s'écrire de la façon suivante :

$$p = \frac{|q|BL^2}{8s} \quad (3.2)$$

où q est la charge du muon, B le module du champ magnétique et L la longueur de la zone d'application du champ.

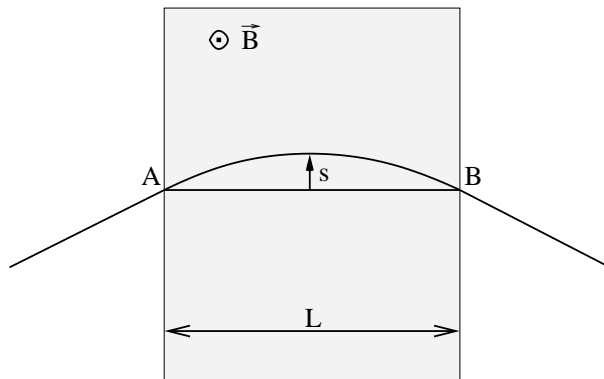


FIG. 3.3 – Schéma définissant le sagitta (s).

Pour pouvoir discuter des performances du GMS, il serait également utile d'évaluer l'exigence imposée sur ces performances par la résolution attendue du spectromètre, en terme de résolution sur la mesure du sagitta. Nous allons donc faire le lien entre la résolution sur le sagitta et la résolution en masse de l' Υ . On peut déduire de l'équation 3.2 :

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sigma_s}{s} = \frac{\delta p}{|q|BL^2}\sigma_s \quad (3.3)$$

Une erreur de mesure de la géométrie du spectromètre va induire une erreur de mesure du sagitta indépendamment de la valeur de ce dernier. On peut donc remarquer, d'après cette équation, que l'erreur induite sur l'impulsion du muon, même en valeur relative, dépend effectivement de la valeur de cette impulsion, comme nous l'avions énoncé plus tôt. En utilisant les équations 3.1 et 3.3, on peut encore écrire :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \sqrt{\left[\frac{\sigma_{s_1}}{2s_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{s_2}}{2s_2}\right]^2 + \frac{COV(s_1, s_2)}{2s_1s_2} + \left[\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}}\right]^2} \quad (3.4)$$

Il convient maintenant de séparer les erreurs de positionnement des chambres en deux catégories : les erreurs de positionnement relatif et les erreurs de positionnement global. Les premières sont les erreurs de positionnement des chambres les unes par rapport aux autres, tandis que les secondes correspondent à une erreur de positionnement de l'ensemble du spectromètre. La résolution en masse présentée figure 3.2 est principalement le reflet d'une erreur de positionnement relatif, puisque chaque chambre a été considérée séparément dans la simulation. En revanche, pour obtenir les résultats présentés figure 3.4, l'imprécision de positionnement indiquée en abscisse a été appliquée à l'ensemble du spectromètre, laissant les chambres fixes les unes par rapport aux autres. Nous voyons sur cette figure qu'une erreur quelconque de positionnement global du spectromètre n'a qu'un très faible effet sur la résolution en masse. En particulier, la résolution sur le sagitta n'est pas affectée puisque la mesure de la courbure des traces ne dépend que de la position des chambres les unes par rapport aux autres. Par conséquent, la résolution en masse ne dépend dans ce cas que de la résolution sur l'angle d'ouverture entre les deux muons, qui elle-même ne dépend que de l'orientation des traces et de leur distance vis-à-vis du vertex d'interaction (voir figure 3.4). Si la contribution des erreurs de positionnement global à la résolution en masse est négligeable comparée à celle des erreurs de positionnement relatif, il n'en va pas de même

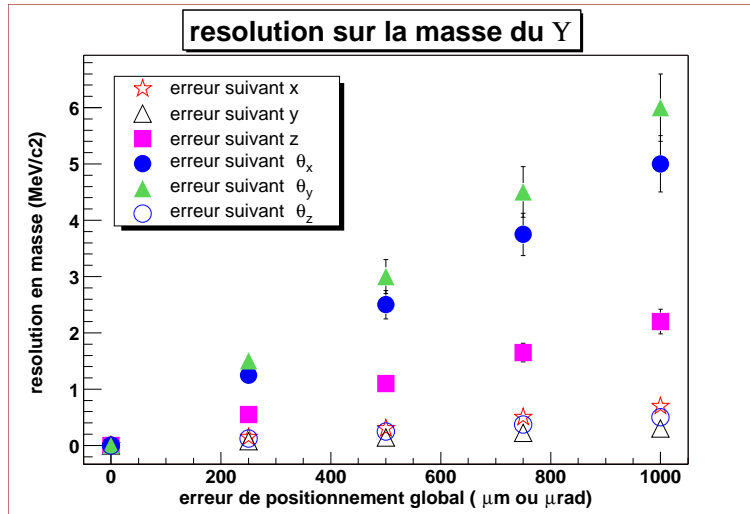


FIG. 3.4 – Evolution de la résolution en masse de l' Υ en fonction des imprécisions de positionnement global des chambres.

pour la résolution en impulsion transverse (p_T) ou en rapidité (y) de l' Υ . Les dépendances réelles de ces quantités vis-à-vis des imprécisions de positionnement global sont présentées figures 3.5 et 3.6. On a vu, section 2.4.2, que les contributions de l'absorbeur frontal et des chambres aux résolutions du spectromètre pour les mesures de p_T et de y sont respectivement $\sigma_{p_T} = 160 \text{ MeV}/c$ et $\sigma_y = 77 \cdot 10^{-4}$. Pour ne pas contribuer de façon significative à ces résolutions, il faudrait par exemple que l'orientation globale du spectromètre soit connue avec une précision meilleure que $300 \mu\text{rad}$ autour des directions x et y.

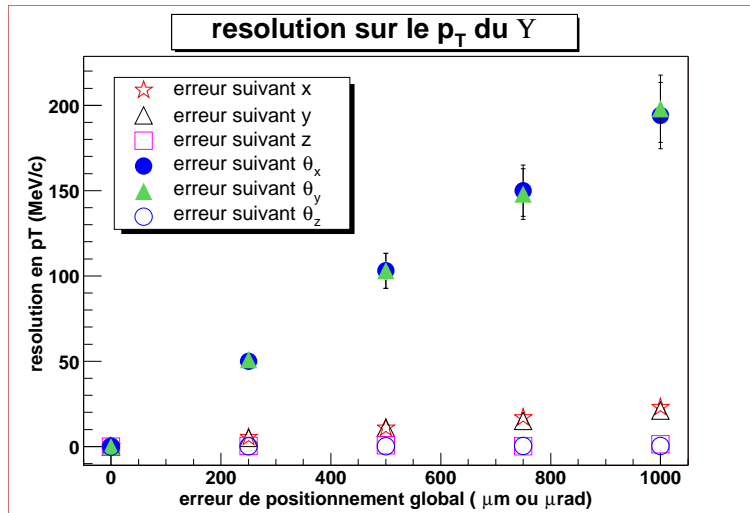


FIG. 3.5 – Evolution de la résolution en impulsion transverse de l' Υ en fonction des imprécisions de positionnement global des chambres.

Revenons maintenant au cas d'une erreur de positionnement relatif des chambres et, plus particulièrement, sur le lien entre la résolution en masse et la résolution sur la mesure du sagitta. Dans le cas d'une erreur de ce type, la résolution en masse ne dépend, en première

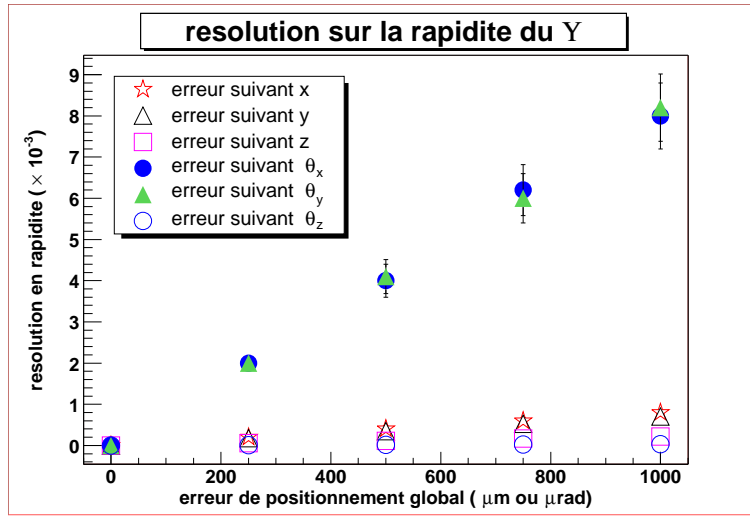


FIG. 3.6 – Evolution de la résolution en rapidité de l'Y en fonction des imprécisions de positionnement global des chambres.

approximation, que de la résolution sur la mesure du sagitta. Le terme en $\sigma_{\theta_{\mu\mu}}$ a un effet négligeable si bien qu'il peut être supprimé dans l'équation 3.4. On peut donc réécrire :

$$\frac{\sigma_M}{M} \simeq \sqrt{\left[\frac{\sigma_{s_1}}{2s_1}\right]^2 + \left[\frac{\sigma_{s_2}}{2s_2}\right]^2 + \frac{cov(s_1, s_2)}{2s_1s_2}} \quad (3.5)$$

Les deux muons étant de signes opposés, ils auront une courbure opposée dans le champ du dipôle. Par conséquent, le faux sagitta induit par une erreur de positionnement des chambres va augmenter la valeur mesurée du sagitta d'un des muons et réduire la valeur de l'autre. Ces deux effets auront tendance à se compenser dans le calcul de la masse. Les figures 3.7 et 3.8 montrent les conséquences des imprécisions de positionnement individuel des chambres sur la résolution de mesure du sagitta et la covariance entre les sagitta mesurés pour les deux muons. Nous pouvons remarquer que la covariance entre les sagitta compense exactement la perte de résolution dans le cas où l'erreur de positionnement est dans la direction y (direction de courbure des traces). Ce n'est pas tout-à-fait le cas lorsque l'on considère une erreur d'orientation autour de l'axe z. Les simulations du GMS, qui seront présentées par la suite, ont montré que la principale source d'erreur provient des mesures de translation des chambres dans la direction y. Il en résulte que la covariance entre les erreurs de mesure des sagittas des deux muons est égale à mieux que 98% près à la résolution σ_s . Nous allons tenir compte de cette caractéristique dans la détermination des exigences sur les performances du sagitta pour ne pas avoir à se préoccuper du terme de corrélation entre les muons :

$$\sigma_{s_1}^2 \simeq \sigma_{s_2}^2 \simeq -cov(s_1, s_2) \quad (3.6)$$

Deux cas extrêmes peuvent maintenant se présenter :

- les deux muons ont environ la même impulsion (le même sagitta),
- les deux muons ont des impulsions très différentes.

Dans le premier cas nous avons :

$$p_1 \simeq p_2 \Leftrightarrow s_1 \simeq s_2 \Rightarrow \frac{\sigma_M}{M} \simeq 0 \quad (3.7)$$

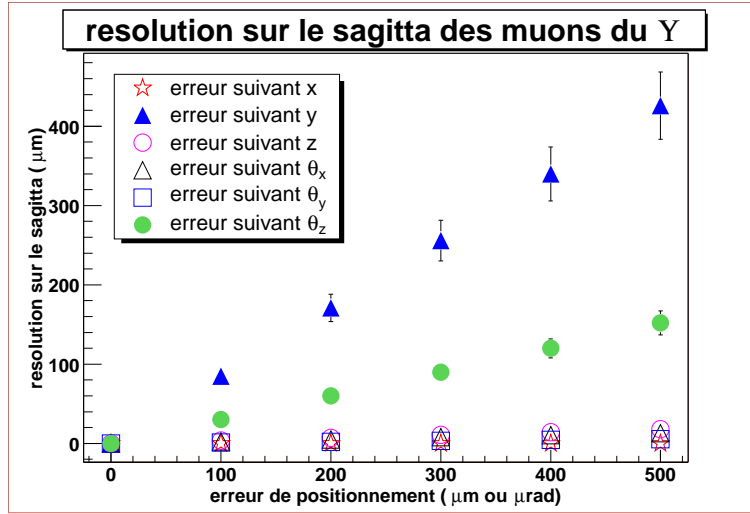


FIG. 3.7 – Evolution de la résolution sur le sagitta en fonction des imprécisions de positionnement individuel des chambres.

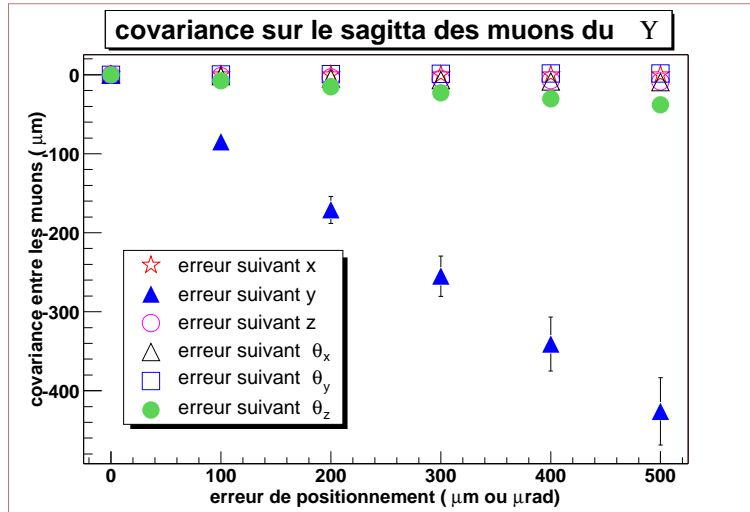


FIG. 3.8 – Evolution de la covariance entre les sagitta des muons en fonction des imprécisions de positionnement individuel des chambres.

Alors que dans le second cas :

$$p_1 \gg p_2 \Leftrightarrow s_1 \ll s_2 \Rightarrow \frac{\sigma_M}{M} \simeq \frac{\sigma_{s_1}}{2s_1} \quad (3.8)$$

Nous allons évaluer la contribution maximale permise du GMS à la résolution sur le sagitta en nous plaçant dans le second cas, et en considérant un muon d'impulsion $p_1 = 100 \text{ GeV}/c$ à la sortie de l'absorbeur. Ainsi, nous sommes sûrs que la masse des Υ sera mesurée avec une précision satisfaisant aux exigences, quelles que soient les caractéristiques de leurs muons de désintégration. Un muon de $100 \text{ GeV}/c$ a un sagitta d'environ 7.5 mm dans le champ du dipôle. On en déduit (Eq. 3.8) que la contribution des erreurs de mesure des déplacements des chambres à σ_s ne doit pas excéder la soixantaine de microns.

3.2 Description des systèmes optiques utilisés

Afin de mesurer les déplacements et déformations des chambres, nous allons construire un système de contrôle basé sur des systèmes optiques dérivés du RASNIK ("Relative Alignment System of NIKhef") [95]. Ce dernier a en effet déjà été utilisé pour résoudre des problèmes similaires dans l'expérience L3. Dans la section ci-après, nous décrivons ce système tout en indiquant les raisons qui nous empêchent de l'utiliser pour contrôler la géométrie du spectromètre. Les deux sections suivantes sont consacrées à la description des deux systèmes dérivés qui vont le remplacer.

3.2.1 Le système RASNIK

Le système RASNIK a été développé pour la première fois par le laboratoire NIKHEF d'Amsterdam. Comme on peut le voir figure 3.9, son principe de fonctionnement est simple : une caméra CCD filme un masque codé [96] à travers une lentille convergente. Un exemple de masque est présenté à gauche sur la figure 3.10. Il est constitué d'un damier de cases opaques ou transparentes éclairé par un réseau de diodes infrarouges (LEDs). Le type de certaines cases est modifié par rapport au damier classique pour créer des lignes et des colonnes codées. Le motif d'une ligne donnée se répète toutes les 11 cases, celui d'une colonne donnée toutes les 9 cases. Ainsi, il suffit de filmer une partie du masque dont la taille fait au minimum 11×9 cases pour pouvoir se repositionner sans ambiguïté. L'extraction des lignes et colonnes de code est effectué par une simple fonction logique "ou exclusif" avec un damier normal. On peut voir le résultat de cette opération à droite sur la figure 3.10.

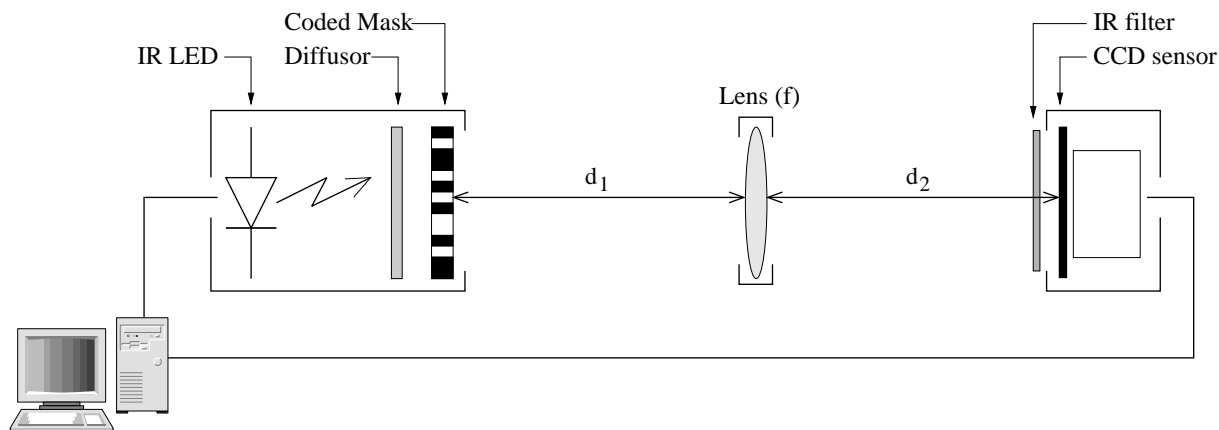


FIG. 3.9 – Schéma de principe du système RASNIK.

Chaque élément du RASNIK (la CCD, la lentille ou le masque codé) est installé sur un support différent. Les déplacements perpendiculairement à l'axe optique des supports, les uns par rapport aux autres, se traduiront par une modification de la partie du masque filmée par la CCD. Les déplacements de ces supports le long de l'axe optique se traduiront par une modification du grossissement. Enfin, les rotations autour de l'axe optique du masque par rapport à la CCD se traduiront par des rotations de même angle de l'image. Les autres types de rotation du masque et de la CCD ne sont pas mesurables, de même que les rotations de la lentille. Pour que le RASNIK fonctionne correctement, il faut que les distances entre la

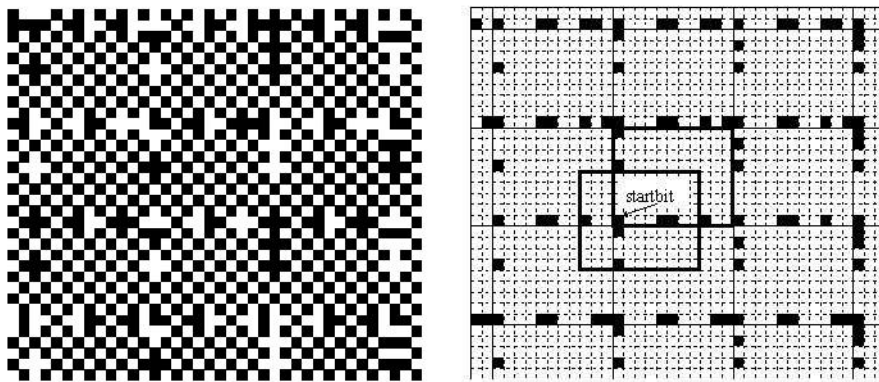


FIG. 3.10 – Exemple de masque codé avant (à gauche) et après (à droite) extraction du code.

CCD et la lentille et entre la lentille et le masque respectent la relation suivante :

$$\frac{1}{d_{lens-CCD}} + \frac{1}{d_{lens-mask}} = \frac{1}{f} \quad (3.9)$$

où f est la focale de la lentille. Les déplacements mesurés doivent également rester petits pour que l'on puisse se placer dans l'approximation de Gauss et négliger les distorsions. Les meilleures performances du systèmes sont obtenues avec un grossissement proche de 1 ($d_{CCD-lentille} \simeq d_{lentille-masque}$). Le RASNIK ne serait donc pas dans sa configuration optimale s'il était placé entre les stations 1, 2 et 3 (ou 3, 4 et 5) compte tenu des distances qui les séparent (environ 1.5 m entre les stations 1-2 et 4-5, et environ 3 m entre les stations 2-3 et 3-4). De plus, le système RASNIK étant un système à 3 points, on est incapable de dire, à partir d'une seule mesure, lequel des plans support a bougé. Il est nécessaire de disposer plusieurs systèmes entre ces plans pour augmenter le nombre de contraintes et éliminer des dégénérescences. Il a cependant été démontré qu'il n'était pas possible de les supprimer toutes, quelque soit le nombre de lignes RASNIK utilisées. Ce résultat a été généralisé au cas du contrôle des déplacements de cinq plans [99]. Il est par conséquent impossible d'utiliser le système RASNIK seul pour contrôler la géométrie de tout le spectromètre. On va utiliser, à la place, les systèmes dérivés PROX ("PROXimity") et BCAM ("Brandeis CCD Angle Monitor") [97], qui ont de plus l'avantage d'être plus faciles à mettre en place. Ces deux systèmes sont également utilisés pour contrôler les déplacements des chambres à muons du détecteur ATLAS [98].

3.2.2 Le système PROX

Comme le montre la figure 3.11, la seule différence entre le système PROX et le système RASNIK est que, dans le cas du PROX, la lentille et la caméra CCD sont installées sur le même support, ce qui en fait un système à deux points. Cela implique également que la distance séparant ces deux points est limitée par la taille de la boîte contenant la lentille et la CCD (~ 15 cm). En effet, puisque le grossissement doit être de l'ordre de 1, ce système PROX ne peut être utilisé que pour les courtes distances, typiquement entre les deux chambres d'une même station.

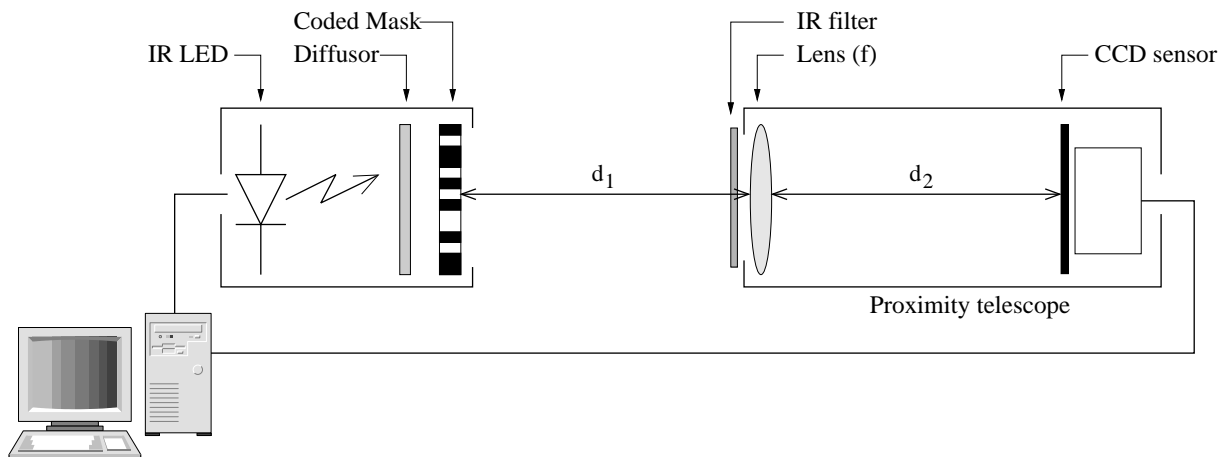


FIG. 3.11 – Schéma de principe du système PROX.

Les résolutions atteintes par ce système dans des conditions normales de température sont : $1 \mu\text{m}$ pour les translations perpendiculaires à l'axe optique, $5 \cdot 10^{-5}$ pour la mesure du grossissement (soit environ $8 \mu\text{m}$ pour les translations le long de l'axe optique), et 0.2 mrad pour les rotations autour de l'axe optique. Les calculs nécessaires pour relier les mesures du PROX aux positions des chambres et des éléments d'optique disposés sur celles-ci sont présentés dans l'annexe C.

3.2.3 Le système BCAM

Le système BCAM a été développé par la collaboration ATLAS. Il diffère des deux systèmes précédents par l'objet filmé par la CCD : le masque codé est remplacé par deux diodes lasers (LEDs). C'est un système 2 points comme le PROX puisque la lentille et la CCD sont également regroupées sur un même support. Une vue schématique du BCAM est présentée figure 3.12. Comme on peut le constater, l'ensemble CCD-lentille-LEDs est doublé afin de symétriser le système et d'améliorer ses performances.

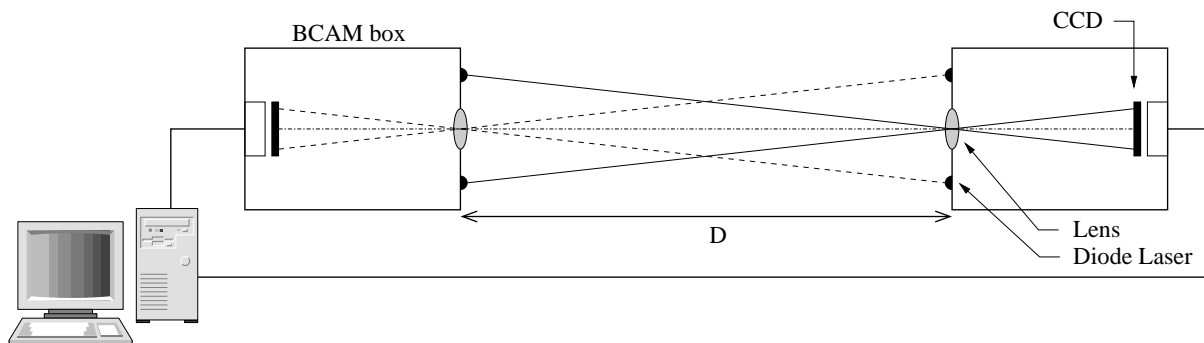


FIG. 3.12 – Schéma de principe du système BCAM.

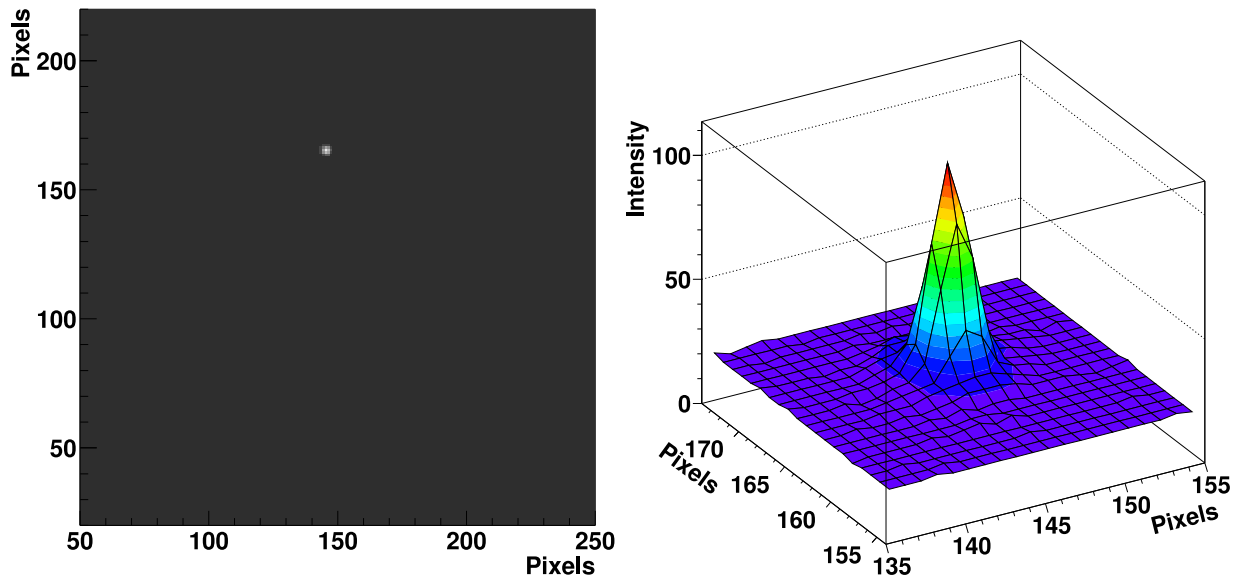


FIG. 3.13 – Exemple d’image prise par un BCAM (à gauche) et zoom sur le spot lumineux (à droite). Sur l’axe z est reportée l’intensité de lumière récoltée par la CCD (en nombre de coups ADC).

Une conséquence fondamentale de l’utilisation de LEDs à la place du masque est qu’il n’y a plus besoin que les images soient focalisées. La position des LEDs sur la CCD est en effet déterminée en calculant le centroïde des spots lumineux. La partie gauche de la figure 3.13 montre une image prise par un BCAM. Un zoom du spot lumineux est présenté sur la partie droite de cette figure. Ce mode de fonctionnement fait du BCAM un système simple à mettre en place et particulièrement bien adapté aux grandes distances. Sa distance minimale d’utilisation est de 90 cm à cause de problèmes de diffraction observés pour des distances inférieures à celle-ci. Nous allons l’employer pour mesurer les déplacements relatifs de deux stations consécutives du spectromètre, les déplacements globaux de ce dernier par rapport aux murs de la caverne (qui serviront de référence absolue), ainsi que les déformations des chambres.

Les déplacements relatifs des boîtes BCAM vont entraîner une translation des images des LEDs sur la CCD. Les résolutions obtenues sur la mesure de ces translations, dans des conditions normales de température, sont d’environ $0.5\ \mu\text{m}$ dans toutes les directions. La distance séparant la lentille de la CCD étant de 72 mm , ceci correspond à une résolution angulaire de $7\ \mu\text{rad}$ environ pour un angle total d’ouverture de $40\ \text{mrad}$. De la variation de la distance séparant les deux images, on peut en déduire la modification du grossissement et ainsi avoir également une mesure des déplacements relatifs des boîtes le long de l’axe optique. Cette mesure est néanmoins très peu précise ($7 \cdot 10^{-4} \times D^2$ environ) et n’a donc pas réellement d’utilité ici. Le BCAM peut être considéré comme un système de mesure à deux dimensions. Les calculs nécessaires pour relier les mesures du BCAM aux positions des chambres et des éléments d’optique disposés sur celles-ci sont présentés dans l’annexe B.

3.3 Description du GMS, procédure de contrôle de la géométrie du spectromètre

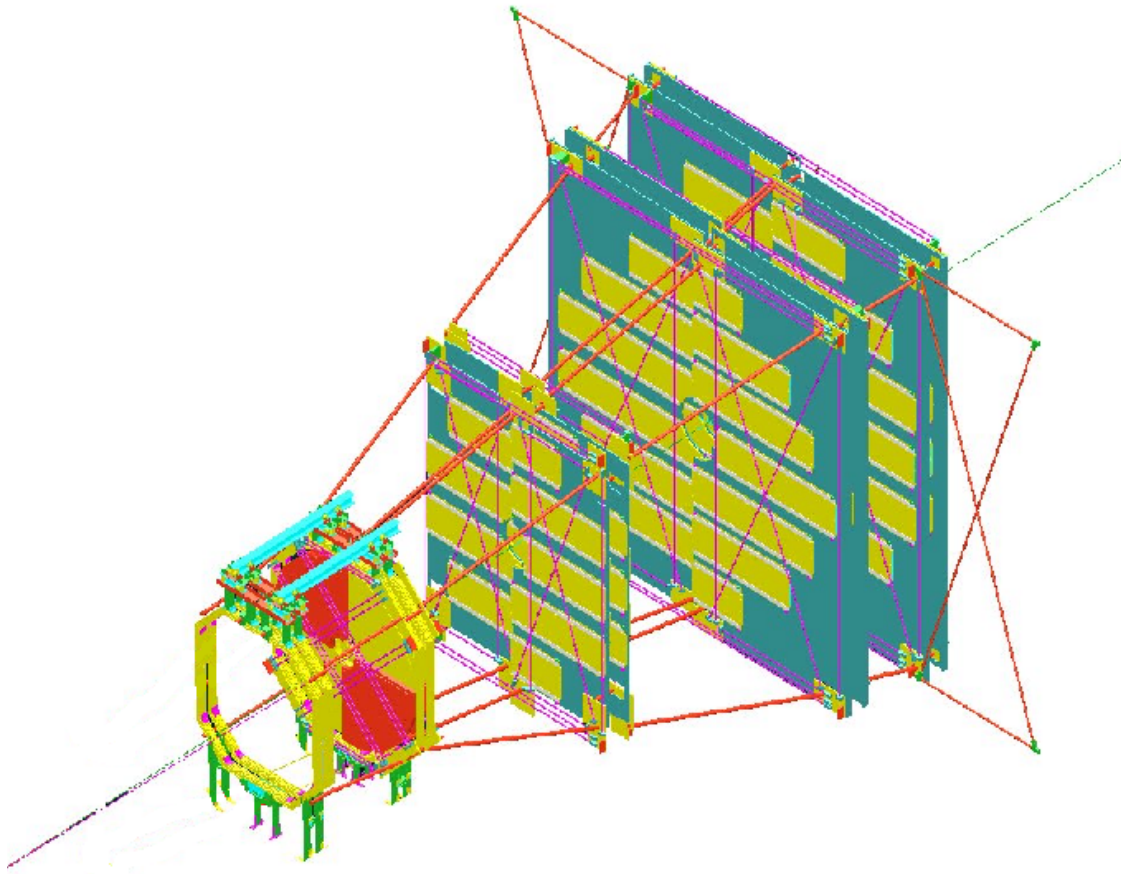


FIG. 3.14 – Vue de l'ensemble du système de contrôle de la géométrie du spectromètre (GMS).

La figure 3.14 présente le dispositif du GMS finalement retenu pour contrôler les déplacements et déformations des chambres. Le prochain chapitre sera consacré aux simulations qui ont permis de l'élaborer et d'étudier ses performances. Nous pouvons séparer le GMS en trois parties :

- Le LMS (Longitudinal Monitoring System) qui a pour but de mesurer les déplacements des chambres les unes par rapport aux autres : il est constitué de lignes BCAM reliant les stations entre elles et de lignes PROX reliant les deux chambres d'une même station.
- Le TMS (Transverse Monitoring System) qui a pour but de mesurer les déformations des chambres : il est constitué de lignes BCAM installées dans le plan des chambres.
- Le EMS (External Monitoring System) qui a pour but de mesurer les déplacements de l'ensemble du spectromètre : il est constitué de lignes BCAM reliant la chambre 9 aux murs de la caverne d'ALICE qui serviront de référence absolue.

Tous les éléments optiques, qui constituent les PROX et les BCAM, sont installés sur des plates-formes fixées au support des différentes chambres. Ces plates-formes sont au nombre

de quatre pour les chambres 1 à 4, et au nombre de 8 pour les chambres 5 à 10. Elles sont situées aux quatre coins des chambres (pour les deux premières stations) ou des demi-chambres (pour les trois dernières stations).

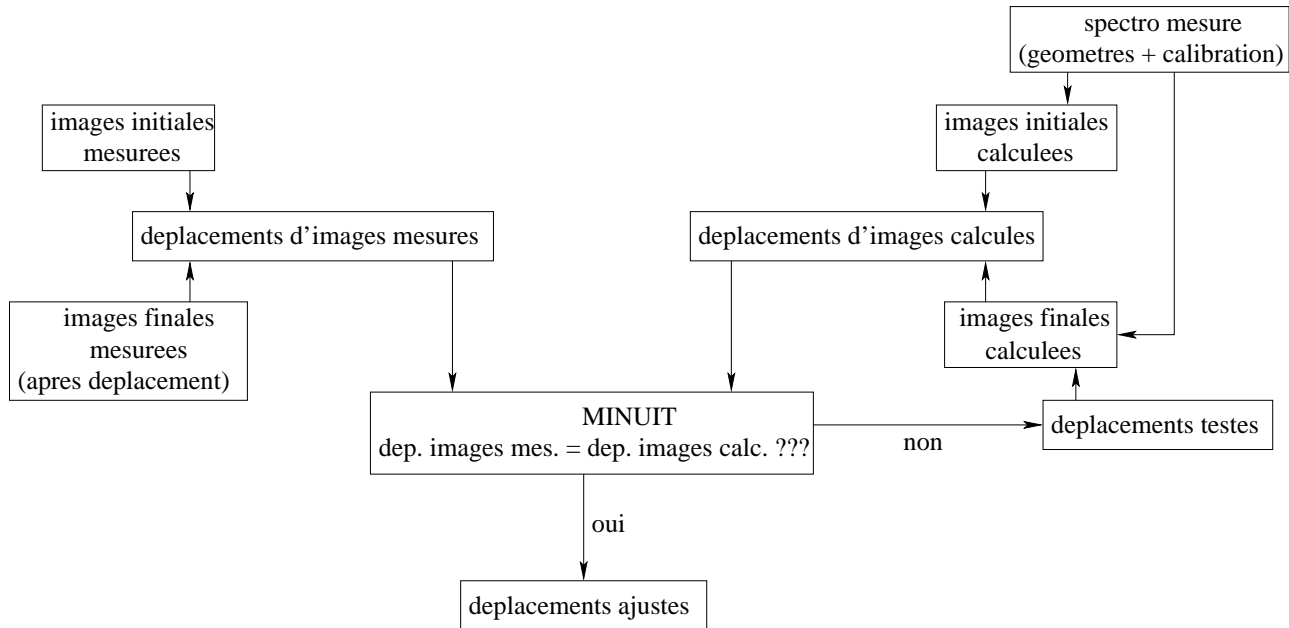


FIG. 3.15 – Procédure d'utilisation du GMS.

La procédure suivie pour mettre en place puis utiliser le GMS est décrite ci-dessous et également schématisée figure 3.15 :

1. Avant l'installation des chambres dans la caverne d'ALICE, la position de chaque élément optique sera mesurée par rapport à la position des supports des chambres et des lattes par les géomètres.
2. Une mesure de calibration sans champ magnétique servira à déterminer précisément les positions initiales des chambres. Durant cette mesure, les images prises par chacun des systèmes PROX et BCAM seront enregistrées. Ces images initiales seront ensuite utilisées comme références pour toute mesure de déplacement.
3. Après la mise en marche du dipôle magnétique et périodiquement durant la prise de données (avec une fréquence qui reste à définir), les images mesurées par chacun des systèmes optiques seront enregistrées et comparées aux images initiales.
4. A partir de la configuration initiale mesurée du spectromètre (étapes 1 et 2) et des déplacements d'images mesurés (étapes 2 et 3), les déformations puis les déplacements des chambres seront ajustés à l'aide d'une minimisation de χ^2 effectuée grâce au logiciel MINUIT [100]. La procédure de minimisation, correspondant à la partie droite de la figure 3.15, est présentée plus en détail dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Conception et performances du GMS

Sommaire

4.1 Programmes et méthodes de simulation	57
4.2 Contrôle de dix plans rigides, le LMS	60
4.3 Effet des paramètres extérieurs sur les performances du LMS .	63
4.4 Séparation en deux demi-plans des chambres 5 à 10, amélioration du LMS	69
4.5 Contrôle des déformations des chambres, le TMS	70
4.6 Contrôle des mouvements globaux du spectromètre, le EMS .	75
4.7 Robustesse du GMS vis à vis des pannes	77
4.8 Bilan	80

Ce chapitre présente les simulations qui ont permis de définir le système de contrôle de la géométrie du spectromètre (GMS) (choix des systèmes optiques utilisés, nombre, position, ...). Il reprend les différentes étapes conduisant au choix du dispositif présenté à la fin du précédent chapitre. Le point de départ est le contrôle d'un système simple composé de dix plans rigides pour finir par le contrôle complet de tout le spectromètre prenant en compte les déformations. A chaque étape, l'influence des paramètres extérieurs (tels que les effets thermiques) pouvant dégrader la résolution du GMS est étudiée. Ceci permet de définir un système qui satisfasse aux exigences mais aussi, en cas de problèmes, de repérer aisément la partie qui est en cause. La dernière partie du chapitre est consacrée à l'étude de la robustesse du GMS vis-à-vis des pannes.

4.1 Programmes et méthodes de simulation

La procédure suivie pour simuler l'utilisation du GMS et évaluer ses performances est décrite ci-dessous. Un schéma décrivant cette procédure est également présenté figure 4.1. Celle-ci ne diffère de la procédure réelle d'utilisation du GMS (présentée section 3.3, figure 3.15) que par le remplacement de toutes les quantités mesurées (position initiale des chambres et des éléments optiques sur celles-ci, déplacements des images enregistrées par les CCD) par le résultat de simulations Monte Carlo, prenant en compte les résolutions de chacune de ces mesures. Les performances du GMS dépendront bien évidemment de ces résolutions.

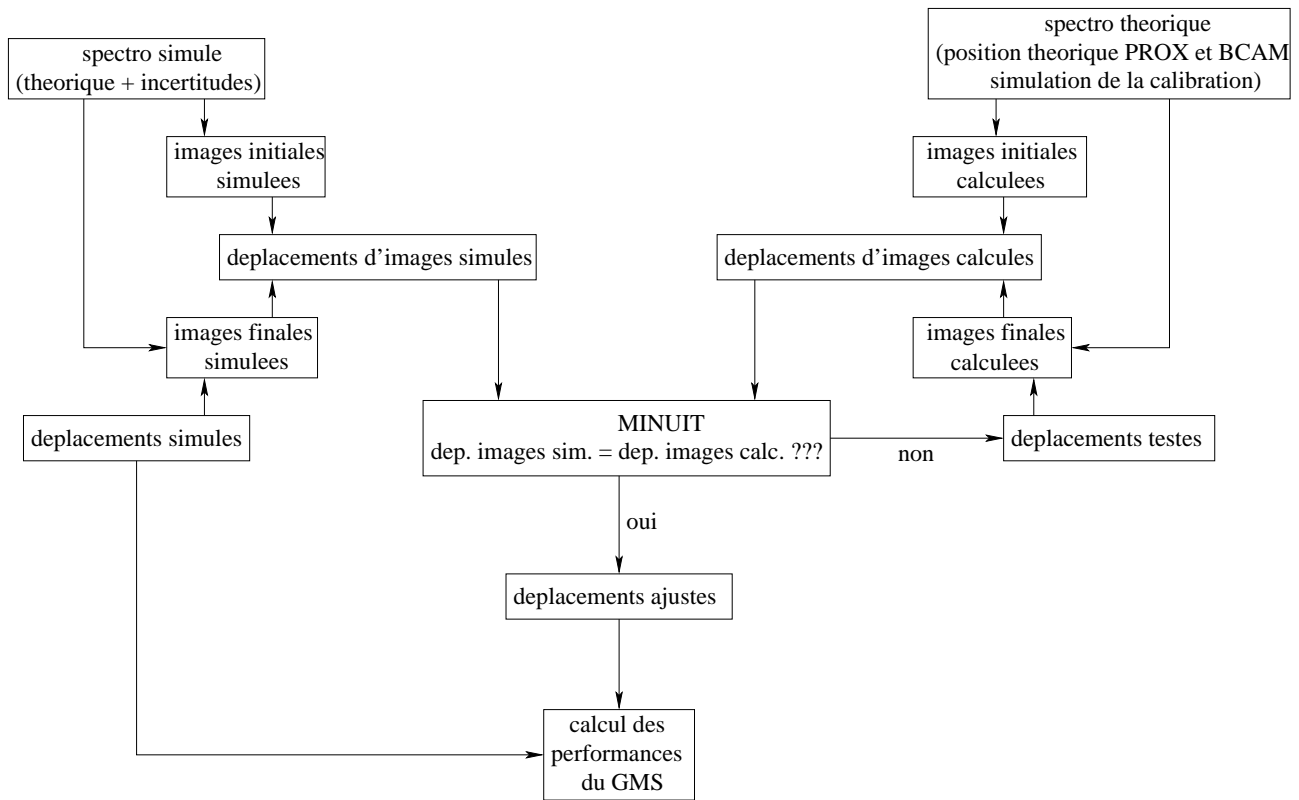


FIG. 4.1 – Procédure générale pour simuler le GMS et évaluer ses performances.

Les différentes étapes de la simulation sont :

1. Simulation des mesures optiques (partie gauche de la figure 4.1) :
 - (a) simulation de la configuration "réelle" du spectromètre à partir de sa configuration théorique, des précisions d'installation des chambres et des précisions de mesure de la position des éléments optiques sur celles-ci,
 - (b) déplacements et déformations aléatoires des chambres,
 - (c) calcul de toutes les mesures optiques induites, en prenant en compte la résolution intrinsèque des PROX et des BCAM.
2. Reconstruction des déformations puis des déplacements des chambres à l'aide du logiciel MINUIT et des seules quantités normalement connues (pour cette étape, nous ne sommes pas censés connaître la configuration "réelle" du spectromètre) :
 - mesures optiques simulées dans l'étape précédente,
 - positions théoriques des éléments optiques sur les chambres,
 - positions initiales des chambres obtenues par une simulation de la procédure de calibration appliquée sur leurs positions "réelles" (utilisation de traces droites de muons sans champ magnétique).

Ceci correspond à la partie droite de la figure 4.1. MINUIT effectue une minimisation de χ^2 en ajustant un certain nombre de paramètres libres qui sont ici les déplacements ou les déformations des chambres. Le χ^2 est défini comme suit :

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(dep_{sim_i} - dep_{calc_i})^2}{\sigma_{sim_i}^2}$$

avec :

- dep_{sim_i} , $i^{ème}$ mesure optique (simulée dans la première étape de la procédure),
- dep_{calc_i} , $i^{ème}$ mesure optique calculée à partir de la configuration connue ("théorique") du spectromètre et des paramètres de déplacement ou de déformation des chambres testées par MINUIT,
- $\sigma_{sim_i} = \sigma_{résolution\ intrinsèque} \oplus \sigma_{installation}$, précision de la $i^{ème}$ mesure optique (obtenue par simulation).

Pour résumer, MINUIT ajuste les paramètres de déplacement ou de déformation des chambres afin de reproduire au mieux les mesures optiques, en prenant en compte les précisions sur chacune d'elles.

3. Comparaison des résultats obtenus par MINUIT avec les déplacements et déformations réellement introduits dans la première étape de cette procédure. Etude de l'impact des erreurs commises sur la reconstruction de la masse de $l\Upsilon$ ou du sagitta des muons.

Ces trois étapes sont répétées un grand nombre de fois afin de construire des distributions d'erreurs de mesure de différentes quantités. De ces distributions sont extraites les résolutions de mesure que l'on peut atteindre avec le GMS, ce qui témoignera de son efficacité.

Deux programmes sont utilisés pour comparer les résultats obtenus par le GMS avec les quantités réellement introduites dans la simulation. Le premier évalue les précisions de mesure des déplacements et déformations des chambres, ainsi que la précision de reconstruction du sagitta des muons (quantités géométriques). Cette dernière est obtenue à partir des faux sagitta introduits sur des traces droites traversant le spectromètre. Le second est AliRoot, modifié dans le but d'introduire des erreurs de positionnement des chambres au moment de la reconstruction des trajectoires des muons. Il permet d'étudier les performances du GMS en terme de précision de reconstruction de quantités physiques telles que la masse de $l\Upsilon$, son impulsion transverse ou encore sa rapidité.

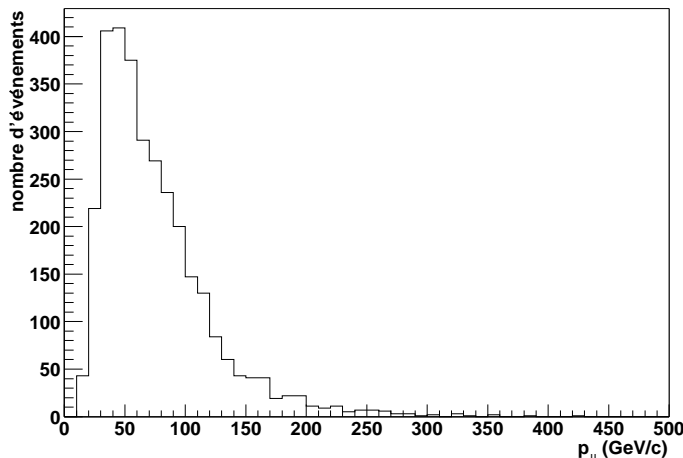


FIG. 4.2 – Distribution en impulsion des muons de désintégration de $l\Upsilon$ à la fin de l'absorbeur frontal.

Il est bon de rappeler ici que l'évaluation des performances exigées pour le GMS en terme de précision de mesure du sagitta des muons a été effectuée en se plaçant dans un cas très

défavorable où seulement l'un des muons issus de l' Υ a une grande impulsion ($100 \text{ GeV}/c$). Si l'on étudie la distribution en impulsion de ces muons à la fin de l'absorbeur frontal (figure 4.2), on s'aperçoit que la valeur moyenne de ces impulsions est plutôt de l'ordre de $70 \text{ GeV}/c$. De plus, les deux muons issus de l' Υ ont en moyenne des impulsions relativement proches. Puisque la résolution en masse obtenue avec AliRoot est moyennée sur toutes les configurations possibles de paires de muons, celle-ci paraîtra toujours meilleure que la résolution déduite de celle obtenue sur le sagitta (d'un facteur 1.5-2). Malgré cette apparente incohérence, les résultats obtenus avec les deux programmes sont totalement compatibles et nécessaires pour évaluer correctement les performances du GMS : le sagitta permet d'évaluer ces performances dans les cas les plus défavorables (et indépendamment de toute quantité physique), tandis que la masse donne accès aux performances moyennes du GMS.

4.2 Contrôle de dix plans rigides, le LMS

Le rôle principal du GMS est de mesurer les déplacements des chambres les unes par rapport aux autres. On a effectivement montré dans la section 3.1 consacrée aux exigences de performance du système que ces déplacements étaient responsables de la perte de résolution en masse du spectromètre. Plusieurs dispositifs ont été testés, utilisant des RASNIK ou des BCAM croisés entre les chambres, donnant tous des résultats plus ou moins satisfaisants.

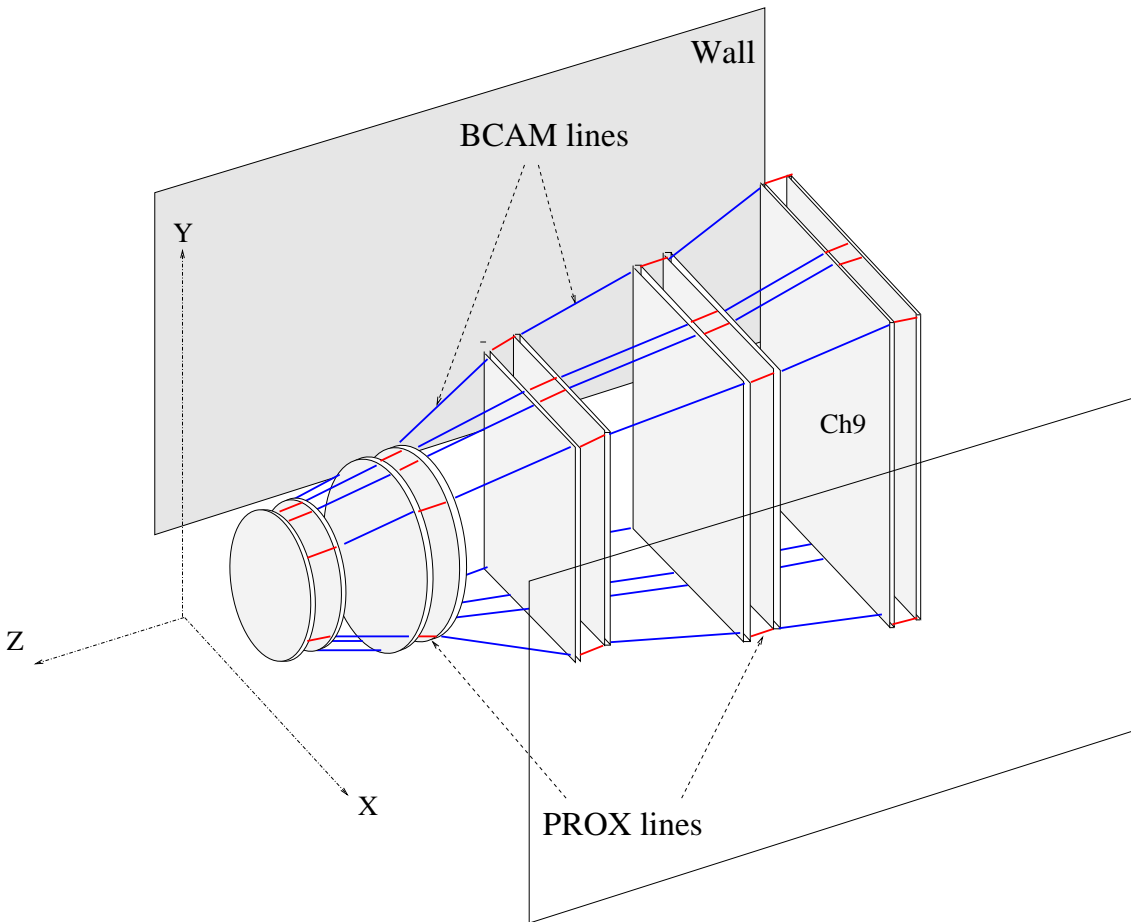


FIG. 4.3 – Vue schématique du LMS

La configuration finalement retenue, parmi les plus efficaces, est la plus simple à mettre en oeuvre, puisqu'elle n'est constituée que de PROX et de BCAM reliant chaque chambre à ses deux voisines. La description de cette configuration est présentée figure 4.3. Cette partie du GMS est nommée LMS (Longitudinal Monitoring System). Les BCAM et les PROX ne mesurent que des mouvements relatifs d'un des éléments optiques par rapport à l'autre. Par conséquent, une des dix chambres du spectromètre doit servir de référence pour mesurer sans ambiguïté les déplacements des neuf autres. La chambre choisie comme référence est la chambre 9 car c'est la seule qui peut être contrôlée de l'extérieur (par rapport aux murs de la caverne d'ALICE). Nous reviendrons sur les mesures de déplacements absolus de la chambre 9 dans la section 4.6. Nous supposons pour l'instant que ces mesures sont parfaites : les déplacements de cette chambre sont fixés à leurs valeurs "réelles". Comme il a été dit dans la section précédente, l'efficacité du GMS va dépendre des précisions de mesure des positions et orientations des éléments optiques sur les chambres et des résolutions des appareils utilisés. Dans cette section, on fixe les premières à 0.5 mm pour les positions et 0.5 mrad pour les orientations, et les secondes aux valeurs définies dans la section 3.2. La prochaine section est consacrée à l'étude de l'influence de ces paramètres.

$\sigma_{i,j}$ (μm)	numéro des 2 chambres considérées (i,j = 1-10)								
	1,2	2,3	3,4	4,5	5,6	6,7	7,8	8,9	9,10
σ_x	5	11	4	18	3	14	4	7	3
σ_y	6	12	4	19	4	16	4	7	4
σ_z	2	24	2	30	3	12	5	19	6

TAB. 4.1 – Précisions de mesure des déplacements relatifs des chambres dans les trois directions (x : horizontale, y : verticale, and z : le long du faisceau).

Le tableau 4.1 donne les résultats des simulations sur les précisions de mesure des déplacements relatifs de deux chambres consécutives. Puisque les chambres sont contrôlées par rapport à leurs plus proches voisines, les erreurs de mesure vont se propager depuis la chambre 9 (servant de référence) jusqu'à la chambre 1. Par conséquent, les erreurs de mesures entre les chambres 4 et 5 sont corrélées positivement aux erreurs de mesure entre les chambres 6 et 7, comme on peut le voir figure 4.4. La résolution atteinte sur le sagitta est donc meilleure que ce à quoi on peut s'attendre d'après les résultats du tableau 4.1. Les simulations montrent que l'on a une résolution de $6.7 \mu\text{m}$ environ (figure 4.5).

Les résultats obtenus sur la masse de l' Υ , l'impulsion des muons et l'angle d'ouverture entre les muons, en utilisant AliRoot, sont les suivants :

- $\sigma_{M_\Upsilon} = 2.6 \text{ MeV}/c^2$ (Fig. 4.6)
- $\frac{\sigma_p}{2 \cdot p} = 3.2 \cdot 10^{-4}$
- $\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}} = 1.2 \cdot 10^{-5}$

On peut vérifier ici ce qui a été dit dans la section 3.1, à savoir que les erreurs commises par le GMS n'affectent la résolution en masse qu'à travers la mesure de l'impulsion des muons (directement liée à la mesure du sagitta). La précision de mesure de l'angle d'ouverture entre les muons n'est pratiquement pas affectée en comparaison. Ceci s'explique par le fait qu'une erreur de positionnement de chambre altère de façon similaire les orientations reconstruites des deux muons individuels. On peut également constater que la distribution en masse n'est

pas gaussienne. Ceci est dû au fait que la précision de reconstruction de la masse dépend de l'impulsion des muons. La résolution en masse est donc obtenue à partir de l'écart-type (r.m.s) de la distribution et non à partir d'un fit du spectre par une gaussienne comme dans le cas du sagitta.

A la vue de ces différents résultats, on constate que les performances atteintes par le LMS vont bien au-delà des exigences. La configuration choisie semble donc parfaitement adaptée et constitue une base solide pour développer le GMS.

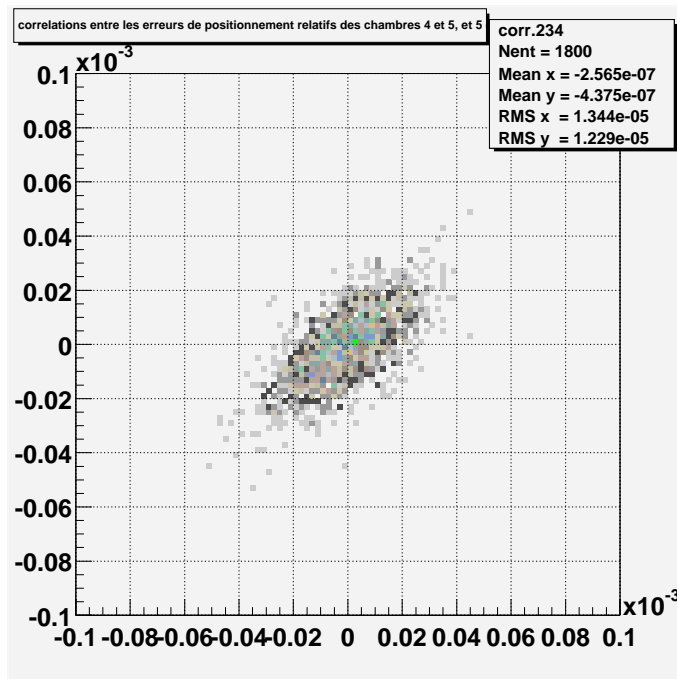


FIG. 4.4 – Corrélation entre les erreurs de mesure des déplacements relatifs des chambres 4 et 5 et celles des chambres 5 et 6.

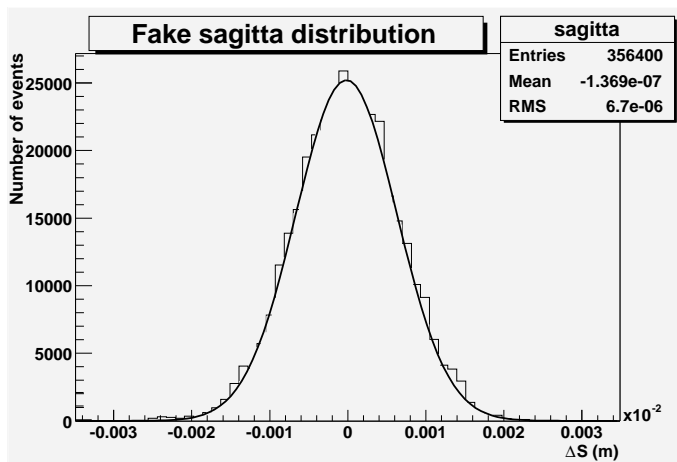


FIG. 4.5 – Distribution des faux sagitta introduits sur des traces droites traversant le spectromètre.

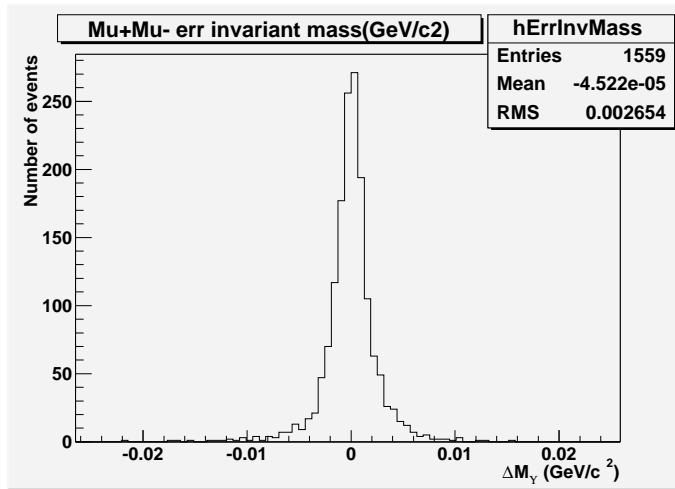


FIG. 4.6 – Spectre en masse reconstruite par AliRoot en ne tenant compte que des erreurs de mesures du LMS.

4.3 Effet des paramètres extérieurs sur les performances du LMS

Comme il a déjà été mentionné plusieurs fois, les performances du GMS dépendent de plusieurs paramètres :

- qualité de la calibration servant à mesurer les positions (et orientations) initiales des chambres,
- précisions de mesures de la position (et de l'orientation) des éléments optiques sur les chambres,
- résolutions optiques des PROX et des BCAM.

Nous allons dans cette section évaluer précisément les effets de chacun de ces paramètres sur les performances du LMS obtenues précédemment.

4.3.1 Effet de la qualité de la calibration

La position des chambres à partir de laquelle sont reconstruits leurs déplacements est initialement mesurée en utilisant les traces droites laissées par les muons en l'absence de champ magnétique. Les détails sur la procédure de calibration et l'étude des performances atteintes par celle-ci sortent du cadre de cette thèse. Néanmoins, ces performances peuvent affecter celles du LMS. On utilise donc une simulation de cette procédure de calibration appliquée sur les positions "réelles" (simulées) des chambres afin de déterminer les positions initiales de celles-ci que l'on peut ensuite utiliser dans la reconstruction des déplacements (voir la procédure de simulation du GMS décrite dans la section 4.1). Nous allons simplement comparer ici les performances du LMS obtenues dans la section précédente (avec simulation de la calibration) avec celles que l'on atteindrait si la calibration était parfaite (utilisation des positions "réelles" de chambres). Les autres paramètres de la simulation sont fixés aux mêmes valeurs que dans la section précédente.

Les résultats sont présentés dans le tableau 4.2. On constate que les erreurs de calibration jouent un rôle mineur dans la dégradation des performances du LMS. Nous allons donc

procédure de calibration	σ_x (μm)	σ_y (μm)	σ_z (μm)	$\sigma_{Sagitta}$ (μm)	$\frac{\sigma_p}{2 \cdot p}$ ($\times 10^{-4}$)	$\frac{\sigma_{\theta_{\mu\mu}}}{\theta_{\mu\mu}}$ ($\times 10^{-5}$)	σ_{M_T} (MeV/c^2)
normale	18	19	30	6.7	3.2	1.2	2.6
parfaite	16	16	26	6.2	2.8	1.0	2.3

TAB. 4.2 – *Effet de la qualité de la calibration sur l'efficacité du LMS à travers différentes quantités : précisions de mesure des déplacements relatifs des chambres 4 et 5 dans les trois directions, du sagitta des muons, de leur impulsion transverse, de l'angle d'ouverture entre les deux muons et de la masse de $l\Upsilon$.*

continuer d'utiliser la simulation de la calibration dans la suite de ce chapitre mais sans nous préoccuper davantage de ses conséquences sur les performances du GMS.

4.3.2 Effet des précisions de mesure de la position des éléments optiques

Le point crucial vis-à-vis des erreurs de positionnement des éléments optiques est que l'on ne mesure pas les positions des chambres mais leurs déplacements. Pour interpréter les mesures intantanées des PROX et des BCAM, il est en effet fondamental de connaître la position relative des éléments optiques qui les composent (une autre position donne une autre mesure). En revanche, l'interprétation des mesures de déplacements effectuées par ces appareils dépend peu des positions initiales de leurs éléments (un même déplacement à partir d'une position différente peut dans certains cas produire la même mesure). Prenons quelques exemples pour illustrer les effets des erreurs de positionnement des éléments optiques sur l'interprétation des mesures de déplacements des BCAM :

Soit dep_{LED} le déplacement d'une LED perpendiculairement à l'axe optique et dep_{CCD} la mesure induite sur la CCD :

$$dep_{LED} = \frac{distance_{LED-lentille}}{distance_{CCD-lentille}} \cdot dep_{CCD} \quad (4.1)$$

On voit très bien, d'après cette équation, que l'interprétation de la mesure pour ce type de déplacement ne dépend pas des positions relatives des boîtes perpendiculairement à l'axe optique. Ce n'est en revanche pas le cas pour les positions relatives le long de l'axe optique :

$$\sigma_{dep_{LED}} = \frac{dep_{LED}}{distance_{LED-lentille}} \cdot \sigma_{distance_{LED-lentille}} \quad (4.2)$$

Prenons encore le cas d'un autre type de déplacement : la rotation (rot_{CCD}) de la boîte contenant la CCD autour d'un axe perpendiculaire à l'axe optique (équivalent à une translation de la LED de $rot_{CCD} \cdot distance_{LED-lentille}$ perpendiculairement à cet axe). Dans ce cas, une erreur d'orientation relative des boîtes autour de l'axe optique (σ_{θ_Z}) va entraîner la mesure d'un faux déplacement parallèlement à l'axe de rotation de la CCD :

$$\sigma_{dep_{LED}} = rot_{CCD} \cdot distance_{LED-lentille} \cdot \sigma_{\theta_Z} \quad (4.3)$$

On constate, à partir des exemples précédents, que l'effet des erreurs de positionnement des éléments optiques sur l'interprétation des mesures de déplacements (quand il n'est pas

nul) augmente systématiquement avec l'amplitude de ces derniers. Cette conclusion est également vraie pour les mesures des PROX. On constate également que cet effet peut augmenter ou diminuer avec la distance séparant les boîtes BCAM, selon le cas particulier observé. Néanmoins, une simulation prenant en compte tous les types de déplacement et d'erreur de positionnement possibles montre que, en moyenne, il n'en dépend pas. Par conséquent, les erreurs de mesure des positions des éléments BCAM auront les mêmes effets sur les mesures de déplacement des chambres quelque soit la distance qui les sépare.

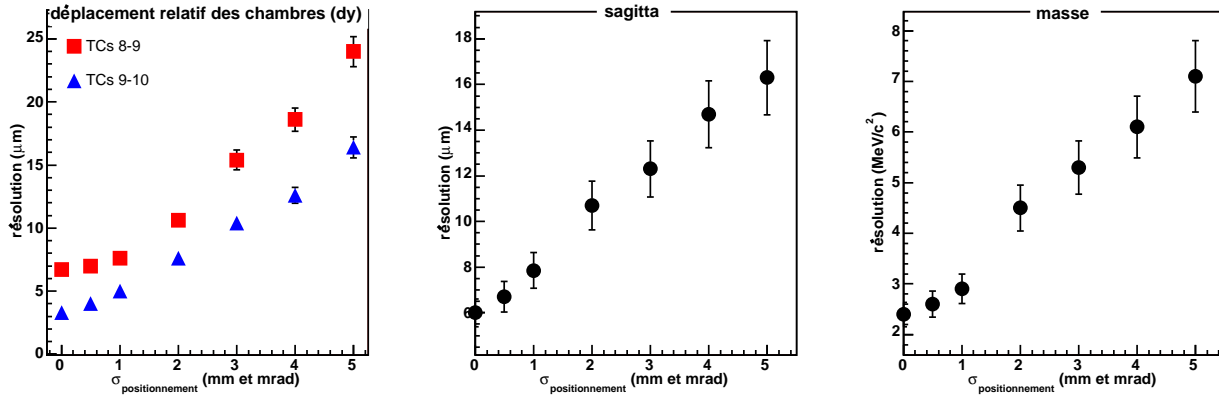


FIG. 4.7 – *Effet des erreurs de mesure des positions des éléments optiques sur différentes quantités : à gauche : précision de mesure des déplacements relatifs des chambres 8 et 9 et des chambres 9 et 10 dans la direction y (direction de courbure des traces) ; au centre : résolution sur le sagitta des muons ; à droite : résolution en masse de γ .*

Etudions maintenant les effets de ces erreurs de positionnement sur les performances du LMS, à travers différentes quantités. Les résultats sont présentés figure 4.7. Les valeurs données en abscisse sont les incertitudes à la fois sur les positions (x, y, z) et sur les orientations ($\theta_x, \theta_y, \theta_z$) des éléments optiques. On peut voir sur la première figure que ces erreurs affectent de façon relativement semblable les mesures de déplacement entre les chambres 8 et 9 (contrôlées par des BCAM) et entre les chambres 9 et 10 (contrôlées par des PROX). Les performances des deux systèmes optiques semblent donc également dégradées. D'après les résultats sur les résolutions en masse et en sagitta, on peut finalement conclure que les erreurs de mesure des positions (orientations) des éléments optiques sur les chambres n'affectent pas significativement les performances du LMS, tant qu'elles restent inférieures à quelques millimètres (milliradians). Ces mesures seront effectuées par des géomètres, avant l'installation des chambres dans la caverne, avec des précisions bien meilleures que le millimètre ou le milliradian. Dans toutes les simulations à venir, on utilisera respectivement 0.5 mm et 0.5 mrad de résolution sur les positions et les orientations des éléments optiques.

4.3.3 Effet des résolutions optiques des PROX et des BCAM

Les résolutions optiques des PROX et des BCAM vont naturellement être sensibles aux fluctuations et gradients d'indice de l'air, qui vont perturber le trajet des rayons lumineux [101]. La chaleur qui sera dégagée dans le spectromètre d'ALICE, que ce soit par l'électronique des chambres ou par l'aimant, provoquera ce genre de perturbations qui peuvent

avoir des conséquences importantes sur les performances des systèmes. Nous avons effectué quelques tests en laboratoire pour quantifier les pertes de résolution attendues. Ces tests n'ont été pratiqués que sur des BCAM, ceux-ci étant beaucoup plus sensibles que les PROX du fait de leur plus grande distance de fonctionnement. En effet, plus le chemin parcouru par la lumière dans le milieu chaud est grand, plus la résolution sur la CCD est dégradée. De plus, l'effet, sur la mesure des déplacements, d'une même perte de résolution sur la CCD, est amplifié dans le cas du BCAM à cause de la très faible valeur du grossissement (qui vaut 1 pour le PROX) :

$$\sigma_{dep_{LED}} = \frac{distance_{LED-lentille}}{distance_{CCD-lentille}} \cdot \sigma_{dep_{CCD}} \quad (4.4)$$

Nous avons également évalué par simulation les conséquences de ces pertes de résolution sur les performances du LMS.

Resultats des tests en laboratoire

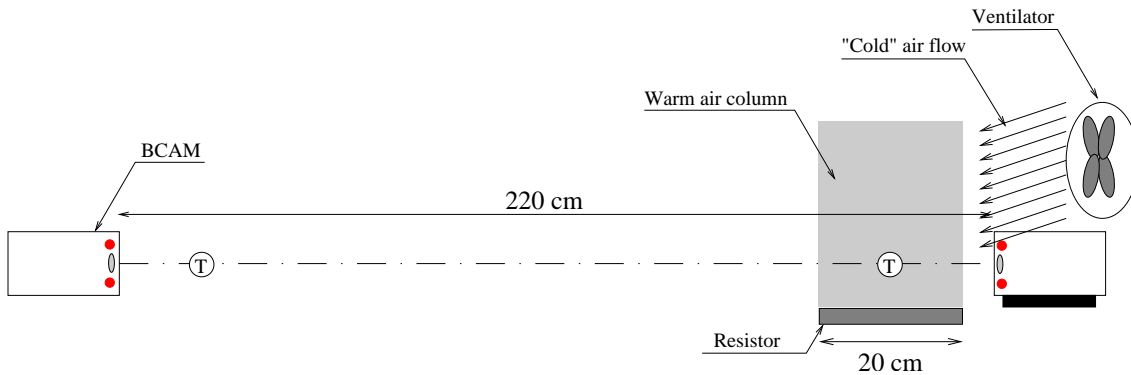


FIG. 4.8 – Schéma du banc de test pour l'étude des effets thermiques sur le BCAM.

La figure 4.8 présente une vue schématique du banc de test utilisé. Celui-ci reproduit grossièrement les conditions de fonctionnement des lignes optiques constituant le LMS. Une ligne BCAM de 220 cm de long est installée sur un marbre. Afin de reproduire la chaleur dégagée par l'électronique d'une chambre, une colonne d'air chaud d'une vingtaine de centimètres de large est produite devant l'une des boîtes à l'aide d'une plaque chauffante. Cette boîte est montée sur une table motorisée permettant des déplacements transverses contrôlés. Deux capteurs thermiques, l'un placé dans la zone chaude et l'autre en dehors, permettent de mesurer les différences de températures ΔT atteintes le long du trajet optique. Un ventilateur est enfin installé près de la colonne d'air chaud pour étudier les effets thermiques en flux d'air forcé. Les résolutions du BCAM obtenues pour différentes valeurs de ΔT sont présentées figure 4.9. Ces valeurs correspondent aux mesures effectuées par la CCD la plus proche de la colonne d'air chaud, qui sont les plus affectées par les effets thermiques. On voit très clairement que les résolutions les plus mauvaises sont atteintes lorsque l'on n'utilise pas le ventilateur (cercles pleins). On voit également que plus le flux d'air est important, meilleure est la résolution. On peut enfin remarquer que la perte de résolution observée ici n'est due qu'aux fluctuations thermiques. Les gradients thermiques, s'ils sont constants, vont induire un décalage systématique des images sur la CCD qui, à l'instar d'une erreur de positionnement transverse, est sans conséquence sur les mesures de déplacements.

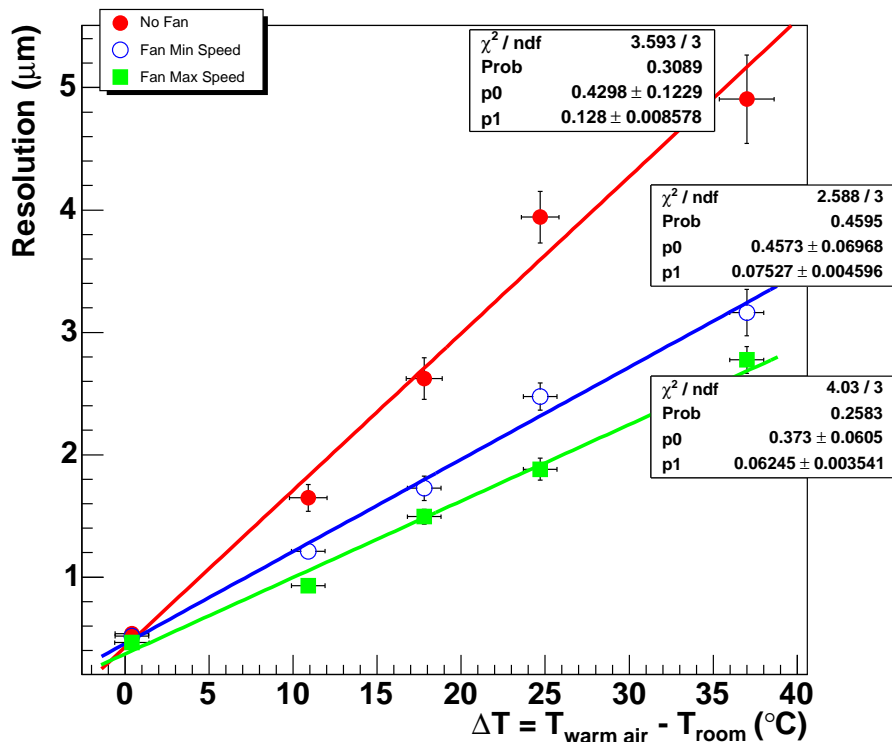


FIG. 4.9 – Résolution du BCAM en fonction de la différence de température appliquée le long du trajet optique, sans utilisation du ventilateur (cercles pleins), avec utilisation du ventilateur en position lente (cercles vides) ou en position rapide (carrés pleins).

D’après les spécifications du spectromètre, les variations de température ne devraient pas dépasser $20\text{ }^\circ\text{C}$, grâce notamment à un système de refroidissement par air de l’électronique des chambres. Les éléments optiques étant placés dans ce flux d’air forcé, les pertes de résolution devraient donc être moindres. On s’attend en fait, d’après les résultats de la figure 4.9, à une résolution de l’ordre de $1.5 - 2\ \mu\text{m}$ sur la CCD des BCAM, soit une perte d’un facteur 3–4 environ par rapport à la résolution intrinsèque indiquée section 3.2.3 ($\sim 0.5\ \mu\text{m}$).

Conséquences sur les performances du LMS

Le même facteur de perte a été appliqué pour le BCAM et pour le PROX. Ce faisant, d’après ce qui a été écrit plus tôt, nous surestimons les effets thermiques sur ces derniers. Les résultats des simulations sont présentés figure 4.10. Les valeurs données en abscisse sont des facteurs de perte de résolution appliqués aux résolutions intrinsèques définies à la section 3.2. Il apparaît très clairement, à la vue des résultats sur les précisions de mesure des déplacements relatifs des chambres, que les BCAM (entre les chambres 8 et 9) sont beaucoup plus sensibles que les PROX (entre les chambres 9 et 10) à une même perte de résolution sur la CCD. Ceci confirme ce qui a été dit en début de section. On peut même constater que la perte de résolution des PROX n’est pas proportionnelle à la perte de résolution optique, indiquant que les performances de ces derniers restent dominées par des effets géométriques (erreur de mesure des positions initiales des chambres et des éléments optiques sur celles ci), même pour une perte de résolution d’un facteur 5.

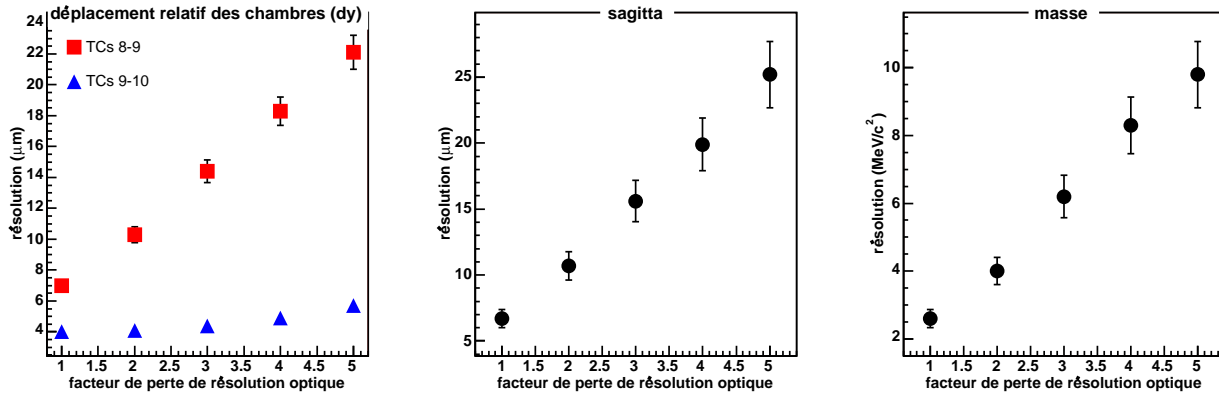


FIG. 4.10 – *Effet des pertes de résolution des PROX et des BCAM sur différentes quantités : à gauche : précisions de mesure des déplacements relatifs des chambres 8 et 9 et des chambres 9 et 10 dans la direction y (direction de courbure des traces) ; au centre : résolution sur le sagitta des muons ; à droite : résolution en masse de $l\Upsilon$.*

Comparons maintenant les résultats obtenus ici avec ceux obtenus dans la section précédente. Pour cela, plaçons nous par exemple dans le cas d'une perte de résolution optique d'un facteur 4 (figure 4.10) et dans le cas d'une incertitude de positionnement des éléments optiques de 4 mm/mrad (figure 4.7). On constate que malgré des mesures plus précises des déplacements relatifs des chambres 8 et 9 et des chambres 9 et 10 ($18 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$ au lieu de $19 \mu\text{m}$ et $13 \mu\text{m}$), les résolutions obtenues sur le sagitta et la masse sont moins bonnes dans le cas d'une perte de résolution optique ($20 \mu\text{m}$ et $8 \text{ MeV}/c^2$ au lieu de $15 \mu\text{m}$ et $6 \text{ MeV}/c^2$). Cette apparente incohérence provient en fait simplement des couples de chambres que l'on considère. Les BCAM ont en effet des comportements différents vis à vis des erreurs de positionnement ou des pertes de résolution. On a effectivement vu que l'effet des premières ne dépendait pas de la distance séparant les deux boîtes, contrairement à l'effet des secondes (Eq. 4.4). Par conséquent, les précisions de mesure des déplacements relatifs des chambres 4 et 5 ou 6 et 7, deux fois plus éloignées l'une de l'autre que les chambres 8 et 9, sont environ deux fois plus mauvaises dans le cas d'une perte de résolution que dans le cas d'une erreur de positionnement. Ceci explique les résultats obtenus.

On peut finalement conclure que les performances du LMS sont dégradées par les effets thermiques, principalement à travers les pertes de résolution des BCAM. Les tests préliminaires effectués en laboratoire ont montré que ces pertes atteignaient aisément un facteur 5 (sans système de ventilation) pour une zone de perturbation d'une vingtaine de centimètres seulement. Une telle perte de résolution n'est pas sans conséquence sur les performances du LMS (voir Fig. 4.10). Ceci atteste de l'importance d'une bonne évaluation de ces effets thermiques et, éventuellement, de la nécessité de trouver des solutions pour les contrer. Ceci dit, d'après l'estimation des conditions de fonctionnement du spectromètre, les performances attendues du LMS restent bien meilleures que les exigences : entre 15 et $20 \mu\text{m}$ de résolution sur le sagitta et entre 6 et $8 \text{ MeV}/c^2$ de résolution moyenne sur la masse.

4.4 Séparation en deux demi-plans des chambres 5 à 10, amélioration du LMS

Les quatre quadrants constituant les chambres 1 à 4 sont rigidement liés ensemble si bien que l'on peut effectivement considérer ces chambres comme un seul plan rigide. En revanche, les deux demi-plans formant les chambres 5 à 10 ne sont que faiblement liés ensemble. Des déplacements de ces demi-plans l'un par rapport à l'autre sont donc à prévoir. Les simulations ont donc été refaites pour en tenir compte. Il s'agit de rajouter six nouveaux paramètres (trois translations et trois rotations) pour chacune des six chambres concernées, afin de tenir compte de tous les mouvements possibles. Le LMS tel qu'il a été présenté dans les sections précédentes effectue suffisamment de mesures redondantes pour pouvoir reconstruire sans ambiguïté les nouveaux déplacements en plus des anciens. Néanmoins, cela entraîne une réduction importante du nombre de degrés de liberté du système (nombre de mesures optiques - nombre de paramètres ajustés). La conséquence immédiate est la dégradation des performances. Les résolutions atteintes sont à présent de $23 \mu m$ pour la sagitta et $9 MeV/c^2$ pour la masse de l' Υ . Les résolutions des appareils optiques ont été fixées à 3 fois leur résolution intrinsèque (voir section 3.2) pour tenir compte des effets thermiques. En plus de dégrader les performances du LMS, cette réduction du nombre de degrés de liberté nuit à la robustesse du système vis-à-vis des pannes éventuelles (la section 4.7 est spécialement consacrée à l'étude de ce sujet). On a donc tout intérêt à renforcer le système pour retrouver les caractéristiques initiales mais aussi pour augmenter la redondance des mesures. La figure 4.12 montre une vue schématique des six lignes BCAM ajoutées, sur chacune des chambres 5 à 10, au dispositif du LMS déjà présenté figure 4.3. Les boîtes installées sur les plates-formes centrales font partie de ce qu'on appelle des "BCAM doubles" (voir figure 4.11). L'ensemble CCD-lentille-LED est doublé dans la boîte centrale de ce système, de sorte que celles-ci "regarde" et "illumine" les deux boîtes placées de part et d'autre. La seconde ligne optique issue de ces boîtes, reliant les 2 plates-formes d'un même demi-plan, n'est pas représentée sur la figure 4.12. Elle servira pour la mesure des déformations (voir la prochaine section).

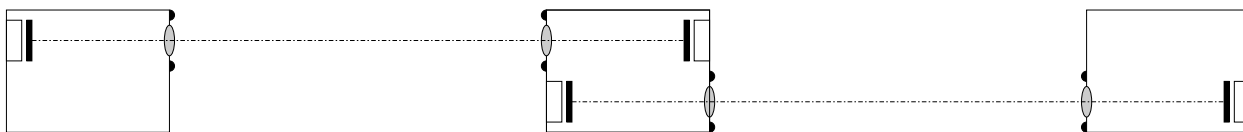


FIG. 4.11 – Vue schématique du système BCAM double.

Les simulations ont été refaites avec cette nouvelle configuration, dans les mêmes conditions que précédemment. On obtient $17 \mu m$ de précision sur la mesure du sagitta et $7 MeV/c^2$ sur la masse de l' Υ . Ces valeurs sont très proches de celles obtenues dans la section précédente dans les mêmes conditions de simulation. Les performances du LMS sont donc inchangées, de même que leur dépendance vis-à-vis des résolutions optiques.

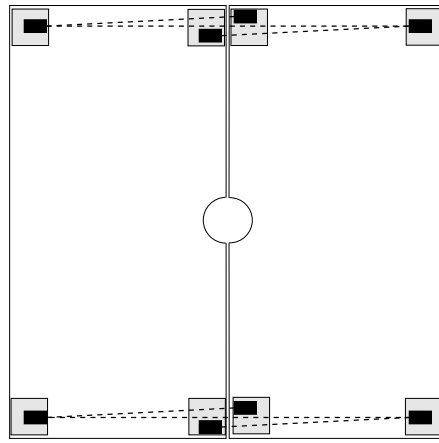


FIG. 4.12 – *Vue schématique des six lignes BCAM ajoutées sur chacune des chambres 5 à 10 pour compléter le LMS.*

4.5 Contrôle des déformations des chambres, le TMS

Jusqu'à présent, les chambres ou demi-chambres étaient considérées comme des plans rigides. Des déformations sont néanmoins prévisibles durant les longues périodes de prise de données (plusieurs mois). On s'attend à des torsions autour d'un ou plusieurs axes situés dans le plan des chambres. Des exemples de torsions simples sont donnés figures 4.13. On a vu, dans la section 3.1, que de telles déformations auront un effet direct très faible sur la résolution en masse puisqu'elles correspondent à des mouvements perpendiculaires au plan des chambres (les mouvements ayant le plus d'effet sont ceux dans la direction de courbure des traces). Elles vont cependant avoir un effet indirect important car elles vont dégrader sensiblement les performances du LMS. Les éléments optiques constituant le LMS sont en effet installés sur des plates-formes aux quatre coins des (demi-)chambres. Les déformations de celles-ci vont donc entraîner des mouvements de plates-formes qui se traduiront par des mesures optiques de déplacements. Si ces mouvements ne sont pas correctement pris en compte, ils seront interprétés comme des déplacements de (demi-)chambres entières par le

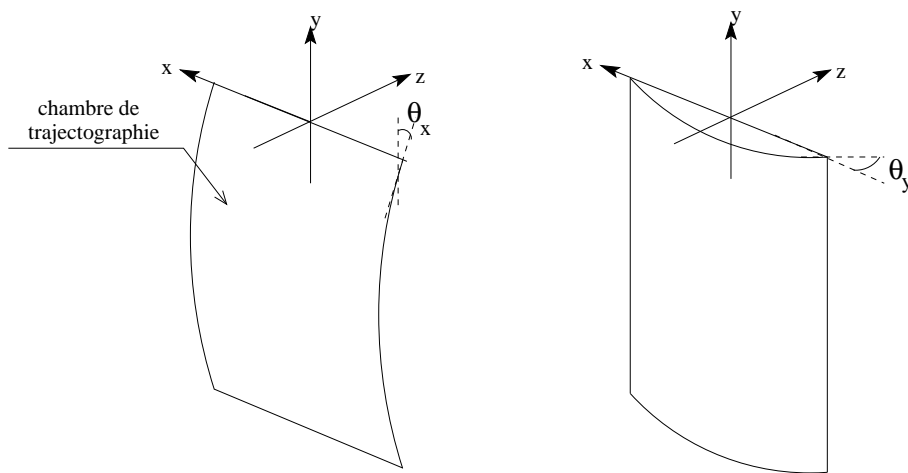


FIG. 4.13 – *Vue schématique de deux déformations simples des chambres avec les rotations induites à chaque coin.*

système.

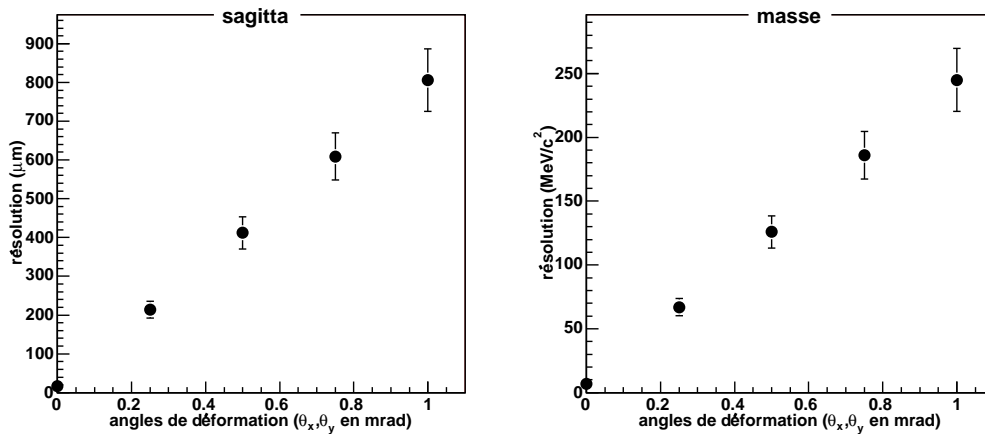


FIG. 4.14 – *Effet des déformations sur différentes quantités : à gauche : résolution sur le sagitta des muons ; à droite : résolution en masse de l' Υ .*

Afin de quantifier les effets des déformations sur les performances du LMS, nous avons effectué des simulations en introduisant des rotations "non contrôlées" (θ_x, θ_y) des plates-formes dont l'amplitude est choisie aléatoirement dans une distribution gaussienne. Les résultats obtenus sont présentés figure 4.14. Les valeurs données en abscisse sont la largeur de cette gaussienne (équivalant à une précision de mesure des rotations des plates-formes). Pour donner une idée de ce que cela représente, une flèche de seulement 1.5 mm au centre de la chambre 10 (6 mètres de haut) conduit à une rotation des plates-formes de 1 mrad environ. D'après la figure, cela induira une perte de résolution de 800 μm sur le sagitta et de 250 MeV/c^2 sur la masse de l' Υ . On constate immédiatement quelles conséquences désastreuses peuvent avoir des déformations non contrôlées des chambres. Il est par conséquent fondamental de disposer d'un système mesurant de façon très précise ces déformations, et plus particulièrement les mouvements des plates-formes supportant les éléments optiques constitutifs du LMS. Ce système, appelé TMS (Transverse Monitoring System), est décrit ci-dessous. Ses performances seront ensuite évaluées par simulation de même que les conséquences induites sur celles du LMS. Finalement, l'étude des effets thermiques sur l'ensemble du système LMS + TMS sera exposée.

4.5.1 Description du TMS

Du fait des géométries différentes entre les chambres 1 à 4 et les chambres 5 à 10, deux configurations différentes seront utilisées. Plusieurs itérations ont été nécessaires pour aboutir aux dispositifs présentés figure 4.15. La possibilité d'utiliser des RASNIK a été étudiée pour être finalement abandonnée au profit des BCAM (schématisés par des rectangles noirs sur les figures) qui sont beaucoup plus performants pour mesurer précisément les rotations des plates-formes. On utilise également des sources bi-directionnelles pour mesurer les déformations globales des (demi-)chambres. Ces sources sont simplement les LED normalement présentes dans les boîtes BCAM. On les utilise ici pour minimiser la quantité de matière introduite dans l'acceptance du spectromètre.

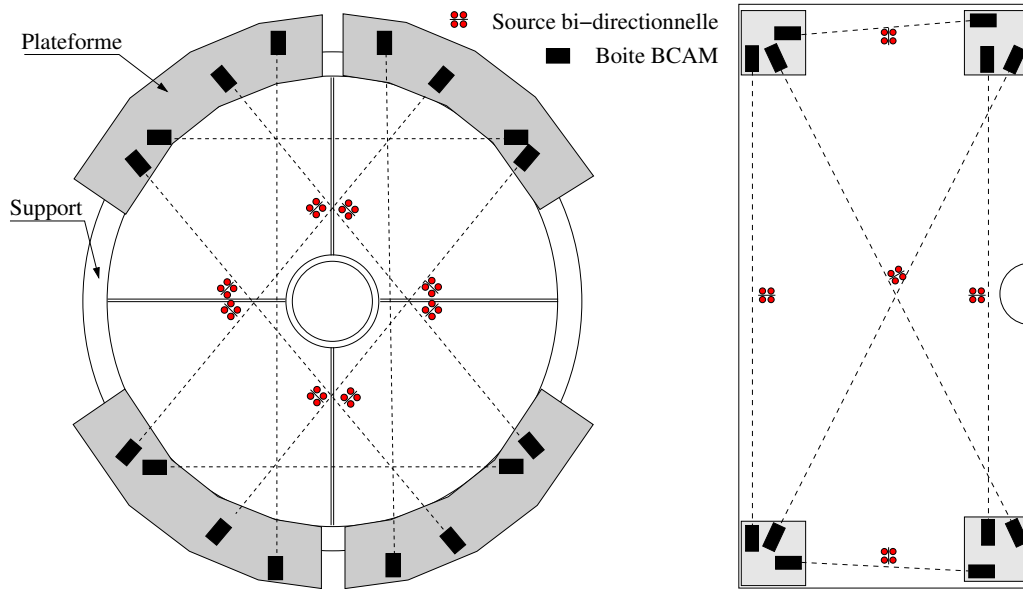


FIG. 4.15 – Dispositif du TMS pour les chambres 1 à 4 (à gauche) et pour les demi-plans des chambres 5 à 10 (à droite).

4.5.2 Performances du TMS, et conséquences sur celles du LMS

Des simulations ont été effectuées afin d'évaluer les performances du TMS, aussi bien pour mesurer les déplacements des plates-formes les unes par rapport aux autres (nécessaire pour le LMS), que pour reconstruire les déformations globales des (demi-)chambres. Les résolutions des systèmes optiques ont été fixées à leurs valeurs intrinsèques données dans la section 3.2. Les déformations possibles des (demi-)chambres ont été générées aléatoirement à partir d'un polynôme de degré 5 à deux dimensions (un degré de plus que le polynôme décrivant l'ensemble des formes qu'il est possible de reconstruire avec le TMS). Il est possible, à partir de ce polynôme, de calculer les différentes quantités que doit mesurer le TMS pour rendre compte des déformations, à savoir les translations (d_z) et les rotations (θ_x et θ_y) des plates-formes, ainsi que les translations (d_z) des sources bi-directionnelles. La stratégie employée pour mesurer ces quantités à l'aide du TMS est la même que pour le LMS : une des plates-formes sert de référence pour contrôler les déplacements des trois autres et des sources bi-directionnelles. Le déplacement de la plate-forme de référence est en fait corrélé au déplacement global de la (demi-)chambre, tout comme le déplacement de la chambre 9 est corrélé au déplacement global du spectromètre dans le cas du LMS.

Les résultats obtenus sur les précisions de mesure des mouvements des plates-formes sont présentés dans le tableau 4.3. Le TMS est capable de mesurer les rotations des plates-formes avec une précision de $8 \mu rad$ environ. On note que cette résolution ne dépend pas de la station considérée. Ceci est dû au fait que la résolution angulaire des BCAM est constante. En revanche, la précision de mesure des translations des LED est proportionnelle à la distance séparant les 2 boîtes (voir Eq. 4.4 section 4.3.3). Cela explique pourquoi la précision de mesure des translations des plates-formes augmente avec la taille de la station considérée (voir figure 2.3 section 2.4.1). En prenant en compte les déplacements des plates-formes mesurés par le TMS, on est à nouveau capable de mesurer les déplacements des chambres avec une bonne précision. Les nouvelles performances atteintes par le LMS ont été évaluées par simulation.

Station	σ_{θ_x} (μrad)	σ_{θ_y} (μrad)	σ_{d_z} (μm)
1	8.4	8.3	8.5
2	8.0	8.1	10.2
3	7.9	8.3	17.3
4	8.4	8.0	28.1
5	8.2	8.6	31.2

TAB. 4.3 – Précision de mesure des déplacements des plates-formes.

Les précisions de mesure du TMS ont été prises en compte en introduisant un déplacement (non contrôlé) de toutes les plates-formes, dont l’amplitude est générée aléatoirement à partir d’une gaussienne ayant comme largeur les valeurs données dans le tableau 4.3. Ce faisant, on surestime légèrement l’impact des erreurs de mesure du TMS. Les résolutions des systèmes optiques constituant le LMS sont également fixées à leurs valeurs intrinsèques. On obtient environ $16 \mu\text{m}$ de résolution sur la sagitta et $6 \text{ MeV}/c^2$ de résolution sur la masse de l’ Υ . Ces valeurs sont à comparer à celles obtenues dans les mêmes conditions mais en considérant les (demi-)chambres comme des plans rigides : $7 \mu\text{m}$ sur la sagitta et $3 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse.

A partir des mesures de déplacement des plates-formes et des sources bi-directionnelles, on est également capable de remonter aux déformations globales des chambres. Celles-ci sont reconstruites sous la forme d’un polynôme de degré 4 à deux dimensions (on ne peut pas faire mieux avec les mesures dont on dispose), ajusté à l’aide de MINUIT de manière à reproduire le mieux possible les mesures. Les translations des sources bi-directionnelles et des plates-formes correspondent à des valeurs locales du polynôme, tandis que les rotations des plates-formes correspondent à des valeurs locales de ses dérivées. Les performances du TMS, exprimées en terme de mesure de déformation globale des chambres, sont évaluées à travers les précisions de repositionnement (en z) d’une centaine de points répartis sur la (demi-)chambre considérée. On atteint ainsi une résolution meilleure que $100 \mu\text{m}$ pour une demi-chambre de la station 5, qui est la plus défavorisée compte-tenu de sa grande taille. Des simulations ont montré qu’une centaine de microns d’incertitude sur la position des points d’interaction des muons avec les chambres correspondait à une résolution d’environ $4 \mu\text{m}$ sur la sagitta et $2 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse de l’ Υ . Ces quantités sont directement corrélées aux erreurs de mesure du TMS. Comme on l’avait anticipé dans la section 3.1, celles-ci sont négligeables devant les résolutions présentées plus haut, induites indirectement au travers des pertes de performances du LMS. Dans la suite de cette étude, on négligera toujours l’effet direct des imprécisions du TMS. On peut également considérer qu’il est déjà pris en compte, puisque l’effet indirect est légèrement surestimé dans les simulations.

4.5.3 Effets thermiques sur les performances de l’ensemble LMS + TMS

Les résolutions obtenues précédemment avec l’ensemble LMS + TMS sont bien meilleures que les exigences. Cependant, elles ne tiennent pas compte des pertes de résolution optiques induites par les effets thermiques. Les mouvements des plates-formes étant exclusivement contrôlés par des BCAM, les performances du TMS y seront particulièrement sensibles, comme le montre la figure 4.16. La figure 4.17 montre les conséquences sur les performances

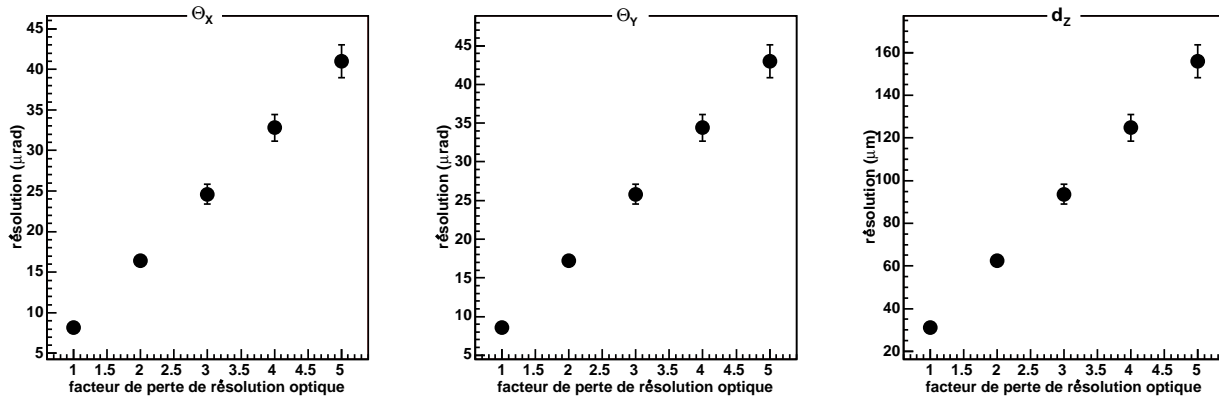


FIG. 4.16 – Effet des pertes de résolution optique pour la station 5 sur les précisions de mesure des rotations (θ_x, θ_y) et des translations (d_z) des plates-formes.

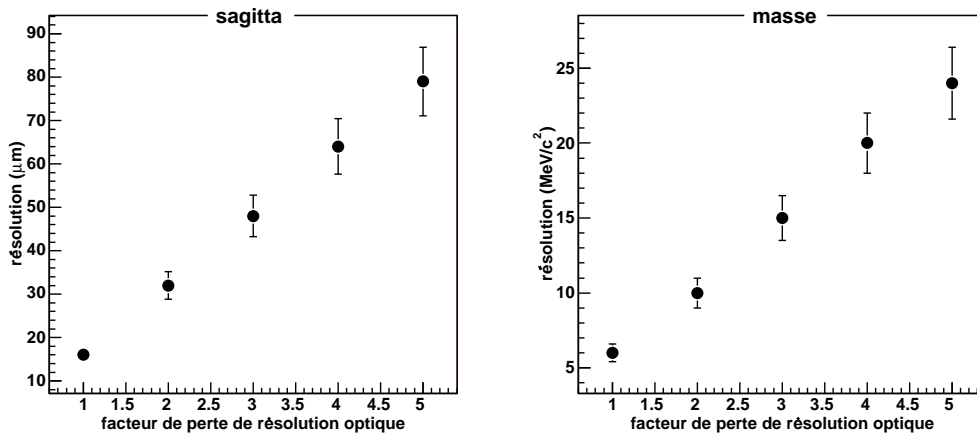


FIG. 4.17 – Effet des pertes de résolution des PROX et des BCAM sur différentes quantités : à gauche : résolution sur le sagitta des muons ; à droite : résolution en masse de l' γ .

du LMS. Ces dernières ont été évaluées en tenant compte des performances du TMS, mais également en appliquant la même perte de résolution optique sur les PROX et les BCAM composant le LMS. Ces résultats montrent, une fois de plus, la nécessité de mesurer précisément les effets thermiques et de trouver des moyens de les contrer. D'après l'estimation grossière des conditions de fonctionnement des BCAM dans le spectromètre (voir section 4.3.3), les performances de l'ensemble LMS + TMS sont finalement estimées à environ $50 \mu m$ de résolution sur le sagitta et $15 MeV/c^2$ de résolution sur la masse de l' γ . Dans ce cas, la contribution des problèmes de géométrie à la résolution totale du spectromètre serait encore très faible.

4.6 Contrôle des mouvements globaux du spectromètre, le EMS

Comme on l'a dit dans la section 4.2, le contrôle des déplacements des chambres ne peut se faire que par rapport à une référence que l'on suppose fixe. Jusqu'à présent, la chambre 9 faisait office de référence. Ce n'est évidemment pas possible en réalité puisque celle-ci se déplace au même titre que les autres. Si on la supposait fixe dans l'analyse, les mesures engendrées par ses mouvements seraient interprétées comme des déplacements de l'ensemble des autres chambres, autrement dit des déplacements globaux du spectromètre. Il est vrai que de telles erreurs globales n'affectent pas la mesure du sagitta et très peu la mesure de la masse. Cependant, elles ont un effet important sur les mesures de quantités telles que l'impulsion transverse ou la rapidité de l' Υ (voir section 3.1). Il est par conséquent fondamental, pour compléter le GMS, de mesurer les déplacements absolus de la chambre 9 par rapport à une référence extérieure fixe. Les murs de la cavité d'ALICE ont été choisis pour jouer ce rôle, même s'ils ne sont pas totalement fixes. Des déformations sont en effet observées sur de longues périodes (qui correspondent à la durée des prises de données physiques). La partie du GMS qui effectue le contrôle de ces déplacements est appelée EMS (External Monitoring System). Plusieurs configurations de ce système ont été testées par simulation. En particulier, on a étudié la possibilité de s'appuyer sur le système de nivellement hydrostatique (HLS) servant à contrôler les positions absolues des aimants du LHC, afin de se soustraire en partie aux déformations des murs. On a également étudié la possibilité de contrôler les déplacements de la chambre 1 par rapport à la TPC d'ALICE. La solution finalement rete-

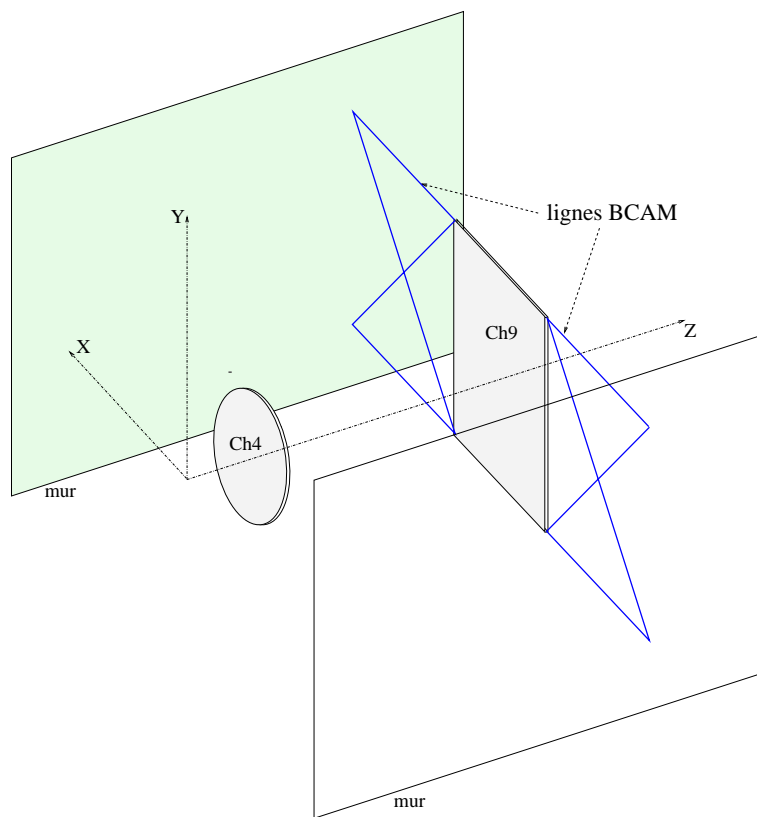


FIG. 4.18 – Vue schématique du EMS.

nue est la plus simple à mettre en œuvre, bien qu'elle ne soit pas la plus performante. Les améliorations apportées par le HLS ou par les liens avec la TPC ne sont pas, en effet, d'une importance capitale et ne justifient pas les efforts techniques et financiers nécessaires pour les mettre en œuvre. La configuration retenue pour le EMS est présentée figure 4.18. Il n'est composé que de 8 lignes BCAM, qui sont ici les appareils les mieux adaptés.

Des simulations ont été effectuées afin d'évaluer les performances du EMS. Les résolutions des BCAM ont été fixées à leurs valeurs par défaut (voir section 3.2). Des mouvements aléatoires (non contrôlés) des plates-formes supportant les éléments optiques sur les murs, d'amplitude 1 mm pour les translations et 1 mrad pour les rotations, ont également été introduits pour tenir compte des déformations de ceux-ci. Les résultats sur la mesure des déplacements de la chambre 9 sont résumés dans le tableau 4.4.

σ_x (μm)	σ_y (μm)	σ_z (μm)	σ_{θ_x} (μrad)	σ_{θ_y} (μrad)	σ_{θ_z} (μrad)
808	545	500	161	47	45

TAB. 4.4 – Performances du EMS sur la mesure des déplacements de la chambre 9.

On a également effectué des simulations des performances de l'intégralité du GMS (LMS + TMS + EMS) dans les mêmes conditions que précédemment (résolutions optiques par défaut pour l'ensemble des appareils). Les résultats sur le sagitta des muons et sur la masse, l'impulsion transverse et la rapidité de l' Υ sont présentés dans le tableau 4.5. Ils sont comparés aux résultats obtenus dans le cas où le EMS est parfait (première ligne du tableau) : les déplacements de la chambre 9 sont, dans ce cas, fixés à leurs valeurs "réelles", comme dans les sections précédentes. Comme on s'y attendait, les résolutions sur le sagitta et la masse ne sont pas affectées par les performances du EMS. Ce n'est bien évidemment pas le cas pour les résolutions en impulsion transverse et en rapidité. Les valeurs atteintes par ces dernières sont toutefois suffisamment faibles pour ne pas contribuer de façon importante aux résolutions totales du spectromètre (160 MeV/c pour l'impulsion transverse et de $77 \cdot 10^{-4}$ pour la rapidité).

systèmes utilisés	σ_s (μm)	σ_M (MeV/c ²)	σ_{Pt} (MeV/c)	σ_Y ($\times 10^{-4}$)
LMS+TMS	16	6	12	2.5
LMS+TMS+EMS	16	6	48	20

TAB. 4.5 – Résolutions atteintes, avec un EMS parfait ou normal, sur le sagitta des muons et sur la masse, l'impulsion transverse et la rapidité de l' Υ .

Les effets des pertes de résolutions optiques induites par les fluctuations thermiques ont finalement été étudiés par simulation. Le même facteur de perte est appliqué à l'ensemble du GMS. Les résultats sur les précisions de mesure du sagitta des muons et de la masse de l' Υ sont les mêmes que ceux présentés figure 4.17 dans la section précédente. Les résultats sur les précisions de mesure de l'impulsion transverse et de la rapidité de l' Υ sont présentés figure 4.19. On constate que celles-ci ne sont pas proportionnelles à la résolution optique. Il semblerait donc que les fluctuations thermiques ne soient pas la principale source d'erreur du

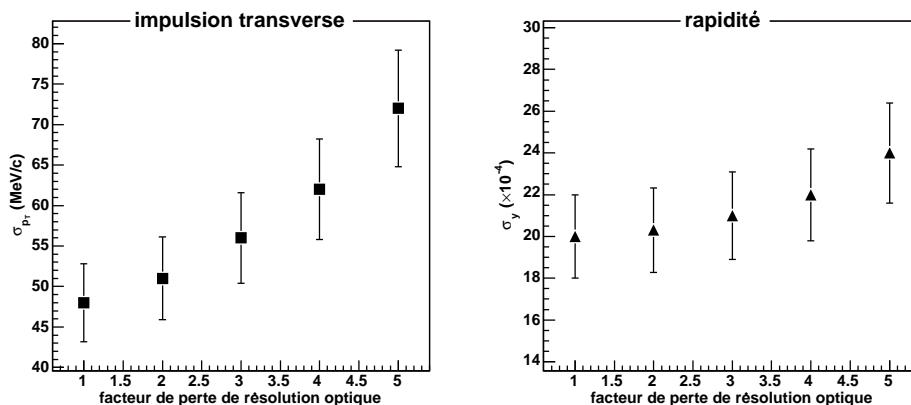


FIG. 4.19 – Effets des pertes de résolution des PROX et des BCAM sur les résolutions en impulsion transverse (à gauche) et en rapidité (à droite) de l' Υ .

EMS. Les performances de ce dernier sont en fait dominées par l'effet des déformations non contrôlées des murs. Comme on l'a expliqué dans la section précédente, de telles déformations sont interprétées comme des déplacements de chambre (ici la chambre 9). Pour bien mesurer l'importance des déformations des murs sur les performances du EMS, il suffit de ne pas en tenir compte dans les simulations. On obtient alors, lorsque l'on ne tient pas non plus compte des effets thermiques, $12 \text{ MeV}/c$ de résolution sur l'impulsion transverse et 3.5×10^{-4} de résolution sur la rapidité. Ces valeurs se rapprochent du cas "EMS parfait" présenté dans le tableau 4.5. On peut également constater, sur la figure 4.19, que les pertes de résolution concernant l'impulsion transverse sont plus importantes que celles concernant la rapidité (+50% contre +20% pour une perte de résolution intrinsèque d'un facteur 5). Ceci s'explique par le fait que la résolution en impulsion transverse de l' Υ dépend non seulement de la précision de mesure de l'orientation des deux muons, mais également de la précision de mesure de leur sagitta (inversement proportionnel à leur impulsion individuelle). Elle est par conséquent largement sensible aux performances de l'ensemble LMS + TMS, contrairement à la résolution en rapidité. Cette remarque accentue le fait que les performances du EMS seul dépendent peu des fluctuations thermiques. La contribution des problèmes de géométrie à la résolution totale du spectromètre est donc principalement fixée par les performances du LMS et du TMS.

4.7 Robustesse du GMS vis à vis des pannes

Pour atteindre les performances du GMS présentées dans les sections précédentes, celui-ci doit être en parfait état de marche. Nous allons étudier ici comment évoluent ces performances en cas de pannes dans les différentes parties qui le composent (LMS, TMS et EMS). Dans les simulations décrites ci-après, les résolutions optiques des PROX et des BCAM sont fixées à trois fois leurs valeurs intrinsèques pour tenir compte des effets thermiques.

4.7.1 Etude de l'effet des pannes dans le LMS

Pour contrôler les déplacements des quatre premières chambres par rapport à leurs voisines, 8 lignes optiques (PROX ou BCAM) sont utilisées en moyenne (voir schéma du LMS Fig. 4.3). Pour contrôler les déplacements des six dernières, 14 lignes sont utilisées : 8 lignes en moyenne entre la chambre considérée et ses voisines, et 6 lignes entre les deux demi-plans formant la chambre. Pour étudier l'effet des pannes sur les performances du LMS, nous avons donc regroupé les lignes optiques qui le composent en 3 groupes de 8 (entre les chambres 1 et 2, 2 et 3, et 3 et 4) et 6 groupes de 14. Nous supprimons ensuite aléatoirement un nombre donné de lignes, et ce dans chacun des 9 groupes.

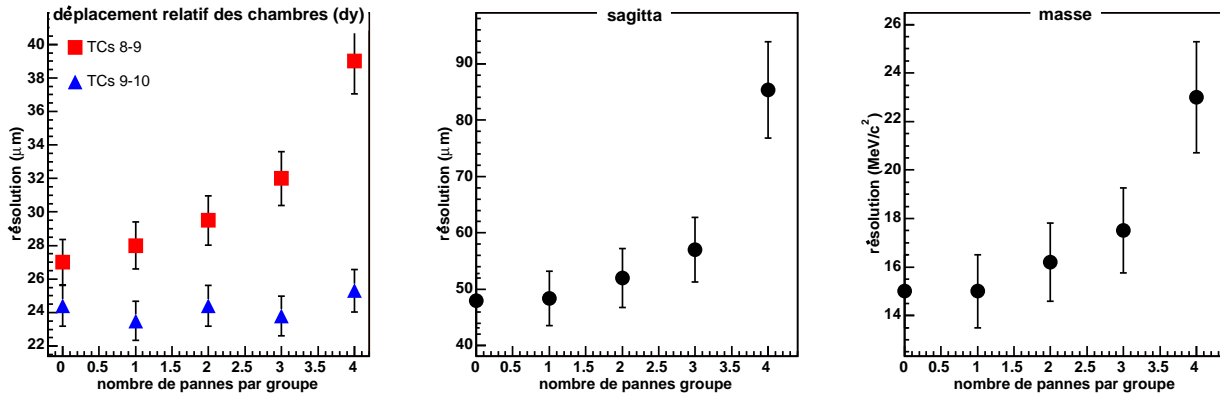


FIG. 4.20 – *Effet des pannes dans le LMS sur différentes quantités : à gauche : précision de mesure des déplacements relatifs des chambres 8 et 9 et des chambres 9 et 10 dans la direction y (direction de courbure des traces) ; au centre : résolution sur le sagitta des muons ; à droite : résolution en masse de $l\bar{l}$.*

La figure 4.20 montre les résultats des simulations avec de 1 à 4 lignes supprimées par groupe. On peut tout d'abord remarquer que les mesures de déplacements relatifs des chambres 8 et 9, contrôlées par des BCAM, sont plus affectées que les mesures de déplacements relatifs des chambres 9 et 10, contrôlées par des PROX. L'explication est que les PROX effectuent des mesures précises dans les trois directions, ce qui fait d'eux des systèmes beaucoup plus contraignants que les BCAM. Ces derniers ne mesurent en effet correctement les déplacements que dans deux directions (voir section 3.2.3). Un plus grand nombre de lignes, non parallèles entre elles, est donc nécessaire pour surmonter ce défaut. On constate également que, comme on s'y attendait, les résolutions sur la masse et le sagitta se dégradent avec le nombre de pannes. On peut néanmoins noter qu'une seule panne dans chaque groupe de ligne n'affecte pas les performances du système. A partir de 4 pannes en revanche, non seulement ces performances sont largement dégradées, mais en plus, dans 6% des cas, le LMS n'est plus suffisamment contraignant pour retrouver sans ambiguïté les déplacements introduits. Des simulations plus poussées ont montré que cela survenait lorsque toutes les lignes reliant un demi-plan à une chambre voisine étaient en panne. On peut finalement conclure que le LMS est robuste jusqu'à au moins 3 pannes par groupe de lignes, ce qui fait en tout $3 \times 9 = 27$ pannes. Même dans ce cas, les performances atteintes par le GMS sont telles que les problèmes de géométrie ne contribueraient pratiquement pas à la résolution totale du spectromètre.

4.7.2 Etude de l'effet des pannes dans le TMS

Ici encore, certaines des lignes BCAM reliant les 4 plates-formes d'un (demi-)plan sont supprimées aléatoirement pour simuler les pannes. La figure 4.21 présente les résultats obtenus pour chacune des 5 stations, sur les précisions de mesure des déplacements des plates-formes, mais également sur les pourcentages d'incapacité à retrouver ces déplacements sans ambiguïté. Il apparaît très clairement que le TMS est plus robuste sur les chambres des deux premières stations que sur les demi-chambres des trois dernières. Ceci est simplement lié au nombre de lignes BCAM reliant les 4 plates-formes sur ces chambres : 8 lignes dans le premier cas contre seulement 6 dans le second (voir figure 4.15). On peut néanmoins constater que, dans tous les cas, le TMS ne fonctionne plus correctement à partir de 2 lignes en panne. Des simulations plus poussées ont montré que les problèmes d'inefficacité survenaient lorsque deux lignes attachées à une même plate-forme étaient en panne.

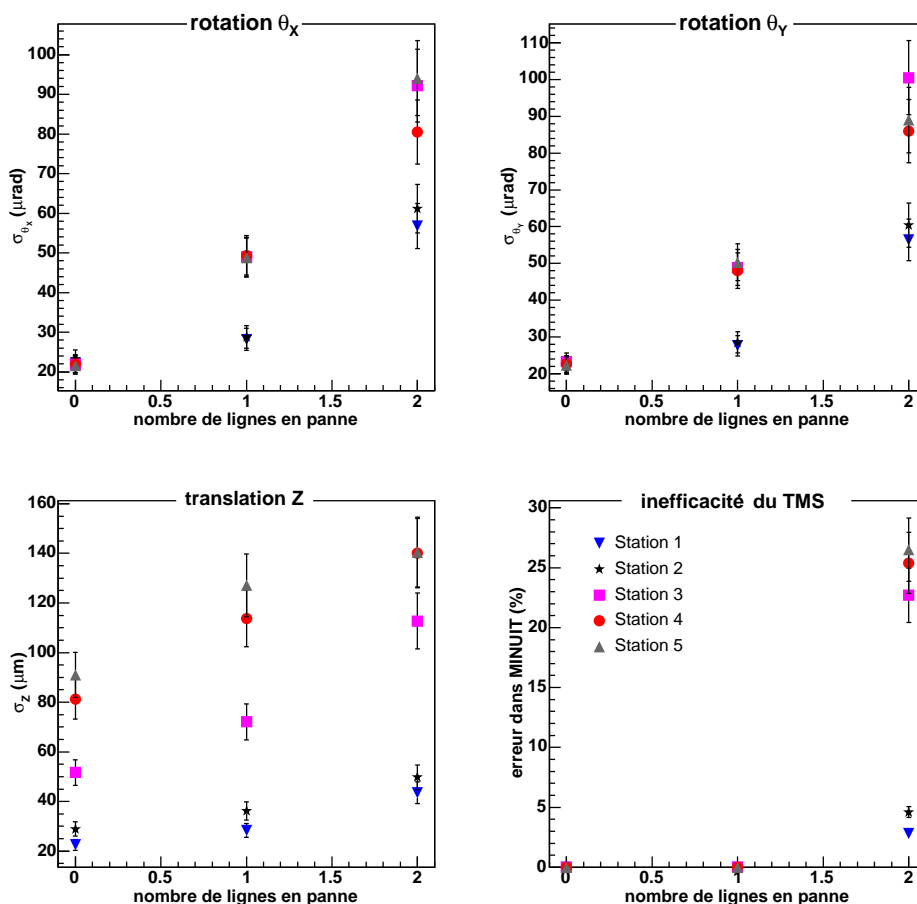


FIG. 4.21 – *Effet des pannes dans le TMS sur différentes quantités : résolutions de mesure des rotations (θ_x , θ_y) et translations (d_z) des plates-formes, et pourcentage d'inefficacité du TMS.*

Comme on l'a vu section 4.5, les performances du LMS sont largement corrélées aux précisions de mesure des déplacements des plates-formes. Des simulations de l'intégralité du GMS, incluant les pertes d'efficacité du TMS, ont donc été effectuées. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.6. On constate que les performances atteintes par le GMS sont

encore relativement bonnes lorsqu'une seule ligne est en panne par (demi-)chambre. Ce n'est en revanche plus le cas à partir de 2. Il faut néanmoins remarquer qu'une ligne en panne sur chacune des (demi-)chambres représente au total 16 lignes en panne. On peut donc conclure que le TMS est relativement robuste.

nombre de pannes	$\sigma_{sagitta}$ (μm)	σ_M (MeV/c^2)
0	48	15
1	68	21
2	112	35

TAB. 4.6 – Résolutions atteintes sur le sagitta et la masse de l' Υ en fonction du nombre de pannes sur chaque chambre ou demi-chambre.

4.7.3 Etude de l'effet des pannes dans le EMS

Les résultats des simulations effectuées pour étudier l'impact des pannes dans le EMS sont présentés dans le tableau 4.7. Les lignes à supprimer sont choisies aléatoirement dans chacun des 2 groupes de 4 lignes BCAM reliant les deux côtés de la chambre 9 aux murs de la caverne d'ALICE. On constate qu'une seule ligne en panne de chaque côté ne modifie pas sensiblement les performances du système. Dans le cas de 2 pannes, en revanche, ces performances sont non seulement dégradées, mais en plus, dans 5% des cas, le EMS n'est plus suffisamment contraignant pour retrouver sans ambiguïté les déplacements introduits. Notons tout de même que l'on considère ici le cas où 50% des lignes constituant le EMS sont en panne. On peut donc là encore conclure que ce dernier est relativement robuste.

nombre de pannes de chaque coté	σ_M (MeV/c^2)	σ_{Pt} (MeV/c)	σ_Υ ($\times 10^{-4}$)	inefficacité (%)
0	15	56	21	0
1	15	58	22	0
2	16	78	28	5

TAB. 4.7 – Résolution en masse, en impulsion transverse et en rapidité de l' Υ , et pourcentage d'inefficacité du EMS, en fonction du nombre de pannes de chaque côté de la chambre 9.

4.8 Bilan

Nous avons vu, dans le chapitre précédent, que le GMS pouvait être décomposé en trois ensembles, le LMS, le TMS et le EMS, qui ont chacun un rôle spécifique.

- Le LMS permet de mesurer les déplacements relatifs des chambres (ou demi-chambres) les unes par rapport aux autres. Il constitue la partie principale du système. D'après les résultats des simulations présentées dans les sections 4.2 puis 4.4, celui-ci permet de mesurer le sagitta des muons et la masse de l' Υ avec des précisions bien meilleures que celles exigées pour le bon fonctionnement du spectromètre. Nous avons également montré, dans la section 4.3, que ses performances n'étaient presque pas influencées, ni par la qualité de la mesure initiale de la position des chambres, ni par la précision de mesure de la position des éléments optiques sur celles-ci. Ainsi, 1 $mm/1\ mrad$ de précision sur cette dernière est tout-à-fait suffisant.

- Le TMS permet de mesurer les déformations globales des (demi-)chambres et, de façon très précise, les mouvements relatifs des plates-formes qui supportent les éléments du LMS. On a pu se rendre compte, dans la section 4.5, de l'importance de ces mesures pour le bon fonctionnement du système. Là encore, les simulations ont montré que les performances atteintes par le TMS nous permettaient de rester en deçà des exigences sur les résolutions de mesure du sagitta et de la masse de l' Υ .

- Le EMS permet de mesurer les déplacements de l'ensemble du spectromètre par rapport aux murs de la caverne d'ALICE. Nous avons vu dans le chapitre précédent que ces mesures étaient surtout importantes pour pouvoir évaluer correctement l'impulsion transverse et la rapidité de l' Υ . Les résultats présentés section 4.6 ont confirmé ces prévisions. Les performances atteintes par le EMS n'affectent pas les résolutions sur le sagitta et la masse de l' Υ , et nous placent en deçà des exigences pour la mesure de son impulsion transverse et sa rapidité.

A chaque étape de la conception du GMS, nous avons également étudié la dégradation de ses performances induites par des fluctuations thermiques à travers des pertes de résolution des appareils optiques. Nous avons démontré que seuls les BCAM étaient affectés. Nous avons également constaté que ces pertes de résolution ne devaient pas dépasser un facteur 4 environ pour nous permettre de rester en deçà des exigences. D'après les tests préliminaires effectués en laboratoire et les conditions prévues de fonctionnement du spectromètre, les résolutions optiques attendues sont de l'ordre de 3 à 4 fois les résolutions intrinsèques pour le BCAM. Dans ce cas, les résolutions atteintes sont d'environ $50 \mu m$ sur le sagitta et $15 MeV/c^2$ sur la masse de l' Υ . Compte-tenu de la dégradation majeure des performances du GMS causée par les effets thermiques, il semble nécessaire de les évaluer de façon plus précise et de trouver des moyens de les contrer. Nous avons finalement testé la robustesse du GMS vis-à-vis des pannes. Les simulations ont montré que les performances du système restent bien inférieures aux exigences, même dans le cas où plusieurs dizaines d'appareils, répartis au travers du spectromètre, sont en panne.

Pour conclure, nous pouvons préciser que des tests reproduisant la configuration d'une demi-chambre de la station 4 (quatre plates-formes reliées par les lignes BCAM du TMS) ont été effectués en laboratoire. Lors de ces tests, le programme de reconstruction du GMS a été utilisé pour retrouver, à partir de toutes les mesures optiques, les déplacements de l'une des plates-formes par rapport aux trois autres. Ce programme a ainsi pu être validé, et les résolutions obtenues sur les déplacements reconstruits se sont avérées conformes aux prédictions des simulations.

Jusqu'à maintenant, nous avons discuté du fonctionnement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE, en nous attardant sur tous les problèmes inhérents à un mauvais alignement des chambres de trajectographie. En particulier, nous nous sommes beaucoup intéressés à la résolution en masse invariante des dimuons reconstruits. Malheureusement, ce spectromètre, encore en construction à l'heure actuelle, ne sera pas mis en service avant 2007. En revanche, le spectromètre à muons utilisé par l'expérience NA60, fonctionnant sur le même principe que celui d'ALICE et ce depuis de nombreuses années, a permis de prendre des données en collision In-In à $158 GeV/c$ par nucléon auprès du SPS au CERN. La suite de ce document est consacrée à l'étude de ces données et, plus particulièrement, à l'étude des dimuons produits dans la région de masse du J/ψ et au-delà.

Chapitre 5

L'expérience NA60

Sommaire

5.1 Motivations physiques	83
5.2 Dispositif expérimental	84
5.3 Conditions de prise de données In-In	93

5.1 Motivations physiques

L'expérience NA60 [102] étudie la production des paires de muons produites lors de collisions d'ions ultrarelativistes sur cible fixe. Elle se propose de clarifier l'interprétation de certains résultats expérimentaux précédemment obtenus. Ainsi, dans la région des basses masses ($200 < M < 1200 \text{ MeV}/c^2$), NA60 compte étudier avec une bonne résolution la production des résonances ρ , ω , ϕ , permettant ainsi de préciser les résultats obtenus par l'expérience CERES (voir Section 1.3.3). Son acceptance accrue à basse impulsion transverse lui confère en outre une meilleure sensibilité à basse masse que les expériences NA38/NA50. Dans la région des masses intermédiaires, NA60 devrait permettre de découvrir l'origine du signal excédentaire observé par les expériences HELIOS/3, NA38 et NA50 dans les collisions noyau-noyau (voir Section 1.3.2). Dans la région des grandes masses, la "suppression anormale" du J/ψ observée par NA50 est communément interprétée comme le résultat de la suppression, par un milieu déconfiné, d'un de ses états excités : le χ_c (voir Section 1.4.4). Cependant, le seuil de cette suppression, prédit par les calculs de QCD sur réseau supposant la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons, se situe à une densité d'énergie $\epsilon_c \simeq 0.7 \text{ GeV}/fm^3$, valeur loin de celle mesurée expérimentalement, qui est d'environ $2 \text{ GeV}/fm^3$. La densité d'énergie n'est peut-être pas la bonne variable pour décrire la "suppression anormale" du J/ψ . Afin de déterminer la variable décrivant le mieux cette suppression, l'expérience NA60 a pris des données en collision indium-indium dont l'étude fait l'objet des prochains chapitres de cette thèse. La figure 5.1 montre comment, en comparant les résultats In-In aux résultats S-U et Pb-Pb obtenus par NA38/NA50, il sera par exemple possible de choisir entre la longueur de matière nucléaire traversée par le J/ψ et le nombre de nucléons participant à la collision. En effet, d'après cette figure, si les différents résultats expérimentaux coïncident pour une même valeur de L , il ne peut en être ainsi pour une même valeur de N_{part} et vice-versa. La

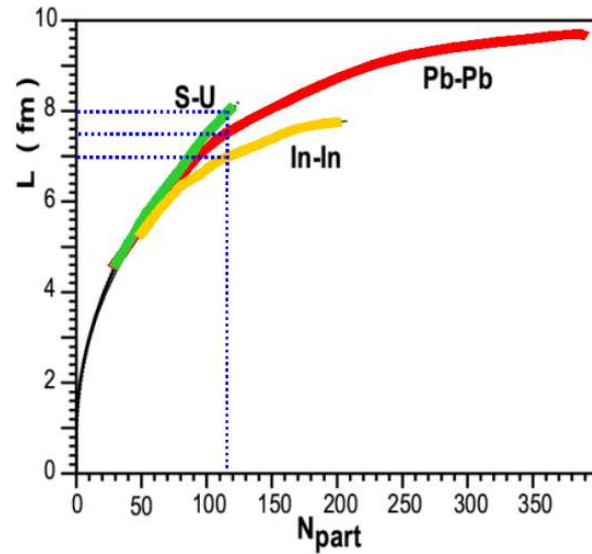


FIG. 5.1 – Evolution de L en fonction de N_{part} pour différents systèmes en collision. L'intervalle en centralité étudié pour chacun des trois systèmes est représenté par la partie surlignée de chaque courbe.

détermination de la "bonne" variable est primordiale pour pouvoir choisir entre les différents modèles qui tentent d'expliquer les mesures effectuées. L'absorption "normale" du J/ψ dans la matière nucléaire, par exemple, est fonction de L (voir Section 1.4.3). En revanche, la suppression des charmonia dans un QGP est fonction de la densité d'énergie, tandis que la densité de nucléons participants est la variable pertinente dans des modèles géométriques comme la percolation.

5.2 Dispositif expérimental

L'expérience NA60 est installée dans la zone nord du SPS au CERN, à environ 1 km de l'accélérateur. Ce dernier peut fournir des faisceaux d'ions légers (depuis le proton) ou lourds (jusqu'au plomb), ceci jusqu'à des énergies de $450 \text{ GeV}/c$ par charge accélérée. Une

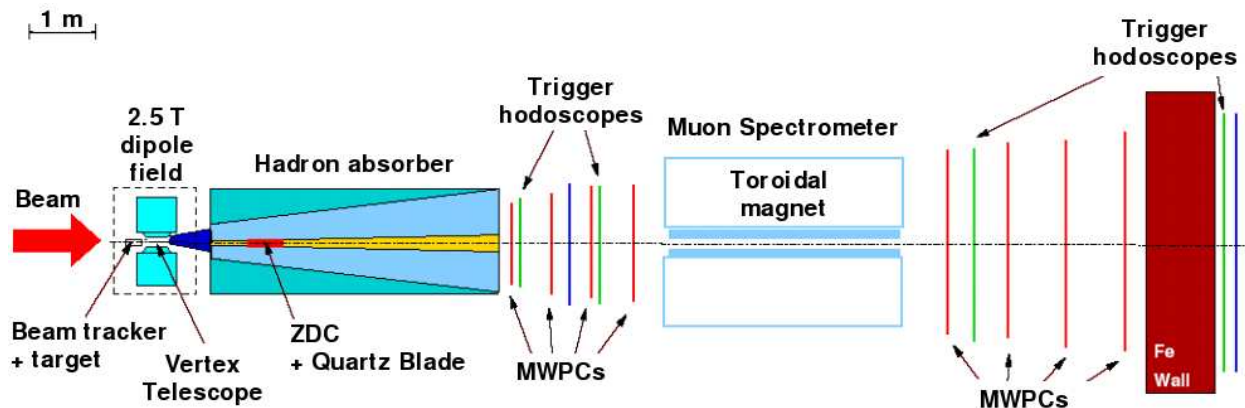


FIG. 5.2 – Vue schématique du dispositif expérimental de NA60. Les détecteurs présents dans la région cible sont visibles sur la figure 5.3.

partie du dispositif expérimental de NA60 est héritée de l'expérience NA50. Ce dispositif, présenté figure 5.2, a néanmoins été grandement amélioré par l'ajout d'un télescope de vertex immédiatement après la cible. Celui-ci est visible sur la figure 5.3 qui est une vue détaillée de la région cible. Le télescope, ainsi que l'ensemble des détecteurs de NA60 lors de la prise de données In-In [103], sont décrits dans la suite de ce chapitre.

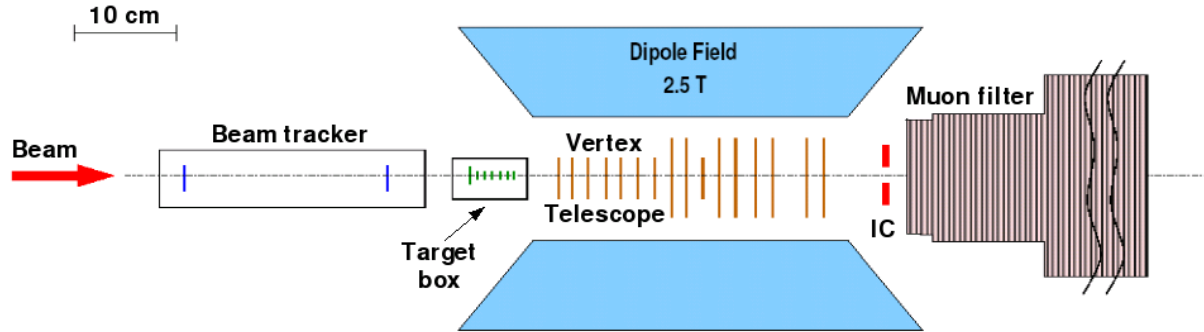


FIG. 5.3 – Vue détaillée de la région cible.

5.2.1 Le détecteur de faisceau (BS)

La trajectoire des ions incidents est mesurée par un détecteur de faisceau (BS) [104]. Celui-ci est composé de deux stations placées respectivement à 30 cm et 10 cm en amont du centre de la cible, et inclinées de 45° l'une par rapport à l'autre. Chacune des stations est formée de deux plans montés dos-à-dos sur le même module électronique, et inclinés de 90° l'un par rapport à l'autre afin de mesurer les coordonnées transverses de l'ion incident. Ces plans sont composés de 24 bandes de silicium de $50\ \mu\text{m}$ de large placées entre deux jeux de 4 bandes de silicium de $500\ \mu\text{m}$ de large. L'ensemble est installé sous vide et fonctionne à une température de 130 K pour accroître la résistance du détecteur au fort taux de radiation infligé [105]. L'extrapolation de la trace reconstruite dans le BS permet de retrouver le point d'interaction de l'ion incident avec les cibles avec une précision transverse de l'ordre de $20\ \mu\text{m}$.

Le temps de réponse très rapide des plans arrières ("back planes") de ces quatre senseurs (inférieur à 0.5 ns) permet d'utiliser également le BS comme système de déclenchement de biais minimum ("trigger minimum bias"). Dans ce type de déclenchement, ni la présence d'un dimuon dans le spectromètre, ni même l'occurrence d'une interaction dans la cible n'est requise. Le signal d'acquisition des données est envoyé dès que le passage d'un ion est détecté. La rapidité de la réponse des "back planes" est également utilisée pour "stabiliser" (par une mesure de coïncidence) les temps de déclenchement issus du calorimètre à zéro degré (voir section 5.2.3), ou ceux issus du spectromètre (voir section 5.2.4), les fluctuations de ces derniers étant de l'ordre de $5\text{-}6\text{ ns}$ à la base. L'efficacité de stabilisation est environ de $75\text{-}80\%$ et la résolution atteinte sur les temps de déclenchement est de l'ordre de 0.5 ns [103]. Finalement, le BS est capable de séparer deux signaux distants de plus de 10 ns . Il pourra ainsi être utilisé pour éliminer les événements pour lesquels plusieurs ions sont passés au cours des 200 ns nécessaires à l'enregistrement des données du télescope à vertex ("beam pile-up").

5.2.2 Le compteur d'interaction (IC)

Le compteur d'interaction (IC) [106] est formé de deux scintillateurs identiques (IC1 et IC2) de 16 cm de large, 10 cm de haut et 1 cm d'épaisseur, précédés d'une feuille de plomb de 5 mm d'épaisseur servant à augmenter le signal en convertissant une partie des photons incidents (environ 40%) en particules chargées. Les ions n'ayant pas interagi traversent le trou central de 5.5 mm de rayon. La lumière émise par chacun des scintillateurs est récoltée puis transportée par des fibres à décalage de longueur d'onde jusqu'à un photo-multiplicateur XP2020. Installé à 42 cm du centre de la cible, entre le télescope à vertex et l'absorbeur frontal du spectromètre, le compteur d'interaction permet d'identifier les interactions ayant lieu dans la région cible. Il sert ainsi de filtre pour éliminer les interactions en aval, dans le ZDC par exemple, qui produisent un signal dimuon dans le spectromètre, et pour éliminer les déclenchements "minimum bias" provoqués par un ion qui n'a pas interagi. La mesure temporelle d'un événement en coïncidence sur IC1 et IC2 est enregistrée dans un module "MultiHit Time Recorder" (MHTR), avec un pas de 1.7 ns. Celle-ci pourra être utilisée pour sélectionner les événements intéressants (voir Chapitre 6). Le IC a une résolution suffisante pour séparer deux signaux distants de plus de 10 ns. Il pourra ainsi être utilisé pour éliminer les événements présentant un empilement d'interactions au cours des 200 ns d'ouverture des fenêtres de lecture du télescope à vertex ("interaction pile-up"). La charge totale collectée par chacun des deux compteurs est également enregistrée sur plusieurs modules ADC. On peut voir, sur la partie gauche de la figure 5.4, que la valeur de cette charge est proportionnelle au nombre d'impacts enregistrés dans le télescope à vertex. On en déduit qu'elle est proportionnelle au nombre de particules chargées émises dans l'acceptance du IC, $2.75 < \eta < 5$. Ce nombre étant lui-même proportionnel à la centralité de la collision, le compteur d'interaction peut ainsi être utilisé pour évaluer cette dernière. La partie droite de la figure 5.4 présente la distribution de charge collectée par un des deux compteurs lors de collisions indium-indium.

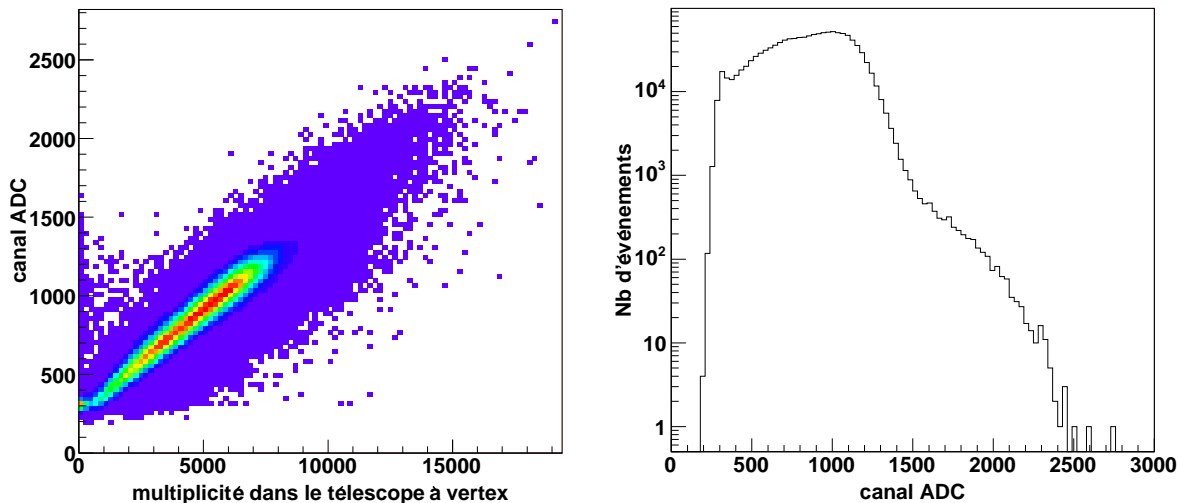


FIG. 5.4 – Correlation entre la charge totale collectée par un des deux compteurs composant le IC et la multiplicité d'impacts mesurés dans le télescope à vertex (à gauche). Distribution la charge collectée par ce compteur lors de collisions indium-indium (à droite).

5.2.3 Le calorimètre à zéro degré (ZDC)

Installé à 220 *cm* du centre de la cible, à l'intérieur de l'absorbeur hadronique du spectromètre à muons, le ZDC [107] se situe hors de l'acceptance de ce dernier pour ne pas perturber la détection des muons. Il a pour but de mesurer l'énergie résiduelle de l'ion incident, transportée par les nucléons spectateurs et les fragments qui n'ont pas pris part à l'interaction. De cette mesure, on peut déduire le nombre de nucléons participant à la collision :

$$N_{part}^P = 2 \cdot \left(A - \frac{E_{ZDC}}{E_{faisceau}} \right) \quad (5.1)$$

Celui-ci est relié à la centralité de la collision par le modèle de Glauber (voir Annexe A). De par sa fonction, le ZDC est soumis à un taux de radiation élevé, contraignant fortement le choix des matériaux à utiliser. Il est constitué de 900 fibres de quartz de 365 μm de diamètre de coeur, insérées parallèlement à l'axe du faisceau dans un bloc de tantale de 5×5 cm^2 de section et de 65 *cm* de long. Les gerbes hadroniques produites par les nucléons incidents dans le tantale produisent à leur tour un rayonnement Čerenkov dans les fibres de quartz. Ce rayonnement, proportionnel à l'énergie incidente, est transporté par les fibres elles-mêmes jusqu'à quatre photo-multiplicateurs (PM). Cette séparation des fibres en quatre groupes permet au ZDC d'être sensible à la position du faisceau.

Grâce à la génération rapide des signaux Čerenkov, il est également possible de se servir du ZDC comme "trigger minimum bias". Le signal d'acquisition des données est alors envoyé dès que l'énergie totale enregistrée par les quatre PM du ZDC dépasse un certain seuil. Celui-ci est placé suffisamment bas pour ne pas biaiser la détection des collisions très centrales (peu de spectateurs). Dans la plupart des cas, le déclenchement est en fait produit par un ion qui n'a pas interagi.

5.2.4 Le spectromètre à muons

Le détecteur principal de l'expérience NA60 reste le spectromètre à muons [108]. Il mesure les paramètres cinématiques des muons individuels, permettant ainsi de remonter aux caractéristiques des paires de muons produites dans les collisions. Sa couverture en pseudo-rapacité est $2.8 < \eta < 4.0$. Il est composé d'un assemblage d'absorbeurs disposés en amont d'un aimant toroïdal et d'un mur de fer disposé en aval. La trajectoire des muons est mesurée par un ensemble de huit chambres proportionnelles installées de part et d'autre de l'aimant. Enfin, quatre hodoscopes de scintillateurs assurent le déclenchement de l'ensemble tandis que deux autres hodoscopes servent à mesurer l'efficacité de ce déclenchement. Ces différents éléments sont présentés figure 5.2 et décrits ci-après.

Les absorbeurs

Un absorbeur hadronique est placé en amont des parties actives du spectromètre. Il a pour but de les protéger des hadrons (principalement des π et des K) produits en abondance dans les collisions d'ions lourds. L'élimination des hadrons permet également de réduire le bruit de fond produit par la désintégration des mésons en $\mu + \nu_\mu$. Si l'élimination des hadrons est essentielle, les caractéristiques cinématiques des muons doivent en revanche être altérées le moins possible pour limiter la détérioration de la résolution du spectromètre. L'absorbeur

est donc constitué de rondelles d'oxyde de béryllium (BeO) sur ~ 41 cm et d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) sur 25.4 cm, suivies de cylindres de carbone sur 4 m puis d'un mur de fer de 40 cm. L'ensemble couvre l'acceptance du spectromètre et est percé en son centre pour laisser passer les ions ou les fragments qui n'ont pas interagi jusqu'au ZDC. L'absorbeur frontal doit également supprimer ces ions en aval du ZDC. Pour cela, on utilise de l'uranium qui a la propriété d'avoir une faible longueur d'interaction, et donc d'absorber les particules immédiatement après leur production. L'ensemble de l'absorbeur décrit précédemment est complété à l'extérieur par un empilement de fonte et de béton.

Un mur de fer, de 1.2 m d'épaisseur, est placé devant le dernier hodoscope de déclenchement. Il a pour but de supprimer les hadrons très énergétiques qui n'ont pas été éliminés dans l'absorbeur frontal et sont donc confondus avec des muons. Etant placé après les chambres de trajectographie, ce dernier absorbeur limite les déclenchements intempestifs sans dégrader la résolution du spectromètre.

L'aimant toroïdal (ACM)

Composé de 6 bobines enroulées autour de secteurs de fer de 18° d'ouverture angulaire azimutale et disposées selon une symétrie hexagonale, l'aimant toroïdal ACM (Air Core Magnet) mesure 4.80 m de long pour 1.54 m de rayon. Le champ magnétique est produit par un courant de 4000 A ou de 6500 A en mode pulsé synchronisé avec le cycle de déversement de l'accélérateur. Le choix de ces courants est imposé par le type de physique envisagée. Un fort champ magnétique va, en effet, réduire l'acceptance des muons de faible impulsion tout en améliorant la précision de reconstruction des muons restants. Par conséquent, un courant de 4000 A est préférable pour étudier les dimuons de basse masse. En revanche, un courant de 6500 A, en réduisant l'acceptance à basse masse, favorise la détection des dimuons de grande masse tout en améliorant leur résolution de mesure. Il est donc mieux adapté à l'étude de la production des résonances $c\bar{c}$. La géométrie de l'aimant conduit à un champ magnétique du type :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi \quad (5.2)$$

Les muons sont donc courbés dans le plan azimutal d'une quantité inversement proportionnelle à leur impulsion. La dépendance en $\frac{1}{r}$ du champ magnétique implique également que l'angle de déflexion de ces muons soit inversement proportionnel à leur impulsion transverse. Afin de limiter les erreurs systématiques, la polarité du champ est régulièrement inversée durant les prises de données.

Les hodoscopes de déclenchement

Les quatre hodoscopes (R1 à R4) séparés en 6 sextants sont utilisés pour déclencher le système d'acquisition du spectromètre. Chacun des sextants est formé par un assemblage de 30 (R1 et R2), 24 (R3) ou 32 (R4) lattes de scintillateurs, de largeur variable, disposées suivant la direction radiale. Ces scintillateurs sont lus à l'une de leur extrémité par des photomultiplicateurs. Les hodoscopes R1 et R2 placés en amont de l'aimant sont géométriquement homothétiques vis à vis de la zone cible. Ils permettent ainsi de sélectionner uniquement les muons qui en proviennent. L'hodoscope R4, placé derrière le mur de fer, permet d'exclure

les traces qui ne proviennent pas de muons. L'hodoscope R3 sert à valider les traces sélectionnées par l'ensemble R1, R2 et R4, et aide à évaluer l'impulsion transverse des muons. Le signal de déclenchement à 2 muons ("trigger dimuon") est envoyé dès lors que deux traces valides synchrones sont reconstruites dans des sextants différents. Le temps de réponse des scintillateurs fluctue de 25 ns en moyenne, néanmoins, la procédure de déclenchement permet de réduire les fluctuations sur l'instant d'envoi du signal à environ 5-6 ns à la base. Celles-ci peuvent encore être réduites à partir des informations enregistrées par le BS (voir section 5.2.1).

Les deux autres hodoscopes (P1 et P2) sont installés, l'un entre la seconde et la troisième chambre proportionnelle, l'autre après l'hodoscope R4. Les scintillateurs qui les composent sont positionnés suivant la direction azimutale. Ces hodoscopes sont destinés à mesurer les efficacités de déclenchement associées à R1, R2, R3 et R4. Ces mesures sont nécessaires pour pouvoir calculer la section efficace absolue de production du J/ψ par exemple.

Les chambres de trajectographie

Les huit chambres proportionnelles multi-fils (MWPC), de géométrie également hexagonale, permettent de reconstruire la trajectoire des muons. Elles sont réparties en deux groupes de quatre, de part et d'autre de l'aimant. Chaque chambre est composée de trois plans indépendants, distants de 2.2 cm les uns des autres. Ces plans sont constitués de fils en tungstène doré de 20 μm de diamètre, au pas de 3 mm, placés entre 2 cathodes de graphite distantes de 1.2 cm. L'orientation des fils dans les trois plans successifs est de 0°, 60° et 120° par rapport à l'horizontale. Leur nombre par plan varie entre 448 pour la première chambre et 1216 pour la dernière.

5.2.5 Le télescope à vertex (VT)

L'originalité de l'expérience NA60, par rapport aux expériences précédentes NA38 et NA50, provient de son télescope à vertex [109]. Il a pour but de reconstruire la trajectoire des particules secondaires résultant d'une interaction dans la cible, avant l'absorbeur hadronique du spectromètre. Ces particules ne subissant presque pas de diffusions multiples (comparées à celles subies dans l'absorbeur), on peut dès lors retrouver avec une très bonne précision la position du vertex d'interaction, comme étant le point de départ de toutes les traces reconstruites. Parmi ces traces, se trouvent celles des muons également détectés dans le spectromètre. En corrélant les informations du spectromètre à celles du télescope, il devient alors possible d'identifier ces traces, reconstruisant par là même, avec une excellente précision, la trajectoire des muons jusqu'à leur point d'émission. Ceci permet par exemple de séparer les dimuons issus du vertex d'interaction de ceux issus des vertex décalés de désintégration des mésons D. Cette séparation est nécessaire pour découvrir l'origine du signal excédentaire observé, dans la région des masses intermédiaires, dans certaines collisions noyau-noyau (voir Section 1.3.2). L'utilisation des traces des muons reconstruites dans le télescope permet également d'améliorer sensiblement la résolution en masse invariante des dimuons (celle-ci étant principalement dégradée, dans le spectromètre, par les diffusions multiples et les fluctuations de perte d'énergie des muons dans l'absorbeur hadronique). Afin d'augmenter les précisions de reconstruction des traces et d'identification des muons, le télescope est plongé dans un champ magnétique dipolaire important, ce qui a pour conséquence supplémentaire

d'augmenter l'acceptance des muons de faible impulsion transverse dans le spectromètre. L'aimant dipolaire, le télescope ainsi que ses performances sont décrits ci-après.

L'aimant dipolaire (PT7)

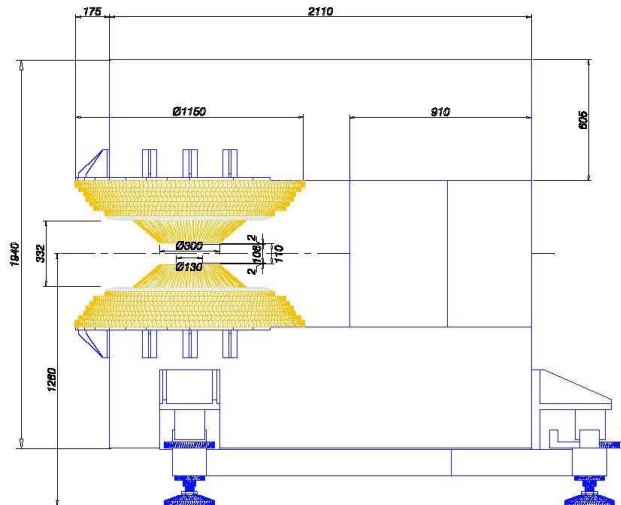


FIG. 5.5 – Vue schématique frontale de l'aimant dipolaire (PT7). Les dimensions sont données en mm.

Une vue schématique de l'aimant dipolaire [110] incluant ses dimensions est présentée figure 5.5. Il englobe totalement le télescope à vertex. Parcouru par un courant de 900 A , il produit un champ magnétique de 2.5 T qui courbe la trajectoire des particules chargées dans le plan horizontal, autorisant ainsi la mesure de leur impulsion. Afin de réduire les erreurs systématiques, la polarité du champ est régulièrement inversée durant les prises de données.

Les plans de trajectographie

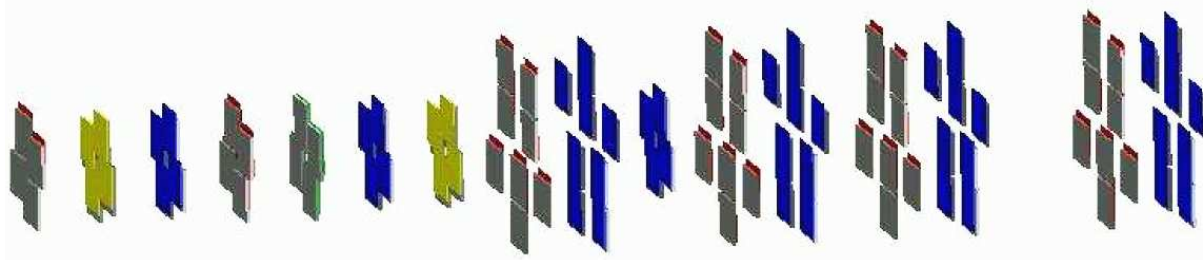


FIG. 5.6 – Vue schématique des plans de pixels. Le faisceau arrive par la gauche.

Le télescope à vertex [111] est formé de 16 plans de trajectographie, de deux tailles différentes, placés entre 6.6 cm et 31.2 cm du centre de la région cible (voir figure 5.6). Les petits plans sont formés de 4 puces de silicium placées autour de l'axe du faisceau, tandis que les grands plans sont formés de 8 puces. La configuration de ces plans ainsi que leur position ont été optimisées afin de maximiser la couverture angulaire du télescope [112]. L'acceptance des muons est améliorée par la présence du petit plan de trajectographie installé après les

deux premiers grands plans. Chaque puce est constituée d'une matrice de 32×256 pixels de silicium de $300 \mu\text{m}$ d'épaisseur, placée sur une puce de lecture de $750 \mu\text{m}$ d'épaisseur elle-même installée sur la carte de circuit imprimé. La taille transverse des pixels est de $425 \times 50 \mu\text{m}^2$. Chaque module est refroidi par de l'eau circulant à une température d'environ $15 \text{ }^\circ\text{C}$ dans des tubes montés au dos de l'électronique. Une photo d'un des modules est présentée figure 5.7.

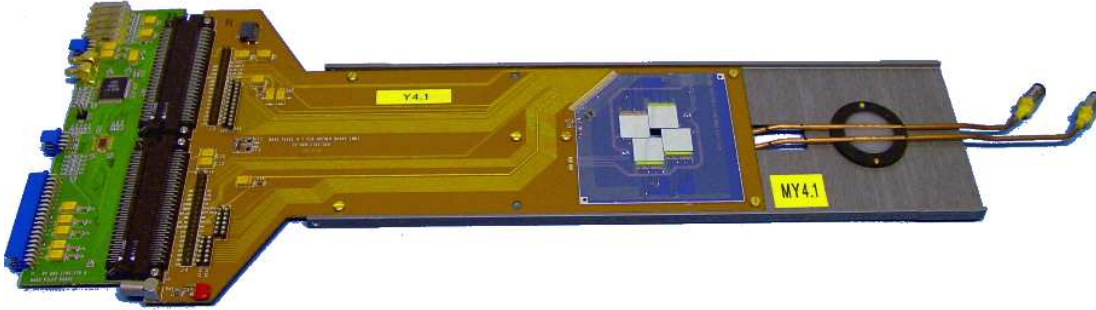


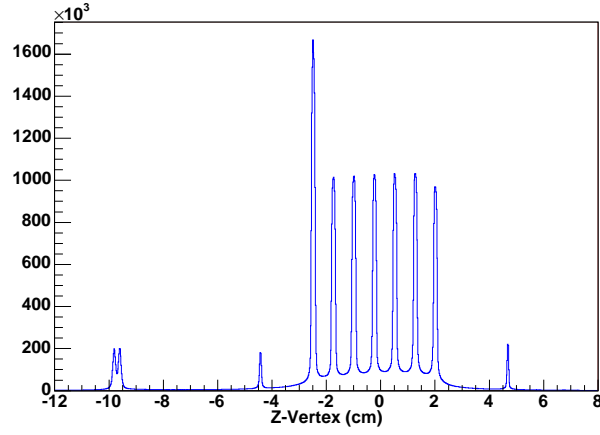
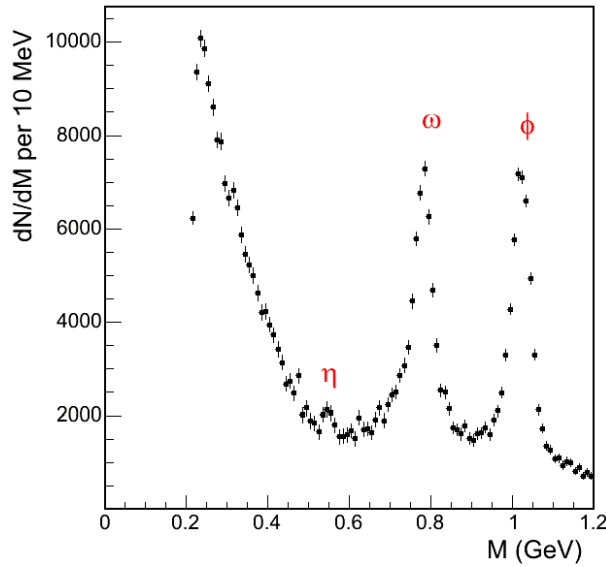
FIG. 5.7 – Photo d'un des modules composant le télescope à vertex. Ce module correspond à l'un des petits plans de pixels.

L'utilisation de pixels de silicium à la place de bandes de silicium comme pour le BS (plus simple à produire) est imposée par la grande multiplicité de particules chargées que peut produire une collision In-In. Celle-ci impose également l'utilisation de puces de lecture résistantes aux radiations. Des tests ont montré que les puces utilisées continuaient de fonctionner après avoir reçu une dose d'au moins 12 Mrad [113]. Durant la prise de données In-In, il a été nécessaire d'augmenter la tension de fonctionnement des pixels pour remédier aux dégâts d'irradiation, et conserver ainsi une bonne efficacité jusqu'à la fin [114].

Les puces de lecture Alice1LHCb fonctionnent à une fréquence de 10 MHz . Elles ont une fenêtre de lecture qui s'étale sur 2 cycles d'horloge, soit 200 ns , afin de réduire les pertes de signal arrivant en début ou fin de cycle. Le temps nécessaire pour lire les informations des pixels contenus dans une seule puce est de $25 \mu\text{s}$. Les quatre (huit) puces contenues dans un plan de détection sont lues séquentiellement, ce qui nécessite un temps d'environ $100 \mu\text{s}$ ($200 \mu\text{s}$) pour les petits plans (grands plans), qui peut varier selon leur taux d'occupation. Avec un total d'environ 720000 voies à lire, le télescope à vertex produit à lui seul plus de 90% des informations stockées par événement.

Performances

La figure 5.8 montre la distribution en z (direction du faisceau) des vertex d'interaction reconstruits par le télescope. Une description détaillée de l'algorithme de reconstruction des vertex est présentée dans la référence [115]. La précision de cette reconstruction est meilleure que $20 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et $200 \mu\text{m}$ dans la direction z . Chacune des 7 cibles d'indium utilisées (voir prochaine section) est donc parfaitement identifiée comme on peut le voir sur la figure. Les pics de part et d'autre correspondent aux interactions dans les deux plans formant la seconde station du BS et dans les fenêtres de séparation des régions sous vide.


 FIG. 5.8 – *Distribution des vertex d'interaction reconstruits par le télescope.*

 FIG. 5.9 – *Spectre en masse invariante reconstruite dans le télescope à vertex.*

La figure 5.9 illustre les précisions atteintes sur la masse invariante des dimuons, dans la région des basses masses, calculée en utilisant les traces reconstruites dans le télescope, identifiées comme étant celles laissées par la paire de muons. L'algorithme de mise en concordance des traces des muons reconstruites dans le spectromètre avec celles des particules chargées reconstruites dans le télescope, permettant d'effectuer cette identification, est décrit en détail dans la référence [115]. Cet algorithme utilise conjointement les mesures d'angle d'incidence et de courbure des traces dans les deux champs magnétiques. La résolution en masse du ϕ passe ainsi de $\sim 70 \text{ MeV}/c^2$ dans le spectromètre à $\sim 23 \text{ MeV}/c^2$ dans le télescope. Il suffit de comparer le spectre en masse présenté ici avec celui obtenu par l'expérience CERES (voir figure 1.10 section 1.3.3) pour voir l'amélioration apportée à l'étude des résonances de basse masse. On peut finalement constater, sur la figure 5.9, que le canal de désintégration du η en $\mu^+\mu^-$ est également visible, ce qui est une première dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

5.3 Conditions de prise de données In-In

Du 30 septembre au 8 novembre 2003, l'expérience NA60 a pris des données en collision $^{115}_{49}\text{In}$ - $^{115}_{49}\text{In}$. La première dizaine de jours a été principalement consacrée au réglage des détecteurs et du système d'acquisition. L'indium a été choisi parmi les autres noyaux de masse intermédiaire (argent, ...) pour des raisons techniques, mais également pour sa symétrie sphérique rendant l'interprétation des résultats plus aisée. La prise de données est organisée en plusieurs périodes ("runs") de quelques heures maximum, durant lesquelles les conditions expérimentales et les performances des détecteurs peuvent être considérées comme stables. Les données relatives à chaque run sont enregistrées dans des fichiers séparés, repérés par le numéro du run.

Le système cible utilisé est composé de 7 cibles d'indium placées sous vide (0.01 atm) afin de minimiser le nombre d'interactions In-air. Chaque cible mesure 1.5 mm d'épaisseur et est installée à 7.5 mm de ses voisines. La première cible a un diamètre de 10 mm couvrant ainsi totalement le profil du faisceau, fournissant par là même une bonne normalisation. Les 6 autres cibles ont un diamètre de 1 mm permettant de minimiser, dans l'acceptance du spectromètre, les diffusions multiples des muons sur les cibles en aval de leur point de formation. L'épaisseur totale de la cible correspond à environ 20% de la longueur d'interaction de l'indium.

Le faisceau d'indium de 158 GeV/c par nucléon (à environ $\pm 0.1\%$ près [107]) est délivré par le SPS en mode pulsé. La durée totale d'un cycle est de 19.2 s pour une durée effective de déversement des ions ("burst") de 4.8 s. Durant la prise de données, l'intensité du faisceau a été augmentée graduellement de $\sim 2.5 \cdot 10^7$ à $\sim 5.5 \cdot 10^7$ ions/burst. Le choix de l'intensité du faisceau est un compromis entre le désir de collecter un maximum de données (nécessaires pour étudier les processus de faible section efficace) et l'importance de limiter le taux d'événements présentant un empilement d'interactions, ainsi que le taux d'irradiation des détecteurs. Quelques runs de basse intensité ont également été effectués à des fins de vérifications ou pour aligner les détecteurs en l'absence de champ magnétique. L'intensité du faisceau est mesurée par une chambre à ionisation remplie d'argon. Le courant d'ionisation est intégré durant chaque burst. La charge totale collectée est donc proportionnelle au nombre d'ions incidents par burst. Le nombre d'ions délivrés au total, d'après une évaluation grossière effectuée à partir du nombre d'impacts comptabilisé par les plans arrière du BS, est de $4 \cdot 10^{12}$ environ.

Chapitre 6

Sélection des événements

Sommaire

6.1	Sélection des runs	96
6.2	Sélection en centralité des collisions In-In	97
6.3	Stabilisation du signal de déclenchement dimuon	97
6.4	Utilisation du compteur d'interaction (IC)	98
6.5	Utilisation du détecteur de faisceau (BS)	99
6.6	Utilisation ou non de l'identification des traces des muons dans le télescope	100
6.7	Position du vertex d'interaction	100
6.8	Provenance des dimuons	102
6.9	Coupure sur la corrélation $M_{\mu\mu}^{PC}$ versus $M_{\mu\mu}^{VT}$	104
6.10	Coupures cinématiques	105
6.11	Bilan des sélections	106

Les données brutes collectées pendant la période d'acquisition sont dans un premier temps digitalisées puis reconstruites, événement par événement, à l'aide du progiciel NA60Root. Durant cette reconstruction, toutes les informations utiles provenant de chaque détecteur sont extraites : énergie enregistrée dans le ZDC, caractéristiques des traces reconstruites dans le spectromètre et dans le télescope, identification des muons, masse invariante des paires de muons, etc. L'analyse des données présentée dans les prochains chapitres utilise ces informations. Notons néanmoins que seules les données collectées avec courant de $\pm 4000 A$ dans l'aimant toroïdal ($ACM = \pm 4000 A$) ont été totalement reconstruites. Pour $ACM = \pm 6500 A$, par manque de temps, la reconstruction des informations enregistrées dans le télescope de vertex (qui est de loin la plus longue) n'a été effectuée que lorsqu'un dimuon de masse supérieure à $2 GeV/c^2$ est détecté dans le spectromètre. Ceci perturbe peu l'analyse des dimuons de grande masse.

Bien qu'un certain nombre de critères de qualité ait été appliqué au moment de la reconstruction - principalement sur l'ajustement des traces et leur mise en concordance entre le télescope et le spectromètre (permettant d'identifier les muons dans le télescope) - cela n'est pas suffisant pour sélectionner les événements qui sont finalement étudiés. La première étape de l'analyse, qui fait l'objet de ce chapitre, est donc la sélection des "bons événements" sur

différents critères : synchronisation des informations provenant des différents détecteurs, position du vertex d'interaction, provenance des dimuons, etc. Cette sélection a été développée dans l'optique de l'analyse des dimuons de grande masse ($> 2 \text{ GeV}/c^2$).

6.1 Sélection des runs

La sélection des données événement par événement est précédée par une première sélection plus générale, run par run, suivie d'une sélection intermédiaire, burst par burst. Ces différents tris ont pour but de s'assurer des bonnes conditions de prise de données. Les motifs d'élimination des runs ou des bursts sont principalement liés aux problèmes techniques survenus sur un ou plusieurs détecteurs, et aux instabilités du faisceau.

Une seconde sélection des runs et des bursts est effectuée à partir des informations issues de la reconstruction. Il s'agit là encore de s'assurer de la bonne qualité des données collectées par chacun des détecteurs utilisés dans l'analyse. Pour cela, on vérifie, par exemple, la stabilité du pourcentage d'événements gardés par les différentes sélections présentées ci-après. Une étude systématique de la valeur moyenne de la distribution en masse invariante des dimuons de signes opposés a également été effectuée [116]. Elle a mis en évidence un comportement très stable excepté pour quelques runs qui ont survécu pour une raison inconnue aux précédentes vérifications.

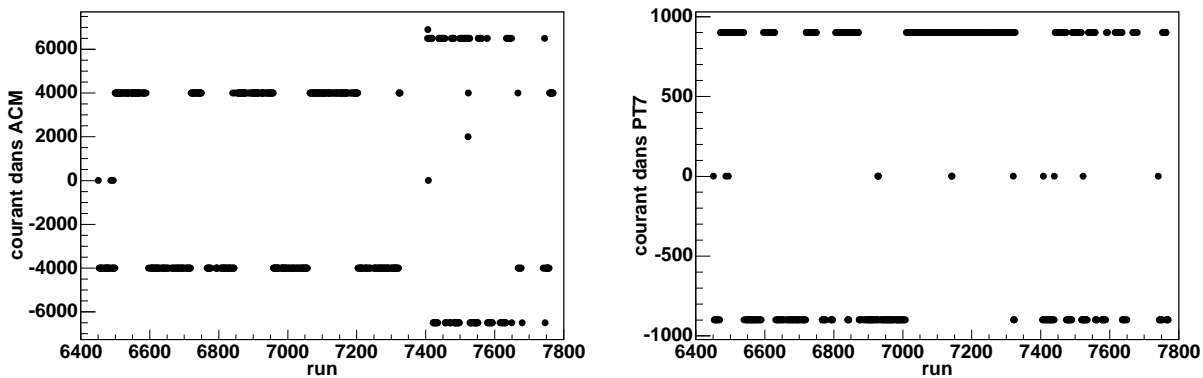


FIG. 6.1 – Valeur du courant dans ACM (à gauche) et dans PT7 (à droite) en fonction du numéro du run.

La figure 6.1 montre l'évolution du courant dans ACM (à gauche) et dans PT7 (à droite) en fonction du numéro du run. Les runs présentant des valeurs de courant instables ou différentes, pour ACM, de $\pm 4000 \text{ A}$ ou $\pm 6500 \text{ A}$, et pour PT7, de $\pm 900 \text{ A}$, ont été éliminés de l'analyse. Finalement, les runs ont été regroupés en deux lots, correspondant aux deux valeurs absolues de courant utilisées pour ACM (4000 A et 6500 A), qui seront analysés séparément. La résolution du spectromètre de même que les acceptances des dimuons dépendent en effet de la valeur absolue de ce courant. En revanche, celles-ci ne dépendent presque pas des polarités des champs magnétiques ACM et PT7. Il est ainsi possible de traiter ensemble les données prises avec différentes polarités, sauf lorsque le traitement fait intervenir les caractéristiques des muons individuels. Dans ce cas, des comportements différents ont en

effet été observés. Dans la suite de ce document, pour simplifier l'écriture, la polarité des champs ACM et PT7 ne sera indiquée que si le résultat de l'analyse peut en dépendre. Lorsqu'aucun signe n'est précisé, cela signifie que les données collectées avec des polarités différentes sont traitées conjointement.

6.2 Sélection en centralité des collisions In-In

La centralité de la collision n'est pas un critère de qualité des événements. Simplement, comme on a pu s'en rendre compte dans le premier chapitre de ce document, beaucoup d'informations sur le déroulement de la collision peuvent être extraites de l'étude de la production du J/ψ en fonction de cette centralité. Le fait que l'on veuille la mesurer doit donc être pris en compte lors de l'élaboration des critères de sélection des "bons événements". En effet, cette mesure étant effectuée à partir de l'énergie déposée par les nucléons spectateurs dans le ZDC, elle ne peut être précise que si les informations enregistrées par ce détecteur sont de bonne qualité. En particulier, il a été montré [107] que la stabilité de la mesure de l'énergie dépend de la qualité du trigger. Il faut également s'assurer que cette mesure n'est pas le résultat d'un empilement d'événements.

Pour étudier la production du J/ψ en fonction de la centralité de la collision, les événements sont répartis dans plusieurs groupes correspondant à différentes tranches en centralité, ces groupes étant ensuite analysés séparément. L'extraction du rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$, décrite dans la section 7.2.2, ne peut être effectuée que si le nombre de tranches en centralité est de trois au maximum. Cela est dû, comme nous le verrons section 7.2.4, à la faible statistique des événements Drell-Yan (DY). Les trois tranches utilisées sont décrites ci-après. Leurs bornes ont été choisies de sorte que le nombre de DY soit à peu près le même dans chacune d'elles :

- tranche 1 : $0 \leq E_{ZDC} < 6.5 \text{ TeV}$
- tranche 2 : $6.5 \leq E_{ZDC} < 10.5 \text{ TeV}$
- tranche 3 : $10.5 \leq E_{ZDC} < 15 \text{ TeV}$

Le nombre de J/ψ collectés étant plus important, il est possible d'analyser ses distributions en impulsion transverse et en masse transverse dans 7 tranches en centralité :

- tranche 1 : $0 \leq E_{ZDC} < 4.5 \text{ TeV}$
- tranche 2 : $4.5 \leq E_{ZDC} < 6.5 \text{ TeV}$
- tranche 3 : $6.5 \leq E_{ZDC} < 8.5 \text{ TeV}$
- tranche 4 : $8.5 \leq E_{ZDC} < 10.5 \text{ TeV}$
- tranche 5 : $10.5 \leq E_{ZDC} < 12.5 \text{ TeV}$
- tranche 6 : $12.5 \leq E_{ZDC} < 15 \text{ TeV}$
- tranche 7 : $15 \leq E_{ZDC} < 18 \text{ TeV}$

Là encore, les bornes de chaque tranche ont été choisies de sorte que le nombre de J/ψ dans chacune d'elles soit à peu près le même.

6.3 Stabilisation du signal de déclenchement dimuon

Pour l'étude des dimuons, le premier critère de sélection d'un événement est naturellement la présence d'un signal de déclenchement dimuon ("trigger dimuon"). On a vu dans la section 5.2.4 que l'instant d'envoi de ce signal de déclenchement subissait des fluctuations de l'ordre de 5-6 ns à la base. Les informations recueillies par tous les détecteurs, et en

particulier par le ZDC, correspondent aux signaux mesurés dans une certaine fenêtre temporelle centrée sur l'instant d'arrivée du trigger. La fenêtre de lecture du ZDC n'est que de 15 ns pour une largeur de signal de $\sim 10\text{ ns}$ [107]. On comprend donc que les fluctuations du trigger puissent sensiblement altérer la valeur de l'énergie mesurée, qui n'est autre que le résultat de l'intégration du signal à l'intérieur de la fenêtre. Il est par conséquent nécessaire, pour pouvoir correctement utiliser le ZDC, d'exiger que le trigger ait été stabilisé (voir section 5.2.1). Dans ce cas, on rappelle que les fluctuations de déclenchement sont réduites à $\sim 0.5\text{ ns}$ [103]. Le trigger stabilisé sera nommé par la suite "trigger T0J".

Une seconde raison d'exiger la présence d'un trigger T0J est l'utilisation des informations temporelles des différents détecteurs, comme nous allons le faire dans les deux prochaines sections. Ici encore, les temps d'arrivée des signaux sont mesurés par rapport au temps d'arrivée du trigger. Les fluctuations de ce dernier risquent donc de dégrader la qualité des sélections temporelles.

6.4 Utilisation du compteur d'interaction (IC)

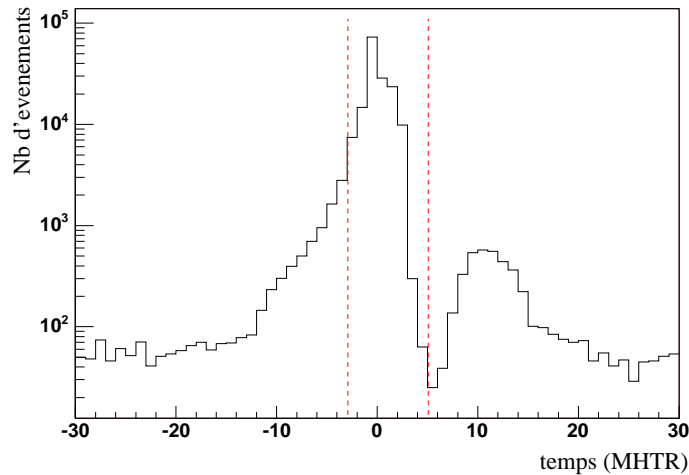


FIG. 6.2 – Distribution temporelle des événements enregistrés par le IC au cours d'un run, en unité MHTR (1.7 ns par canal).

Le compteur d'interaction détecte les collisions se produisant dans la région cible. Un module MHTR permet d'enregistrer le temps d'arrivée des particules issues de ces collisions par rapport au trigger (voir section 5.2.2) dans 160 canaux de 1.7 ns chacun. La figure 6.2 montre une distribution temporelle typique des événements enregistrés par le IC au cours d'un run, en unité MHTR. Les événements présents de part et d'autre du pic central peuvent être le résultat d'un empilement d'interactions dans la fenêtre de lecture du IC. Ils peuvent également être le fruit de la stabilisation fortuite du trigger dimuon par un ion différent de celui qui a interagi. Le trou suivant immédiatement le pic central est certainement dû au temps mort du IC. Afin de s'assurer que l'ion qui a stabilisé le trigger a également interagi en amont du IC, on exige la présence d'au moins une collision dans l'intervalle $[-3; 4]$ MHTR. Dans le cas contraire, la fenêtre de lecture du ZDC étant ouverte par le trigger

stabilisé, l'énergie mesurée est celle d'un ion sans interaction. Afin d'éliminer les événements présentant un empilement total ou partiel d'interactions durant le temps de lecture du ZDC (15 ns), on exige également qu'aucune autre collision ne soit détectée dans une fenêtre de ± 7 MHTR ($\sim \pm 12$ ns) autour du temps de la collision en phase avec le trigger. Cette sélection sera nommée par la suite "sélection IC".

6.5 Utilisation du détecteur de faisceau (BS)

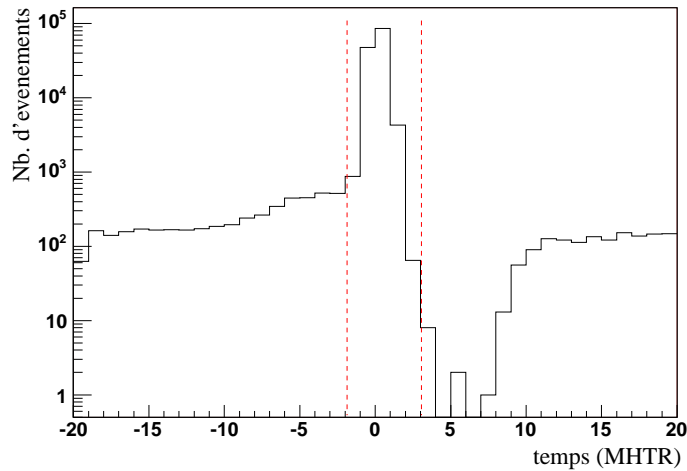


FIG. 6.3 – *Distribution temporelle des événements enregistrés par un des plans du BS au cours d'un run, en unité MHTR (1.7 ns par canal).*

Le détecteur de faisceau mesure le passage des ions à l'aide de 4 plans de trajectographie. Chacun de ces plans est également équipé d'un module MHTR (voir section 5.2.1). La figure 6.3 montre une distribution temporelle typique des événements enregistrés par un des plans du BS au cours d'un run, en unité MHTR. Les événements présents de part et d'autre du pic central sont le résultat du passage de plusieurs ions dans la fenêtre de lecture du BS. Comme pour le IC, le trou suivant le pic est certainement dû au temps mort du détecteur. On utilise ces informations temporelles dans le but d'éliminer les événements pour lesquels plusieurs ions susceptibles de produire un signal dans le ZDC ont été détectés. L'algorithme d'acceptation d'un événement est le suivant :

1. 1 impact dans ± 2 MHTR sur au moins un plan,
2. aucun des quatre plans avec plus d'un impact dans ± 2 MHTR,
3. soit \bar{t} le temps moyen des impacts dans ± 2 MHTR (au plus 4 temps à moyenner d'après l'étape précédente) : aucun des quatre plans avec un impact compris dans ± 7 MHTR autour de \bar{t} , à l'exception bien sûr de l'impact éventuellement présent dans ± 2 MHTR.

Cette sélection sera nommée par la suite "sélection BS".

6.6 Utilisation ou non de l'identification des traces des muons dans le télescope

Avant d'aller plus loin dans la sélection des "bons événements", on doit se poser la question de l'utilisation, ou non, de l'identification des traces des muons parmi toutes les traces reconstruites dans le télescope à vertex. Il est clair que le fait de pouvoir ensuite utiliser ces traces présente deux avantages importants :

- la possibilité de connaître, avec une très bonne précision, l'origine des dimuons,
- la possibilité de reconstruire la masse invariante du dimuon avec une bien meilleure résolution que celle obtenue en utilisant uniquement les traces reconstruites dans le spectromètre.

Malheureusement, l'identification des traces des muons n'est pas efficace à 100%, entraînant la perte d'une partie de la statistique lorsqu'on la requiert. L'étude des dimuons de grande masse souffrant déjà d'un manque de statistique, cette nouvelle perte n'est pas anodine.

Plutôt que de choisir entre les deux possibilités qui s'offrent à nous, l'analyse de la production du J/ψ présentée dans le prochain chapitre sera effectuée avec les deux types de sélections. La comparaison des deux jeux de résultats obtenus tout au long de cette analyse constituera une bonne évaluation des erreurs systématiques. Par la suite, lorsque les dimuons étudiés seront ceux reconstruits dans le spectromètre, on parlera de "PC dimuons" (PC pour "Proportional Chambers"). De la même manière, lorsqu'on étudiera les dimuons reconstruits dans le télescope à vertex (après avoir identifié les traces des muons à l'aide du spectromètre), on parlera de "VT dimuons" (VT pour Vertex Telescope).

6.7 Position du vertex d'interaction

Plusieurs vertex peuvent être reconstruits par le télescope sans qu'il y ait pour autant plusieurs interactions. La sélection du "bon vertex" passe donc par un certain nombre de critères de qualité [117] comme, par exemple, le nombre minimum de traces qui en proviennent. La figure 6.4 montre la distribution du nombre de vertex reconstruits satisfaisant à ces critères. Si l'on suppose que tous les faux vertex ont été éliminés, la présence de plusieurs vertex est due à un empilement d'interactions dans la fenêtre de lecture du télescope, et/ou à la réinteraction d'un ou plusieurs fragments issus d'une première collision.

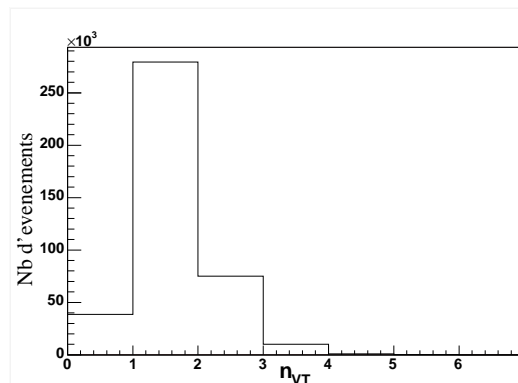


FIG. 6.4 – Distribution du nombre de vertex reconstruits dans le télescope pour quelques runs.

L'utilisation des vertex d'interaction reconstruits dans le télescope est a priori indépendante du choix que l'on fait d'étudier les PC dimuons ou les VT dimuons. Néanmoins, les sélections que l'on peut faire à partir de la position de ces vertex doivent tenir compte des précisions des sélections que l'on peut faire sur l'origine des dimuons. Deux sélections différentes ont donc été développées. La première, associée à l'utilisation des PC dimuons sera nommée par la suite "sélection vtx_{PC} ". La seconde, associée à l'utilisation des VT dimuons sera quant à elle nommée "sélection vtx_{VT} ".

6.7.1 Cas des PC dimuons

La provenance d'un dimuon reconstruit uniquement dans le spectromètre est évaluée de façon très grossière (voir section 6.8.1). Afin de maximiser la probabilité que celui-ci provienne d'une collision In-In, les événements pour lesquels un ou plusieurs vertex reconstruits se situent en dehors de la région cible sont éliminés. La région cible est définie sur la figure 6.5, soit :

$$-3.4 \text{ cm} < z_{vertex} < 3.3 \text{ cm}$$

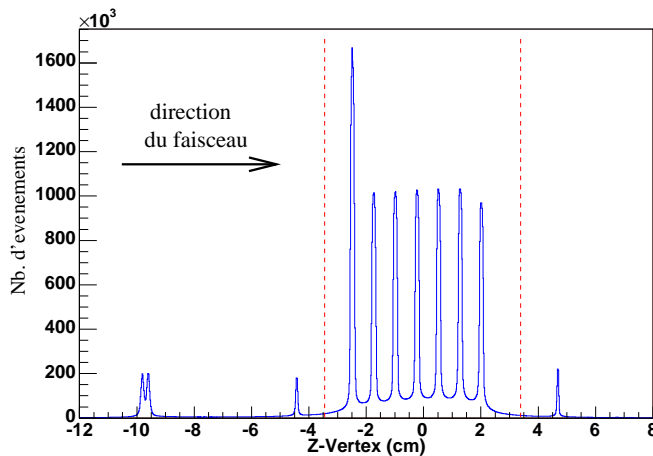


FIG. 6.5 – Définition de la région cible.

6.7.2 Cas des VT dimuons

Lorsque les traces des deux muons sont identifiées parmi celles reconstruites dans le télescope à vertex, on est capable de retrouver précisément l'origine du dimuon. En particulier, on peut vérifier qu'il provient bien d'un vertex d'interaction reconstruit dans la région cible. On peut donc éliminer d'emblée les événements ne présentant aucun vertex dans la région cible. Néanmoins, cela ne garantit pas que le dimuon provienne d'une collision In-In. Ce vertex peut également correspondre à la réinteraction d'un fragment issu d'une collision en amont de la région cible. Pour éliminer cette possibilité, tous les événements présentant un ou plusieurs vertex reconstruits en amont de la région cible sont également rejetés (voir les cas en deçà de -3.4 cm sur la figure 6.5). Dans le cas où plusieurs vertex d'interaction sont reconstruits dans la région cible, une sélection supplémentaire (décrite section 6.8.2) est encore nécessaire pour finir d'éliminer les dimuons ne provenant pas d'une collision In-In.

6.8 Provenance des dimuons

6.8.1 Cas des PC dimuons

En l'absence des informations du télescope, le vertex d'émission du dimuon est obtenu en extrapolant les traces reconstruites dans le spectromètre. A cause des diffusions multiples des muons dans l'absorbeur hadronique, ce vertex n'est reconstitué qu'avec une résolution de plusieurs dizaines de centimètres. Il est néanmoins possible d'éliminer les muons émis loin de la région cible, lors d'une interaction dans le ZDC par exemple, grâce à la coupure " pD_{targ} ". Celle-ci est basée sur l'hypothèse que la distribution du produit $p \times D_{targ}$ - où p est l'impulsion du muon et $D_{targ} = \sqrt{D_x^2 + D_y^2}$ la distance, dans le plan transverse passant par $z = 0$ (le centre de la région cible), entre l'axe z (axe du faisceau) et la position extrapolée du muon - est une distribution gaussienne lorsque les muons proviennent de la région cible. La forme de cette distribution est le résultat des diffusions multiples dans l'absorbeur, d'autant plus importantes que l'impulsion du muon est faible. Lorsque le muon est émis loin de la région cible, la valeur du produit $p \times D_{targ}$ qui le caractérise s'éloigne de la distribution gaussienne. Afin d'exploiter cette propriété, on calcule, pour chaque muon, la probabilité que la valeur du pD_{targ} appartienne à cette distribution. Dans le cas le plus général, cette probabilité est calculée de la façon suivante :

$$Prob(pD_{targ}) = \int_{\chi_\mu^2}^{\infty} f(\chi^2) d\chi^2 \quad (6.1)$$

où

$$\chi_\mu^2 = \left(\frac{p \cdot (D_x - \langle D_x \rangle)}{\sigma_x} \right)^2 + \left(\frac{p \cdot (D_y - \langle D_y \rangle)}{\sigma_y} \right)^2 \quad (6.2)$$

avec $\langle D_x \rangle$ et $\langle D_y \rangle$ les positions transverses moyennes du faisceau (qui sont nulles lorsque celui-ci est centré sur l'axe z), et σ_x et σ_y les largeurs des distributions gaussiennes de $p \cdot (D_x - \langle D_x \rangle)$ et de $p \cdot (D_y - \langle D_y \rangle)$. Ces différentes quantités sont obtenues à partir des données. Dans ce calcul, on a séparé les deux composantes de la distance D_{targ} afin de s'affranchir d'éventuels problèmes d'assymétrie entre les deux directions transverses. Si les deux distributions $p \cdot (D_x - \langle D_x \rangle)$ et $p \cdot (D_y - \langle D_y \rangle)$ sont effectivement gaussiennes, la distribution de probabilité $Prob(pD_{targ})$ doit être plate. La figure 6.6 montre cette distribution, obtenue à partir des données collectées avec $ACM = 4000 A$, pour des dimuons de masse supérieure à $3 GeV/c^2$ et pour des muons de même signe que le champ magnétique ACM. Des différences ont en effet été observées entre le cas présenté ici et celui pour lequel les muons et le champ ACM sont de signes opposés. Elles sont dues au changement de sens de courbure des muons dans le spectromètre lorsque l'on passe d'un cas à l'autre. Aucune différence n'a été observée en fonction des polarités du champ PT7. On remarque sur la figure 6.6 la présence d'un pic à $Prob(pD_{targ}) \simeq 0$. Celui-ci correspond à des muons ayant une grande valeur de pD_{targ} , donc des muons ayant beaucoup diffusé ou ayant été produits loin de la région cible (principalement dans le ZDC). La sélection pD_{targ} consiste à éliminer les événements pour lesquels la valeur $Prob(pD_{targ})$ d'au moins un des muons est inférieure à 10%. Cette valeur relativement grande permet une bonne suppression des dimuons ne provenant pas de la région cible.

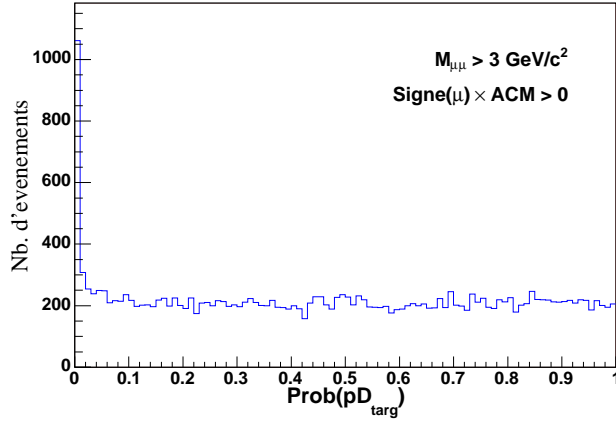


FIG. 6.6 – Distribution de probabilité $Prob(pD_{targ})$ obtenue à partir des données collectées à 4000 A, pour des dimuons de masse supérieure à $3 \text{ GeV}/c^2$ et pour des muons de même signe que le champ magnétique ACM.

6.8.2 Cas des VT dimuons

Grâce au télescope à vertex, il est possible de retrouver très précisément l'origine des dimuons. Avant de pouvoir discuter de leur provenance, il est cependant nécessaire de définir un "meilleur vertex" dans le cas où plusieurs vertex d'interaction sont reconstruits par le télescope. Ce "meilleur vertex" doit être celui d'une collision In-In. Nous choisissons donc le vertex reconstruit le plus en amont par rapport à la direction du faisceau. Notons que ce vertex se situe forcément dans la région cible d'après la sélection vtx_{VT} énoncée section 6.7.2.

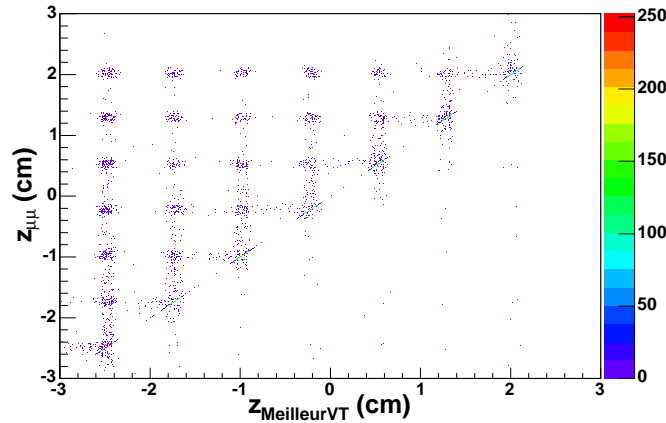


FIG. 6.7 – Corrélation, pour une partie des dimuons de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c^2$, entre le vertex d'émission du dimuon et le meilleur vertex d'interaction.

La figure 6.7 montre la corrélation entre le vertex d'émission du VT dimuon (reconstruit à partir des traces identifiées des deux muons dans le télescope) et le "meilleur vertex", pour des dimuons de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c^2$. On constate que toutes les cibles sont très bien résolues. Le vertex d'émission d'un dimuon issu du processus Drell-Yan ou de la désintégration (très rapide) d'une résonance $c\bar{c}$, doit en principe coïncider avec un vertex d'interaction. Ce n'est en revanche pas le cas, par exemple, pour un dimuon produit par la désintégration corrélée de mésons D et \bar{D} , de durée de vie plus longue. Puisque l'on s'intéresse

à la production de J/ψ , on peut exiger que la position du vertex d'émission du VT dimuon ($z_{\mu\mu}$) corresponde à la position du "meilleur vertex", à l'intérieur d'une certaine fourchette pour tenir compte de la précision de reconstruction de chacun. La précision de reconstruction du vertex d'interaction est de $\sim 200 \mu m$. Celle du vertex d'émission du dimuon est $\sim 750 \mu m$. Le vertex du dimuon étant reconstruit avec seulement deux traces, il est normal que cette résolution soit inférieure à la précédente. Afin de s'assurer que le dimuon est bien issu du "meilleur vertex", tous les événements ne respectant pas la condition suivante sont rejetés :

$$|z_{\mu\mu} - z_{\text{meilleurVT}}| \leq 0.2 \text{ cm}$$

où 0.2 cm correspond à environ 3 fois la résolution sur la différence de position des deux vertex. Cette sélection, qui sera nommée par la suite "sélection VT $_{\mu\mu}$ ", conserve les événements répartis autour de la bissectrice dans la figure 6.7.

6.9 Coupure sur la corrélation $M_{\mu\mu}^{PC}$ versus $M_{\mu\mu}^{VT}$

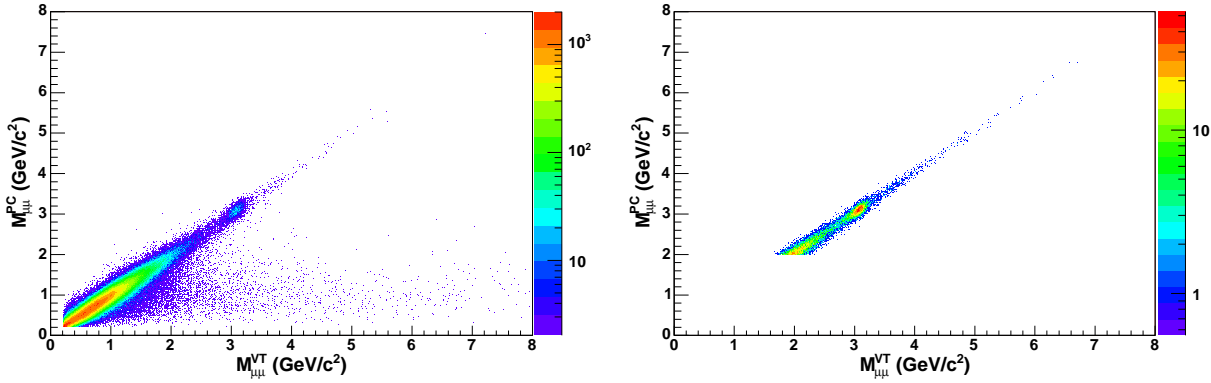


FIG. 6.8 – Corrélation entre la masse du PC dimuon et celle du VT dimuon associé, pour une partie des données collectées à 4000 A (à gauche), et pour les données collectées à 6500 A (à droite).

La figure 6.8 (partie gauche) montre la corrélation entre la masse invariante du dimuon reconstruite dans le spectromètre ($M_{\mu\mu}^{PC}$) et celle reconstruite dans le télescope à vertex ($M_{\mu\mu}^{VT}$), pour une partie des données collectées avec $ACM = 4000 \text{ A}$. On remarque la présence d'événements pour lesquels la corrélation attendue entre les deux masses est absente. On remarque également que ces événements se situent principalement dans la région $M_{\mu\mu}^{PC} < 2 \text{ GeV}/c^2$. Ce problème est très certainement lié à une erreur d'identification des traces des muons dans le télescope. Les dimuons de basse masse étant moins bien reconstruits dans le spectromètre que les dimuons de grande masse, les erreurs d'identification sont plus probables à basse masse, ce qui peut expliquer le comportement observé.

Les données collectées avec $ACM = 6500 \text{ A}$ n'ont été totalement reconstruites que pour $M_{\mu\mu}^{PC} > 2 \text{ GeV}/c^2$. De plus, le champ magnétique étant plus élevé, les muons sont reconstruits dans le spectromètre avec une meilleure précision que dans le cas $ACM = 4000 \text{ A}$, ce qui, a priori, améliore la qualité de l'identification des traces de ces muons dans le télescope. Ceci expliquerait pourquoi le problème de corrélation des masses n'apparaît pas à 6500 A, comme on peut le voir sur la partie droite de la figure 6.8.

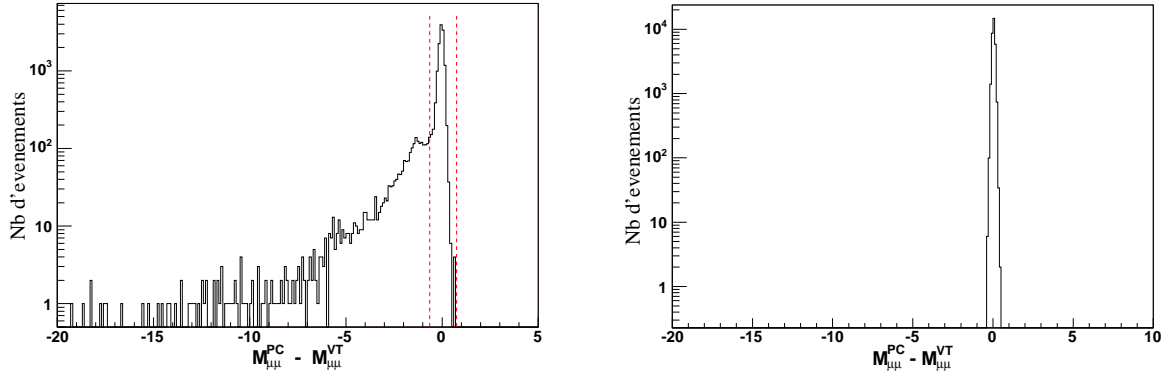


FIG. 6.9 – Distribution de la différence entre la masse du dimuon reconstruite dans le spectromètre et celle reconstruite dans le télescope à vertex, lorsque $M_{\mu\mu}^{VT} > 2 \text{ GeV}/c^2$, pour une partie des données collectées à 4000 A (à gauche) et pour les données collectées à 6500 A (à droite).

Pour pouvoir faire l'analyse du J/ψ à partir des dimuons reconstruits dans le télescope à vertex, il est nécessaire de supprimer les événements problématiques présents à 4000 A. Pour cela, nous effectuons une coupure sur la différence $M_{\mu\mu}^{PC} - M_{\mu\mu}^{VT}$. La figure 6.9 (partie gauche) représente la distribution de cette différence pour $M_{\mu\mu}^{VT} > 2 \text{ GeV}/c^2$, à 4000 A, ainsi que la coupure appliquée. Cette dernière permet de rejeter les événements pour lesquels :

$$|M_{\mu\mu}^{PC} - M_{\mu\mu}^{VT}| > 0.7 \text{ GeV}/c^2$$

Par la suite, cette sélection sera nommée coupure "MId" (pour Mauvaise Identification). Elle n'a bien sûr de sens que lorsqu'on utilise les VT dimuons. Notons également qu'elle n'a aucun effet à 6500 A, comme on peut s'en rendre compte d'après le spectre de droite sur la figure 6.9.

6.10 Coupures cinématiques

Les caractéristiques cinématiques des dimuons sont obtenues à partir de celles des muons individuels reconstruits dans le spectromètre ou dans le télescope. En plus de la masse (M), on a aussi accès à l'impulsion transverse (p_T), à la masse transverse ($M_T = \sqrt{p_T^2 + M^2}$), à la rapidité (y) et au $\cos\theta_{CS}$ du dimuon. θ_{CS} est l'angle polaire du μ^+ dans le référentiel de Collins-Soper [118], défini par la figure 6.10.

Afin que les résultats de l'analyse présentée dans le prochain chapitre puissent être aisément comparés aux résultats équivalents obtenus par l'expérience NA50, les mêmes coupures cinématiques sont appliquées. En particulier, on rejette les dimuons ne satisfaisant pas aux conditions suivantes :

$$2.92 < y_{lab} < 3.92$$

$$-0.5 < \cos\theta_{CS} < 0.5$$

où y_{lab} est la rapidité dans le référentiel du laboratoire.

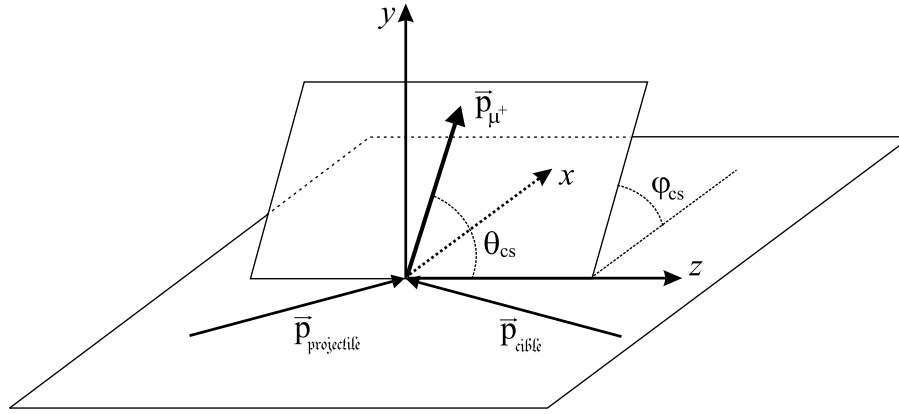


FIG. 6.10 – Définition de l’angle θ_{CS} . Le référentiel de Collins-Soper est lié au centre de masse du dimuon. Le plan (x,z) est le plan formé par les impulsions des noyaux projectile et cible. L’axe z est la bissectrice extérieure de l’angle entre ces impulsions.

6.11 Bilan des sélections

Nous avons vu au début de ce chapitre que les données collectées avec $ACM = 4000 A$ et celles collectées avec $ACM = 6500 A$ doivent être analysées séparément. Néanmoins, par souci de compatibilité des résultats, les mêmes sélections d’événements seront appliquées dans les deux cas. Certaines d’entre elles pouvant varier selon que l’on étudie les PC dimuons ou les VT dimuons, deux jeux de sélections ont finalement été développés. Ils sont résumés dans le tableau 6.1. Certaines des sélections présentées ici (T0J, IC et BS) ont été développées dans le but d’utiliser le ZDC pour analyser la production du J/ψ en fonction de la centralité de la collision. Ces sélections ont néanmoins été également appliquées lorsqu’aucune sélection en centralité n’a été effectuée, rendant ainsi homogènes les différents résultats obtenus. Nous reviendrons sur l’utilisation des sélections T0J, IC et BS dans le chapitre 8, consacré à l’étude des erreurs systématiques.

PC dimuons	VT dimuons
trigger T0J	trigger T0J
sélection IC	sélection IC
sélection BS	sélection BS
sélection vtx_{PC}	sélection vtx_{VT}
coupure pD_{targ}	sélection $VT_{\mu\mu}$
-	coupure MId
coupures cinématiques	coupures cinématiques

TAB. 6.1 – Résumé des deux jeux de sélections appliquées selon que l’on analyse les PC dimuons ou les VT dimuons.

La figure 6.11 montre les effets des sélections successives appliquées sur une partie des données collectées avec $ACM = 4000 A$, pour les PC dimuons de masse supérieure à $2.2 GeV/c^2$. Les spectres bi-dimensionnels présentés sur cette figure montrent la corrélation entre le nombre total d’impacts enregistrés sur les 16 plans du télescope à vertex (proportionnel au nombre de particules chargées émises) et l’énergie mesurée dans le ZDC. On peut voir en particulier les effets des sélections IC et BS dont le but principal est d’éliminer les événements pour lesquels l’énergie enregistrée dans le ZDC est biaisée.

Comme nous l'avons dit au début de ce chapitre, il est possible de vérifier la qualité des données enregistrées en étudiant la stabilité des différentes sélections run par run. Cette vérification est illustrée figure 6.12 pour les données collectées avec $ACM = 6500 A$, dans le cas où l'on étudie les VT dimuons. Il est ainsi possible de repérer les runs au comportement suspect, de vérifier la qualité des données qu'ils contiennent et éventuellement de les éliminer.

Pour conclure, la figure 6.13 présente les quatre distributions en masse invariante des dimuons de signes opposés à analyser, résultant des deux jeux de sélections des événements pour les deux valeurs de courant dans ACM. On peut voir que l'utilisation des VT dimuons améliore très nettement la résolution en masse, particulièrement à $4000 A$.

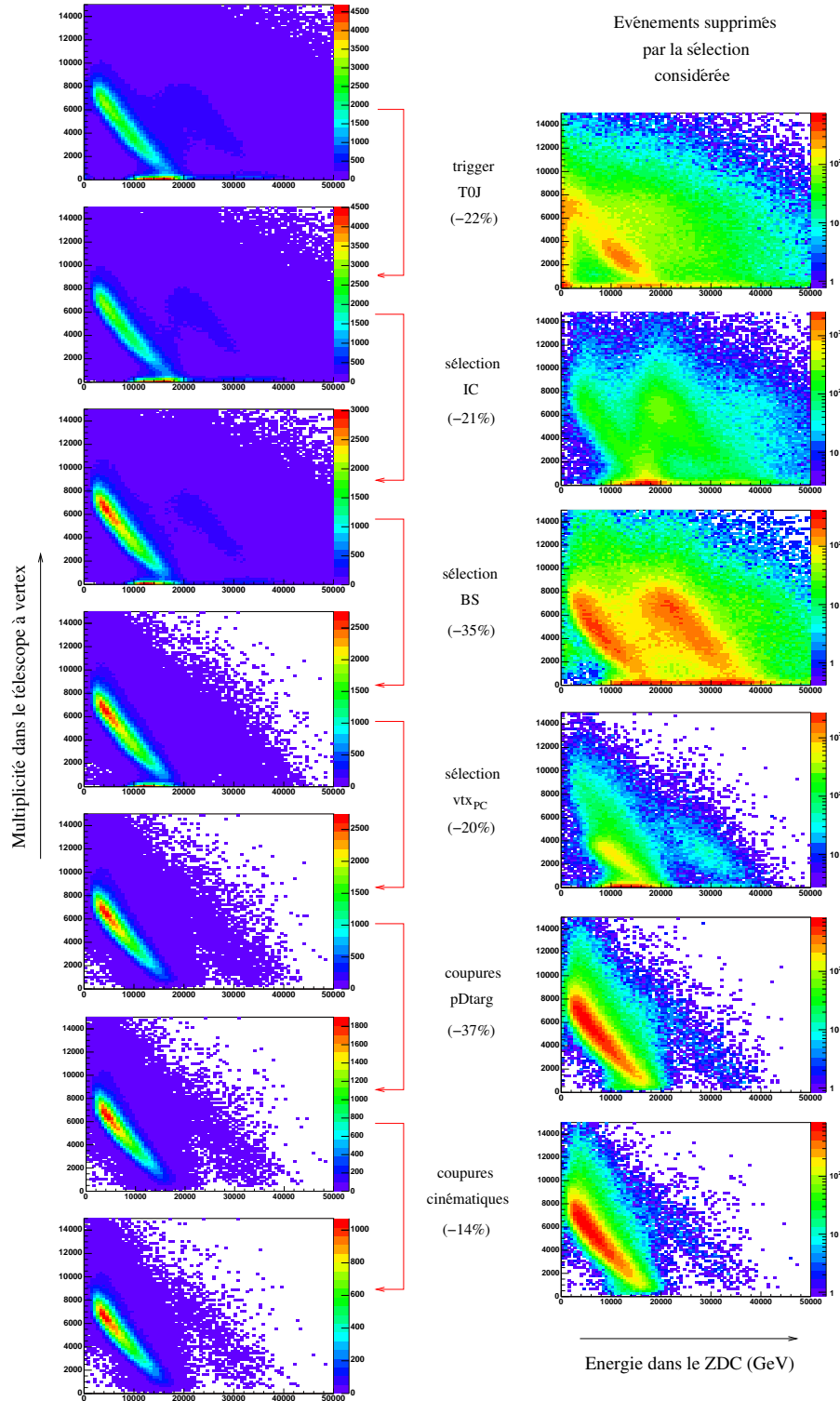


FIG. 6.11 – *Effet des sélections successives sur la corrélation entre la multiplicité des impacts enregistrés dans le télescope à vertex et l'énergie mesurée dans le ZDC. Les spectres présentés sur la partie gauche de la figure correspondent aux événements gardés après chaque sélection, tandis que les spectres présentés sur la partie droite correspondent aux événements rejetés. Le pourcentage d'événements rejetés est également indiqué à chaque étape.*

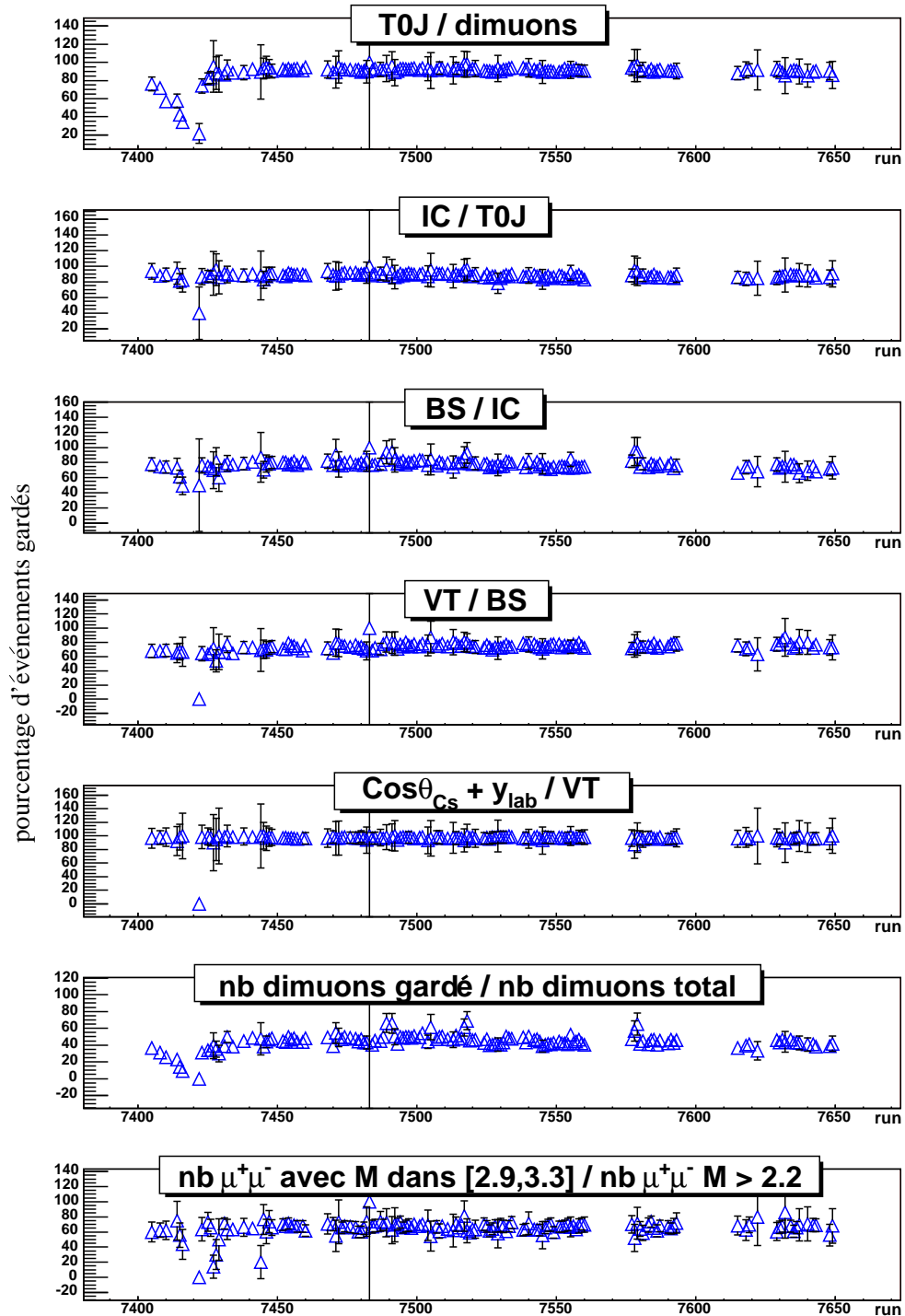


FIG. 6.12 – Vérifications de la stabilité des sélections sur les données collectées à 6500 A, dans le cas des VT dimuons. Les points des 5 premières figures correspondent au pourcentage d'événements gardés après chacune des sélections, celles-ci étant appliquées successivement. Les points de l'avant dernière figure correspondent au pourcentage total d'événements gardés tandis que ceux de la dernière figure représentent le pourcentage de J/ψ parmi les dimuons gardés de masse supérieure à 2.2 GeV/c^2 . Notons que la sélection nommée "VT" sur cette figure regroupe en fait les sélections $vt_{x_{VT}}$, $VT_{\mu\mu}$ et la coupure M_{Id} .

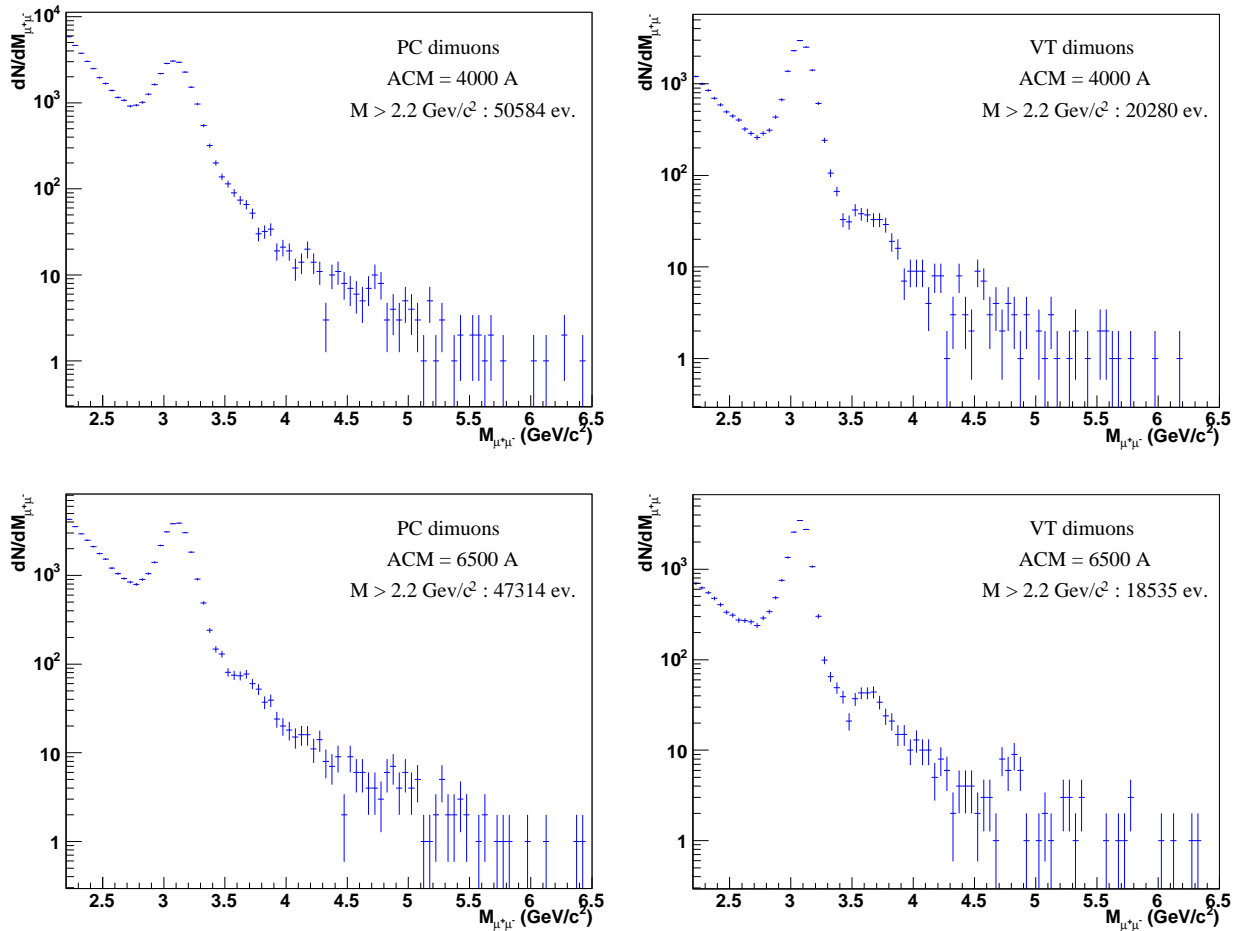


FIG. 6.13 – Distributions en masse invariante des dimuons de signes opposés, obtenus après application des deux jeux de sélections (pour les PC dimuons et les VT dimuons) aux deux lots de données collectées (ACM = 4000 A et ACM = 6500 A).

Chapitre 7

Analyse de la production du J/ψ

Sommaire

7.1	Simulation des processus physiques	112
7.2	Analyse des distributions en masse invariante	120
7.3	Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ	128

Les dimuons de signes opposés et de grande masse invariante ($M_{\mu\mu} > 2 \text{ GeV}/c^2$), que l'on va étudier dans cette section, proviennent de cinq sources différentes :

- la désintégration du J/ψ ,
- la désintégration du ψ' ,
- le processus Drell-Yan (DY),
- la désintégration muonique simultanée des mésons charmés D et \bar{D} ,
- la désintégration muonique décorrélée de mésons légers.

Les quatre premières sources sont des processus physiques connus dont les caractéristiques cinématiques sont reproduites par simulation. La dernière source constitue le bruit de fond combinatoire dont les caractéristiques cinématiques sont extraites des données elles-mêmes. Après avoir présenté les simulations des quatre processus physiques, nous décrirons l'analyse des distributions en masse invariante des dimuons de signes opposés, obtenues à la fin du chapitre précédent. Cette analyse permettra d'extraire, dans chacun des cas étudiés, le taux de production du J/ψ à travers l'étude du rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$. L'intérêt d'étudier ce rapport a été discuté dans le premier chapitre de ce document. Nous présenterons ensuite l'analyse des distributions en impulsion transverse (p_T) et en masse transverse (M_T) du J/ψ . Cette dernière est simplement définie par :

$$M_T = \sqrt{p_T^2 + M_{J/\psi}^2} \quad (7.1)$$

avec $M_{J/\psi} = 3.09687 \text{ GeV}/c^2$ [119]. De cette distribution en masse transverse, il est possible, en utilisant des modèles thermiques [126], d'extraire la température du système au moment du découplage du J/ψ (lorsque celui-ci cesse d'interagir avec le milieu environnant). Les différentes analyses énoncées ci-dessus seront également effectuées en fonction de la centralité de la collision. Pour ce dernier point, nous supposons que les informations issues des simulations des processus physiques (forme des distributions reconstruites, acceptance, ...), sont indépendantes de la valeur de cette centralité.

Nous avons défini dans le chapitre précédent les PC dimuons comme étant les dimuons reconstruits dans le spectromètre, et les VT dimuons comme étant les dimuons reconstruits dans le télescope à vertex, dont les traces ont été identifiées à l'aide du spectromètre. Nous allons également différencier, dans la suite de ce document, les dimuons de signes opposés ($\mu^+\mu^-$) que nous nommerons "dimuons OS", et les dimuons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$) que nous nommerons "dimuons LS".

7.1 Simulation des processus physiques

Les simulations Monte-Carlo ont pour but d'évaluer la forme analytique des distributions en masse invariante des dimuons OS reconstruits issus des différents processus physiques. Elles ont également pour but de déterminer les acceptances intégrées du J/ψ et du DY, ainsi que l'acceptance du J/ψ en fonction de son impulsion transverse et de sa masse transverse.

Deux générateurs différents sont employés selon le processus étudié, comme nous allons le voir dans les prochaines sections. Le premier est le générateur Pythia [120] permettant de simuler certains processus dans les collisions élémentaires nucléon-nucléon. Plusieurs fonctions de distribution en impulsion des partons dans les nucléons (PDF) peuvent être utilisées dans Pythia. Nous utiliserons la paramétrisation de GRV94_LO [121] afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux obtenus dernièrement par l'expérience NA50 [50]. Le second générateur, nommé "NaGenParam", utilise des fonctions paramétrisées pour reproduire les caractéristiques cinématiques des processus simulés. Les muons issus de ces générateurs sont ensuite propagés à travers l'appareillage par le progiciel GEANT 3.21 afin de reproduire l'acceptance réelle du détecteur, les effets des diffusions multiples et des pertes d'énergie des muons dans les éléments qui le composent, et les résolutions de mesure des différents systèmes de détection (chambres proportionnelles, pixels, ...). Finalement, les événements simulés qui produisent un signal de déclenchement dimuon sont reconstruits de la même manière que les données expérimentales. En particulier, les sélections sur la provenance des dimuons - coupure pD_{tag} dans le cas des PC dimuons et sélection $VT_{\mu\mu}$ + coupure MId dans le cas des VT dimuons - sont également appliquées, de même que les coupures cinématiques. Notons que les générations des différents processus ont tout de même été effectuées dans une région cinématique plus large que celle imposée par les coupures, ceci afin d'éviter les effets de bords inhérents à la résolution de l'appareillage.

La réponse du détecteur étant différente selon l'intensité du champ magnétique ACM (4000 A ou 6500 A), mais peu sensible aux polarités des champs ACM et PT7, les simulations ont été effectuées dans les deux cas suivants :

- ACM = +4000 A; PT7 = +900 A
- ACM = +6500 A; PT7 = +900 A

Nous reviendrons sur les conséquences de ce choix dans le chapitre 8, consacré à l'étude des erreurs systématiques. Dans les prochaines sections, les simulations seront illustrées à l'aide des résultats obtenus avec ACM = 4000 A. Les simulations effectuées avec ACM = 6500 A donnent des résultats très similaires.

7.1.1 Le J/ψ

Les résultats des simulations du J/ψ seront utilisés pour l'analyse de la distribution en masse invariante, mais également pour l'analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse. En particulier, nous aurons besoin des fonctions d'acceptance de ces deux quantités. Celles-ci dépendant des caractéristiques cinématiques des dimuons, il est nécessaire que les distributions en rapidité et en $\cos\theta_{CS}$ du J/ψ obtenues par simulation (génération puis reconstruction) reproduisent bien celles mesurées expérimentalement.

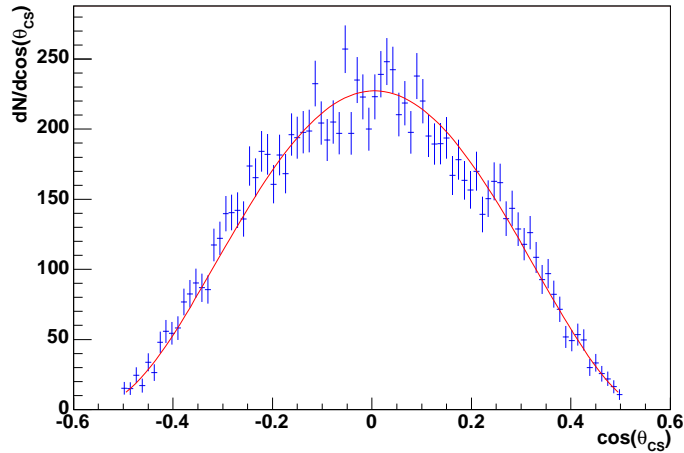


FIG. 7.1 – Comparaison de la distribution expérimentale en $\cos\theta_{CS}$ du J/ψ avec la forme théorique correspondante obtenue avec Pythia.

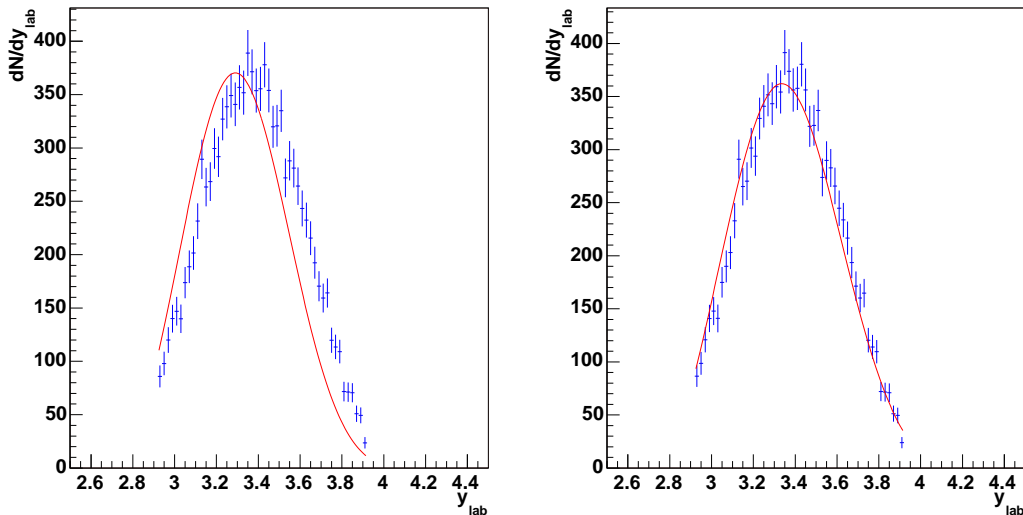


FIG. 7.2 – Comparaison de la distribution expérimentale en rapidité du J/ψ avec la forme théorique correspondante obtenue avec Pythia (à gauche) et NaGenParam (à droite).

Lorsqu'on utilise le générateur Pythia, dans les conditions propres à l'expérience, on peut constater (figure 7.1) que la distribution en $\cos\theta_{CS}$ est bien reproduite. Cependant, c'est loin

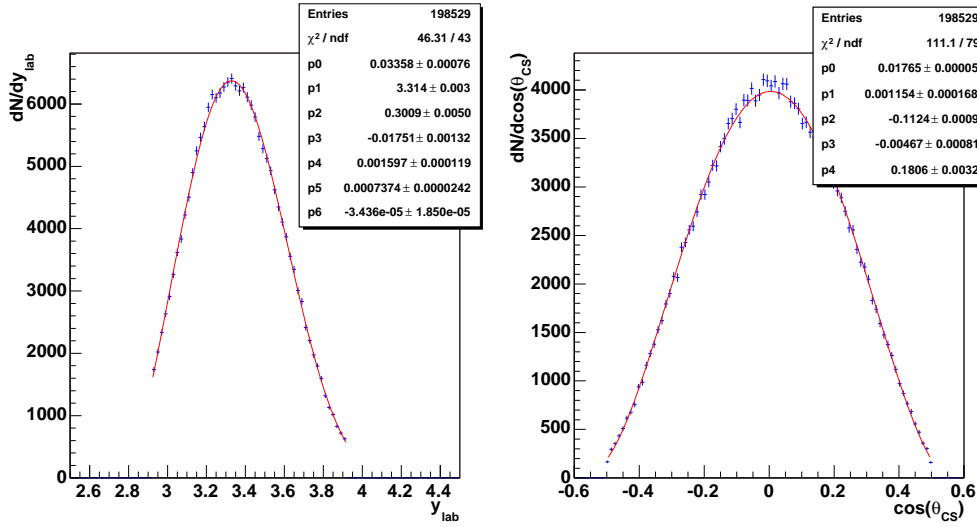


FIG. 7.3 – Ajustement des distributions en rapidité (à gauche) et en $\cos\theta_{CS}$ (à droite) des événements J/ψ simulés avec NaGenParam.

d'être le cas pour la distribution en rapidité (figure 7.2 partie gauche). Sur ces figures, les spectres expérimentaux présentés sont obtenus au terme d'une analyse similaire à celle décrite dans la section 7.3. Les formes théoriques sont quant à elles évaluées par ajustement des distributions simulées (génération + reconstruction) correspondantes avec une fonction analytique, comme illustré figure 7.3. La fonction d'ajustement est simplement la somme d'une gaussienne et d'un polynôme d'ordre 3 pour la rapidité, et un polynôme d'ordre 4 pour le $\cos\theta_{CS}$. En raison du désaccord sur la distribution en rapidité, les simulations sur le J/ψ ont été effectuées en utilisant NaGenParam plutôt que Pythia. La fonction de génération de la rapidité est une gaussienne dont les paramètres sont fixés à $y_0 = 2.92$ pour la moyenne (correspondant à $y^* = 0$ dans le centre de masse) et à $\sigma_y = 0.6$ [122] pour la largeur. On peut voir, sur la partie droite de la figure 7.2, que cette paramétrisation permet de mieux reproduire les résultats expérimentaux. Les fonctions de génération du $\cos\theta_{CS}$ et de l'impulsion transverse sont paramétrisées de sorte qu'elles reproduisent les distributions générées par Pythia.

La forme des distributions en masse générées puis reconstruites du J/ψ est ajustée par une gaussienne de largeur variable, définie de la façon suivante [123] :

$$\frac{dN_{J/\psi}}{dM} = a_0 \cdot e^{-\frac{(M-M_0)^2}{2\sigma(M)^2}} \quad (7.2)$$

avec

$$\sigma_{J/\psi}(M) = \begin{cases} \sigma_1 + b_1(c_1 M_0 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_0 - M}} & \text{pour } M \leq c_1 M_0 \\ \sigma_1 & \text{pour } c_1 M_0 < M \leq M_0 \\ \sigma_2 & \text{pour } M_0 < M < c_2 M_0 \\ \sigma_2 + b_2(M - c_2 M_0)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_0}} & \text{pour } M \geq c_2 M_0 \end{cases} \quad (7.3)$$

Les quantités c_1 et c_2 sont ajustées empiriquement à 0.97 et 1.05 respectivement dans le cas des PC dimuons, et à 0.98 et 1.02 respectivement dans le cas des VT dimuons. Tous les

autres paramètres (a_0 , M_0 , σ_1 , σ_2 , b_1 , b_2 , d_1 , d_2 , g_1 et g_2) sont ajustés librement. Le lissage du spectre en masse est réalisé en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. Compte tenu du grand nombre de paramètres libres, leur valeur de départ doit être soigneusement définie pour que l'ajustement converge correctement. Cette fonction reproduit tout aussi bien la forme de la distribution en masse invariante des PC dimuons que celle des VT dimuons reconstruits dans le télescope, comme on peut le voir figure 7.4.

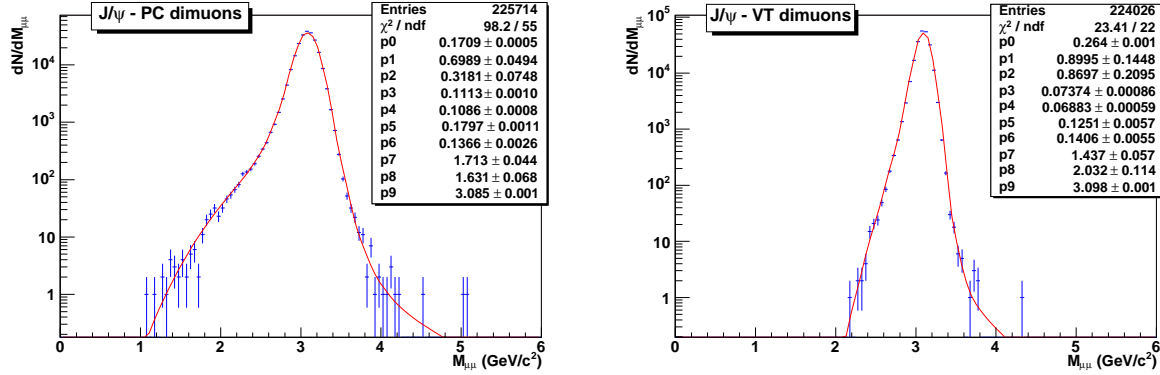


FIG. 7.4 – Distributions en masse invariante des PC dimuons (à gauche) et des VT dimuons (à droite) issus de la désintégration du J/ψ , produites par simulation (génération avec *Na-GenParam* + reconstruction). Les deux distributions sont ajustées avec une gaussienne de largeur variable (équations 7.2 et 7.3).

Les simulations permettent également de calculer l'acceptance intégrée du J/ψ dans le détecteur. Celle-ci sera utilisée pour calculer le nombre de J/ψ effectivement produits dans les collisions, à partir du nombre de J/ψ mesurés. L'acceptance est définie comme le rapport entre le nombre d'événements générés et reconstruits dans un intervalle cinématique donné et le nombre d'événements générés dans ce même intervalle :

$$Acc_{M_{J/\psi}} = \frac{\int_{M_2}^{M_1} \frac{dN_{rec}}{dM} dM}{\int_{M_2}^{M_1} \frac{dN_{gen}}{dM} dM} \quad (7.4)$$

où l'intervalle d'intégration $[M_1, M_2]$ dépend du processus considéré. Pour le J/ψ , l'intégration se fait dans l'intervalle $[0, 8] \text{ GeV}/c^2$. Les calculs d'acceptance doivent eux aussi être limités à la région définie par les coupures cinématiques ($2.92 < y_{lab} < 3.92$ et $-0.5 < \cos \theta_{CS} < 0.5$). Par conséquent, les intégrales présentes dans l'équation 7.4 ne sont effectuées que sur les dimuons reconstruits (numérateur) ou générés (dénominateur) dans cette région. Le tableau 7.1 résume les valeurs des acceptances du J/ψ dans les quatre cas étudiés.

	PC dimuons	VT dimuons
ACM = 4000 A	14%	13.9%
ACM = 6500 A	12.7%	12.9%

TAB. 7.1 – Acceptance du J/ψ pour les deux valeurs de champ magnétique et les deux types de dimuons, PC et VT.

Nous pouvons finalement déterminer les fonctions d'acceptance en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ . Nous verrons dans la section 7.3 que les distributions analysées ont été obtenues en sélectionnant les dimuons dont la masse invariante reconstruite se situe dans la fenêtre $[2.9, 3.3] \text{ GeV}/c^2$. Cette sélection est donc également appliquée dans les simulations. Les fonctions d'acceptance en impulsion transverse sont paramétrisées par un polynôme d'ordre 7 pour $p_T \leq 2.9 \text{ GeV}/c$, puis par une constante au delà. Les fonctions d'acceptance en masse transverse sont paramétrisées par un polynôme d'ordre 7 en p_T pour $M_T \leq 4.55 \text{ GeV}/c^2$, puis par une constante au delà. On peut voir sur la figure 7.5 que les distributions d'acceptance en impulsion transverse (en haut) et en masse transverse (en bas) des PC dimuons (à gauche) et des VT dimuons (à droite) sont très bien ajustées par ces fonctions.

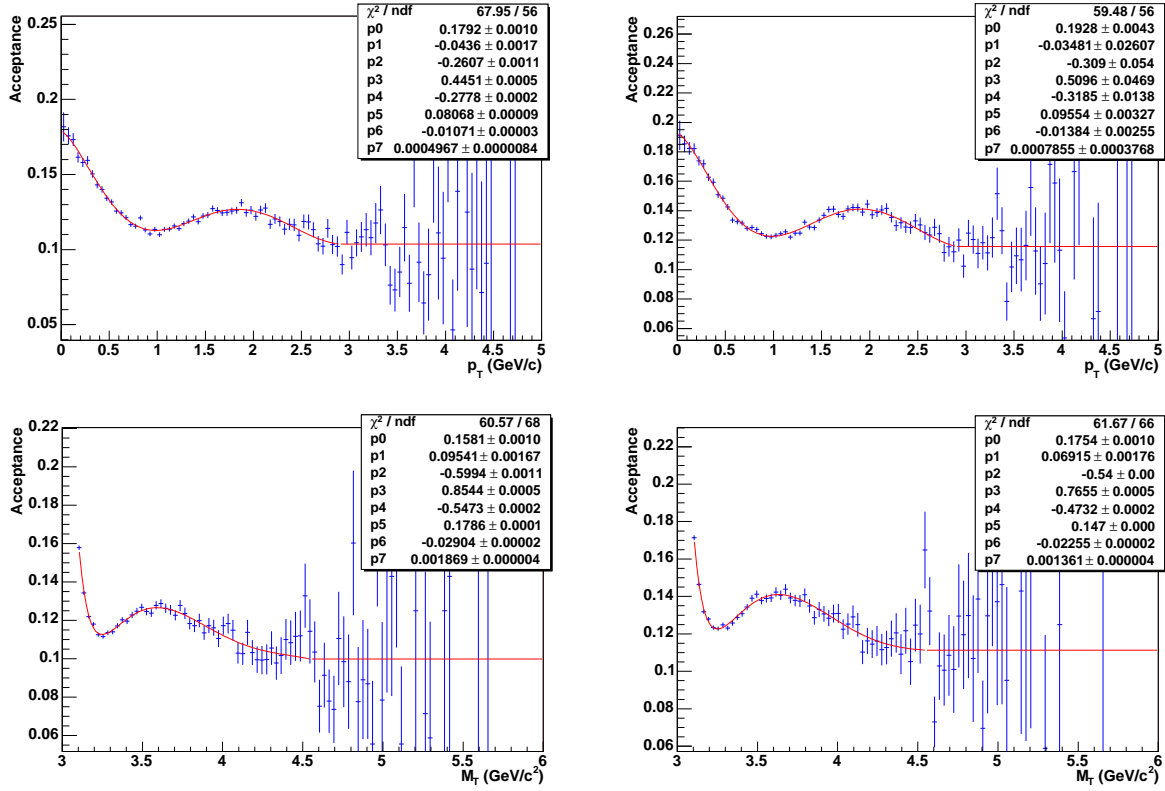


FIG. 7.5 – Distributions d'acceptance du J/ψ en impulsion transverse (en haut) et en masse transverse (en bas), pour les PC dimuons (à gauche) et pour les VT dimuons (à droite). Chaque distribution est ajustée avec une fonction analytique présentée dans le texte.

7.1.2 Le ψ'

Le ψ' est généré avec NaGenParam en utilisant les mêmes paramétrisations que celles adoptées pour le J/ψ . Seule la forme de la distribution en masse invariante des dimuons reconstruits nous intéresse pour l'analyse. Cette forme est reproduite par l'ajustement d'une gaussienne de largeur variable similaire à celle utilisée pour le J/ψ . Seule la définition de

$\sigma(M)$ diffère quelque peu [123] :

$$\sigma_{\psi'}(M) = \begin{cases} \sigma_0 + b_1(c_1 M_1 - M)^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_1 - M}} & \text{pour } M \leq c_1 M_1 \\ \sigma_0 & \text{pour } c_1 M_1 < M < c_2 M_1 \\ \sigma_0 + b_2(M - c_2 M_1)^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_1}} & \text{pour } M \geq c_2 M_1 \end{cases} \quad (7.5)$$

Les quantités c_1 et c_2 sont ajustées empiriquement à 0.97 et 1.05 respectivement dans le cas des PC dimuons, et à 0.99 et 1.01 respectivement dans le cas des VT dimuons. Tous les autres paramètres (a_0 , M_0 , M_1 , σ_0 , b_1 , b_2 , d_1 , d_2 , g_1 et g_2) sont ajustés librement. La convergence de l'ajustement est là encore très sensible aux valeurs de départ de ces paramètres. Comme on peut le voir figure 7.6, cette fonction reproduit bien les distributions en masse invariante des PC dimuons et des VT dimuons.

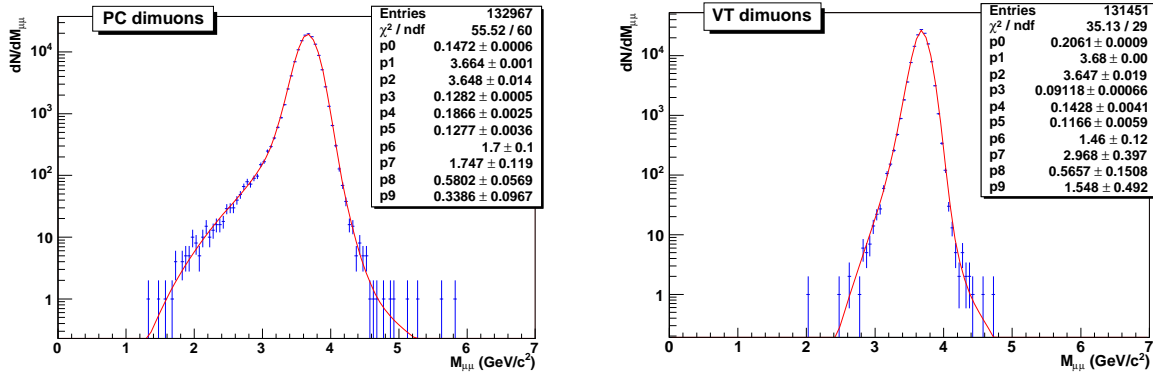


FIG. 7.6 – Distributions en masse invariante des PC dimuons (à gauche) et des VT dimuons (à droite) issues de la désintégration du ψ' , produites par simulation (génération avec Na-GenParam + reconstruction). Les deux distributions sont ajustées avec une gaussienne de largeur variable (équations 7.2 et 7.5).

7.1.3 Le Drell-Yan (DY)

Nous avons vu dans la section 1.4.1 que le processus Drell-Yan est une annihilation électromagnétique quark-antiquark en paire de leptons (de muons dans notre cas) de signes opposés, qui a lieu lors des collisions primaires nucléon-nucléon. Par conséquent, la section efficace de production du DY dépend du contenu en quarks des nucléons et donc, dans le cas des collisions noyau-noyau, de la composition en protons et neutrons des noyaux en interaction. La section efficace totale de production du Drell-Yan dans une collision A-B peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$\sigma_{AB}^{DY} = Z_A Z_B \sigma_{pp}^{DY} + Z_A (B - Z_B) \sigma_{pn}^{DY} + (A - Z_A) Z_B \sigma_{np}^{DY} + (A - Z_A) (B - Z_B) \sigma_{nn}^{DY} \quad (7.6)$$

Cette dépendance en isospin doit être prise en compte dans les simulations. Les quatre types de collisions nucléon-nucléon possibles (p-p, p-n, n-p et n-n) sont donc simulés séparément et les résultats ajoutés en respectant les poids de chacun. Ce problème ne se pose pas pour les simulations du J/ψ , du ψ' et du charme en général puisque, comme on l'a vu section 1.4.2, les paires $c\bar{c}$ sont principalement formées par fusion de gluons.

Les simulations du processus Drell-Yan ont été effectuées à l'aide du générateur Pythia. Afin de tenir compte du mouvement de Fermi des quarks à l'intérieur des nucléons, on choisit aléatoirement les impulsions transverses intrinsèques des partons à l'intérieur d'une distribution gaussienne de largeur σ_{k_T} . Cette largeur est ajustée de façon à reproduire la distribution en impulsion transverse des dimuons issus du processus DY ($M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$), mesurés dans les collisions proton-proton. La valeur utilisée est $\sigma_{k_T} = 0.8 \text{ GeV}/c$ [124].

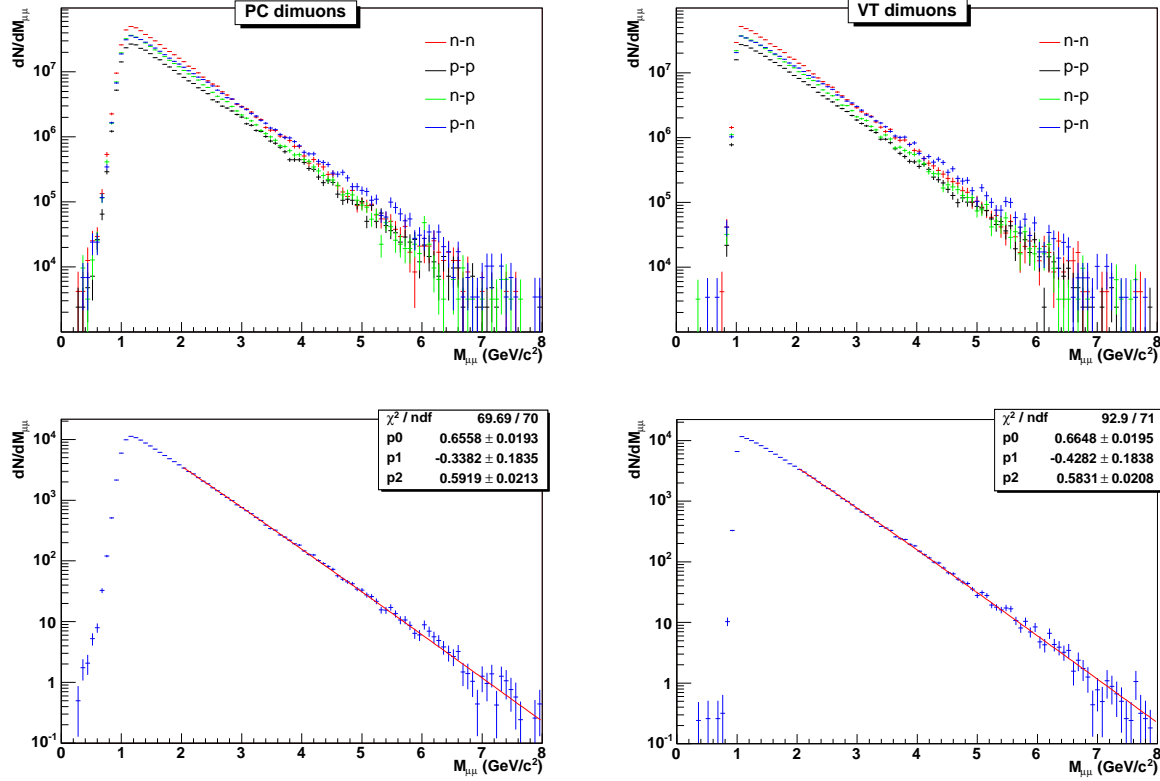


FIG. 7.7 – **En haut** : distributions en masse invariante reconstruite des PC dimuons (à gauche) et des VT dimuons (à droite), produites par simulation du processus DY (génération avec Pythia + reconstruction) pour chacun des systèmes p-p, p-n, n-p et n-n pris séparément; **en bas** : somme pondérée des distributions précédentes, ajustée avec la fonction analytique 7.7.

La figure 7.7 montre, pour les PC dimuons et les VT dimuons, les distributions en masse invariante reconstruite résultant de la simulation de chacun des systèmes p-p, p-n, n-p et n-n pris séparément, ainsi que la somme pondérée de ces distributions. Cette dernière est ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{dN_{DY}}{dM} = \frac{a_0}{M^\alpha} \cdot e^{-\frac{M}{M_0}} \quad (7.7)$$

où a_0 , α et M_0 sont des paramètres libres. On remarque sur la figure 7.7 que cette fonction reproduit aussi bien la distribution en masse invariante des PC dimuons que celle des VT dimuons.

L'acceptance intégrée du processus DY dans le détecteur est également calculée à partir de l'équation 7.4. L'intervalle d'intégration est $[2.9, 4.5] \text{ GeV}/c^2$ afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux obtenus par les expériences précédentes. Le tableau 7.2 résume les valeurs des acceptances du DY dans les quatre cas étudiés.

	PC dimuons	VT dimuons
ACM = 4000 A	14.3%	14.4%
ACM = 6500 A	13.4%	13.7%

TAB. 7.2 – Acceptance du processus DY pour les deux valeurs de champ magnétique et les deux types de dimuons, PC et VT.

7.1.4 Le charme ouvert ($D\bar{D}$)

Aux énergies du SPS, il est quasiment impossible de produire plus d'une paire $c\bar{c}$ par collision, compte tenu de la masse élevée du quark c . En conséquence, les mésons D et \bar{D} , issus de la fragmentation de cette paire, sont produits de façon corrélée. Ainsi, si chacun des deux mésons se désintègre suivant son canal muonique, la paire $D\bar{D}$ peut générer un dimuon OS susceptible d'être détecté par l'appareillage. Ces dimuons forment un continuum dans la distribution en masse invariante mesurée. La simulation du processus $D\bar{D}$ est effectuée avec le générateur Pythia. La largeur de la distribution en impulsion transverse intrinsèque des partons est fixée à $\sigma_{k_T} = 1 \text{ GeV}/c$ [124]. La valeur de la masse du quark c est fixée à $m_c = 1.35 \text{ GeV}/c^2$.

Seule la forme de la distribution en masse invariante des dimuons reconstruits nous intéresse pour l'analyse. Celle-ci est reproduite avec la même fonction que celle utilisée pour le DY. On peut voir sur la figure 7.8, que cette fonction reproduit aussi bien la distribution en masse invariante des PC dimuons que celle des VT dimuons.

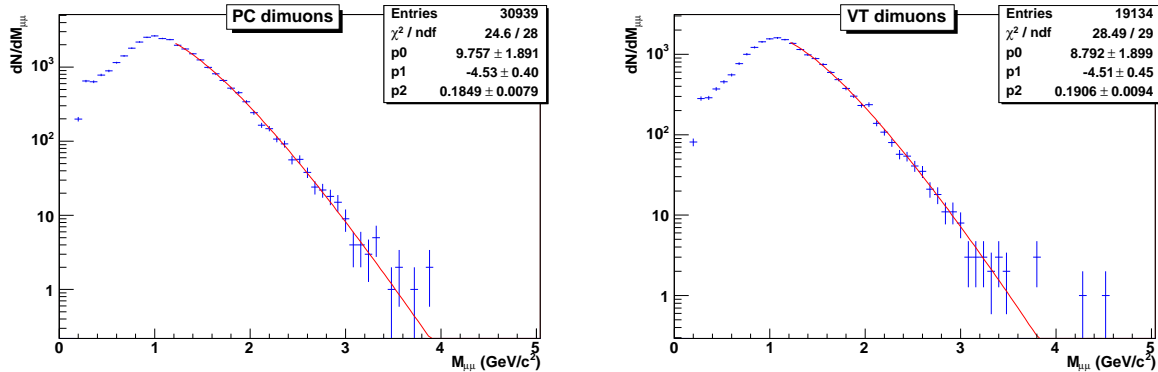


FIG. 7.8 – Distributions en masse invariante reconstruite des PC dimuons et des VT dimuons issus de la simulation (génération avec Pythia + reconstruction) du processus $D\bar{D}$. Les deux distributions sont ajustées avec la fonction analytique 7.7.

7.2 Analyse des distributions en masse invariante

Comme il a été dit au début de ce chapitre, les dimuons de grande masse sont issus de quatre processus physiques, qui ont fait l'objet des simulations présentées ci-dessus, auxquels s'ajoute un bruit de fond combinatoire dû à la désintégration des π et des K . Après avoir présenté la méthode d'évaluation du bruit de fond combinatoire, nous décrirons la procédure d'ajustement du spectre en masse permettant d'obtenir la contribution de chacun des processus. Les résultats et notamment le rapport de production $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ obtenu dans chacun des quatre cas étudiés (deux valeurs de champ magnétique et deux types de dimuons, PC et VT), seront ensuite exposés. Finalement, l'évolution de ce rapport en fonction de la centralité de la collision sera présentée.

7.2.1 Evaluation du bruit de fond combinatoire

Le bruit de fond combinatoire est produit par les désintégrations muoniques décorréliées des pions et des kaons, avant l'absorbeur hadronique du spectromètre :

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \\ K^+ &\rightarrow \mu^+ \nu_\mu & K^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \end{aligned}$$

Lorsque deux muons issus de ces désintégrations passent ensemble dans l'appareillage, ils peuvent produire un trigger dimuon. De plus, le dimuon détecté peut être tout aussi bien formé de deux muons de signes opposés (OS) que de deux muons de même signe (LS). Nous allons exploiter cette caractéristique en utilisant les spectres en masse des dimuons LS pour évaluer la quantité de bruit de fond combinatoire présent dans le spectre en masse des dimuons OS. La méthode employée suppose que les muons ne sont pas corrélés et que leur probabilité de production suit une loi de Poisson. Ces hypothèses sont d'autant plus valables que la multiplicité de particules émises est grande. Elles ne le sont donc plus tout-à-fait pour les collisions les plus périphériques, où la conservation de la charge électrique totale peut avoir un effet mesurable. Cet effet peut en principe être corrigé. Cependant, il joue un rôle négligeable dans l'analyse présentée ici et sera par conséquent ignoré. Après quelques calculs [123], le nombre de dimuons de bruit de fond ($N^{\mu^+\mu^-}$) est évalué, à partir des nombres de dimuons LS mesurés ($N^{\mu^+\mu^+}$ et $N^{\mu^-\mu^-}$), par la relation suivante :

$$N^{\mu^+\mu^-} = 2\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}} \cdot \frac{A^{\mu^+\mu^-}}{\sqrt{A^{\mu^+\mu^+} A^{\mu^-\mu^-}}} \quad (7.8)$$

où $A^{\mu^+\mu^-}$, $A^{\mu^+\mu^+}$ et $A^{\mu^-\mu^-}$ sont respectivement les acceptances des dimuons $\mu^+\mu^-$, $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$. Dans le cas où l'acceptance du détecteur ne dépend pas du signe des muons, cette équation se simplifie :

$$N^{\mu^+\mu^-} = 2\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}} \quad (7.9)$$

Dans l'expérience NA50, l'indépendance de l'acceptance envers le signe des muons est obtenue en appliquant la "coupure image". Celle-ci consiste à éliminer de l'analyse les dimuons dont au moins l'un des muons n'aurait pas été accepté s'il avait été de signe opposé. Cette coupure n'est pas utilisée dans NA60 car elle réduirait beaucoup trop la statistique disponible. Néanmoins, compte-tenu du faible pourcentage de bruit de fond dans la région du

J/Ψ (voir le tableau 7.5), l'équation 7.9 sera tout de même utilisée. Notons qu'il existe une autre technique d'évaluation du bruit de fond [125]. Elle est basée sur le mélange de muons issus d'événements différents. Cette méthode a été appliquée à une partie des données et les résultats, tant sur la forme de la distribution de bruit de fond que sur sa norme, sont compatibles avec ceux obtenus à l'aide de l'équation 7.9. Nous reviendrons sur ce sujet dans le prochain chapitre, consacré à l'évaluation des erreurs systématiques.

La distribution en masse invariante des dimuons de bruit de fond est la somme des distributions correspondantes obtenues pour chaque combinaison de polarité des champs magnétiques ACM et PT7. La contribution totale du bruit de fond est donc calculée de la façon suivante :

$$N^{\mu^+\mu^-} = 2 \left[\sqrt{N_{(++)}^{\mu^+\mu^+} N_{(++)}^{\mu^-\mu^-}} + \sqrt{N_{(+-)}^{\mu^+\mu^+} N_{(+-)}^{\mu^-\mu^-}} \right. \\ \left. + \sqrt{N_{(-+)}^{\mu^+\mu^+} N_{(-+)}^{\mu^-\mu^-}} + \sqrt{N_{(--)}^{\mu^+\mu^+} N_{(--)}^{\mu^-\mu^-}} \right] \quad (7.10)$$

où les signes entre parenthèses correspondent aux polarités des champs magnétiques.

La figure 7.9 montre la distribution en masse invariante du bruit de fond, pour les PC dimuons et les VT dimuons, obtenue avec la relation précédente. Ces deux distributions sont ajustées par la fonction suivante (au delà de $2.2 \text{ GeV}/c^2$) :

$$\frac{dN_{BKG}}{dM} = a_0 \cdot e^{-\frac{M}{M_0}} \quad (7.11)$$

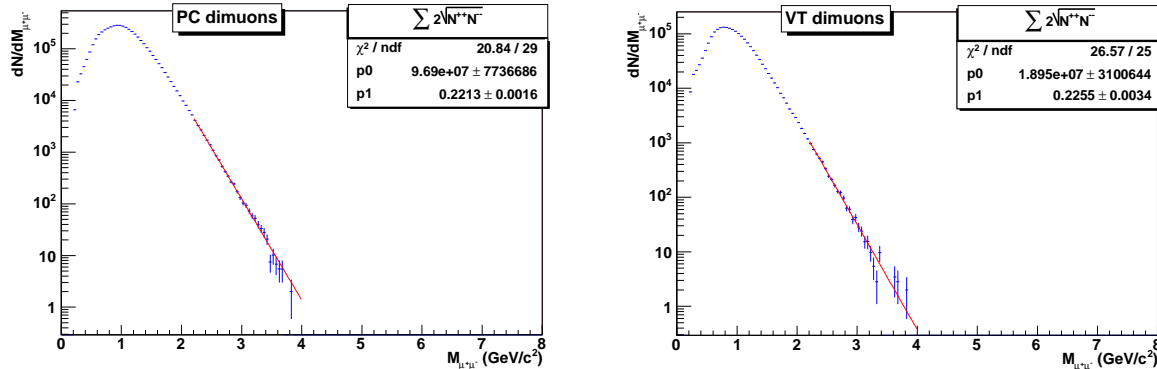


FIG. 7.9 – Distribution en masse invariante du bruit de fond évaluée pour les PC dimuons (à gauche) et les VT dimuons (à droite) à partir des distributions correspondantes pour les dimuons LS. Les données analysées ont été collectées avec $ACM = 4000 \text{ A}$. Les deux distributions sont ajustées avec la fonction 7.11.

7.2.2 Ajustement du spectre en masse des dimuons OS

Les formes des différentes distributions en masse invariante des dimuons OS, qui se superposent pour constituer le spectre en masse mesuré, ont toutes été évaluées, soit par

simulation dans le cas des dimuons issus des processus physiques, soit à partir des données elles-mêmes dans le cas des dimuons du bruit de fond. Ces formes vont maintenant être utilisées pour reproduire le spectre en masse mesuré, permettant ainsi d'extraire la proportion de dimuons issus de chacune des sources possibles. La distribution expérimentale est ajustée par la fonction suivante :

$$\frac{dN^{\mu+\mu^-}}{dM} = K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM} + K_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM} + K_{D\bar{D}} \frac{dN_{D\bar{D}}}{dM} + K_{J/\psi} \frac{dN_{J/\psi}}{dM} + K_{\psi'} \frac{dN_{\psi'}}{dM} \quad (7.12)$$

où $\frac{dN_i}{dM}$ sont les fonctions analytiques des différentes contributions décrites dans les sections 7.1 et 7.2.1, et K_i les facteurs de normalisation correspondants. La procédure d'ajustement doit être choisie avec soin de sorte que la partie du spectre correspondant aux dimuons de masse supérieure à celle du J/ψ soit correctement reproduite en dépit de la faible statistique dans cette région. Ceci est particulièrement important pour extraire correctement la proportion de DY produit. Si l'ajustement est fait en une seule fois, en laissant libres tous les paramètres, le résultat sera alors principalement contraint par la région de masse inférieure à celle du J/ψ , où la statistique est importante mais principalement issue du bruit de fond et du processus $D\bar{D}$. La procédure d'ajustement utilisée est détaillée ci-après. La méthode du maximum de vraisemblance est employée à chaque étape de façon à mieux prendre en compte les zones de faible statistique.

1. **Prise en compte du bruit de fond combinatoire** : cette première étape n'est pas un ajustement. En effet, la méthode d'évaluation du bruit de fond présentée dans la section précédente permet non seulement d'obtenir sa forme mais également sa proportion dans le spectre total. Le terme $K_{BKG} \frac{dN_{BKG}}{dM}$ de l'équation 7.12 est donc totalement fixé d'après les résultats de cette évaluation.
2. **Ajustement de la région au delà de $4.2 \text{ GeV}/c^2$** : dans cette région, le processus dominant est le Drell-Yan. Par conséquent, seul son facteur de normalisation (K_{DY}) est ajusté dans l'équation 7.12. Les paramètres définissant sa forme sont fixés aux valeurs obtenues par simulation. La forme et la norme du bruit de fond ont été définis dans l'étape précédente, et les facteurs de normalisation des autres processus sont maintenus à 0 car leur contribution est négligeable.
3. **Ajustement de la région comprise entre $2.2 \text{ GeV}/c^2$ et $2.5 \text{ GeV}/c^2$** : dans cette région, les processus dominants sont le bruit de fond, le DY et le $D\bar{D}$. Les contributions des deux premiers ont été déterminées à l'issue des étapes précédentes. Par conséquent, seul le facteur de normalisation du $D\bar{D}$ ($K_{D\bar{D}}$) est ajusté dans l'équation 7.12, les paramètres définissant sa forme ayant pour valeurs celles obtenues par simulation. Les facteurs $K_{J/\psi}$ et $K_{\psi'}$ sont encore fixés à 0 puisque leur contribution est également négligeable dans cette région de masse.
4. **Ajustement de la région comprise entre $2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $4.2 \text{ GeV}/c^2$** : le but de ce dernier ajustement est de déterminer les contributions des dimuons issus de la désintégrations du J/ψ et du ψ' au spectre total. Les termes de l'équation 7.12 correspondant aux autres processus ont été fixés dans les étapes précédentes. En plus des facteurs de normalisation $K_{J/\psi}$ et $K_{\psi'}$, certains des paramètres définissant la forme de ces résonances doivent également être laissés libres dans cet ajustement. En effet, les simulations ne sont pas capables de reproduire à l'identique l'ensemble des effets d'appareillage. Ainsi, la position moyenne des distributions en masse invariante reconstruite, représentée par le paramètre M_0 dans l'équation 7.2, peut légèrement varier si la

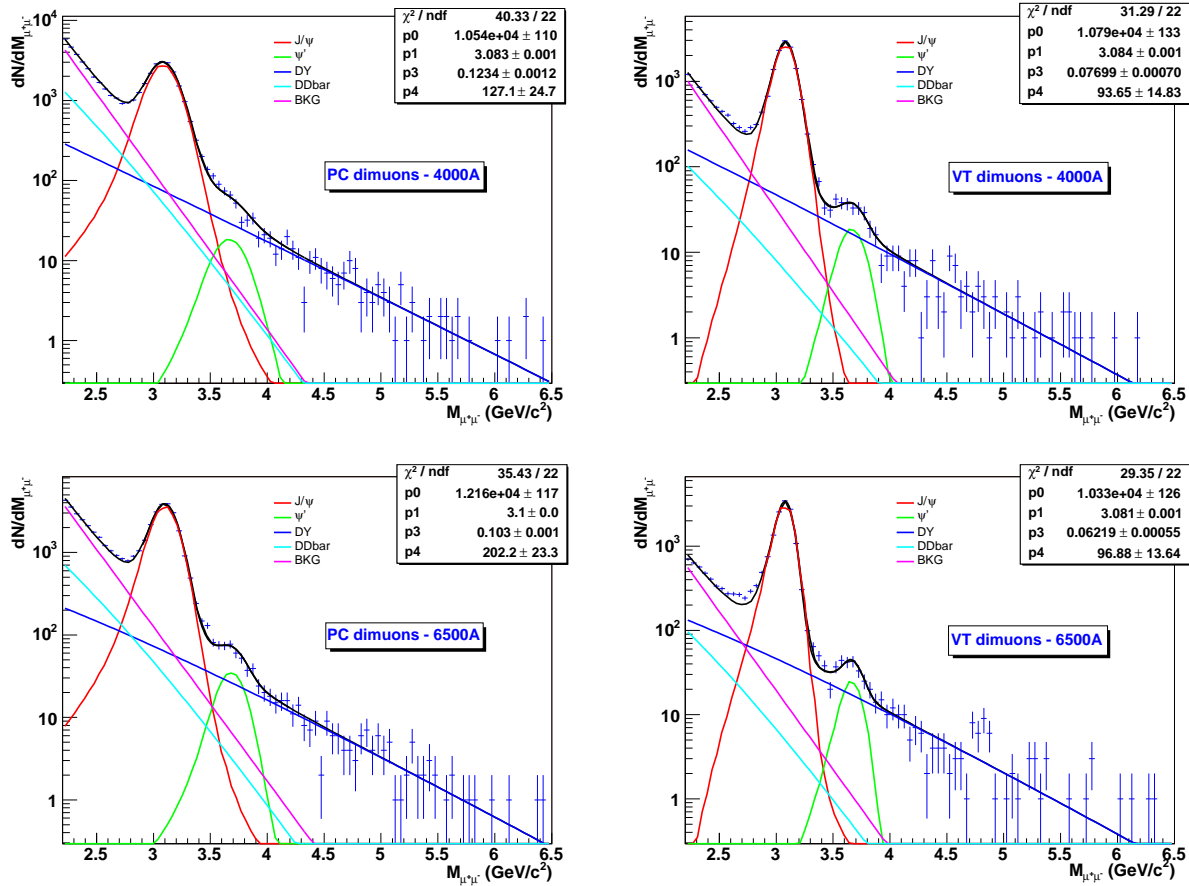


FIG. 7.10 – Distribution en masse invariante des dimuons de signes opposés, dans chacun des quatre cas étudiés, ajustée suivant la procédure décrite dans le texte.

perte d'énergie des muons dans l'absorbeur n'est pas correctement corrigée. De même, la largeur de ces distributions, représentée par les paramètres σ_1 , σ_2 et σ_0 dans les équations 7.3 et 7.5, est souvent sous-estimée dans les simulations. Cette différence peut par exemple être causée par des erreurs d'alignement du spectromètre ou du télescope. Ces défauts de reproduction des effets d'appareillage réels dans les simulations n'ont aucun effet mesurable pour les processus DY et $D\bar{D}$ car leur distribution en masse invariante est très étendue. Pour résumer, les différents paramètres ajustés dans cette dernière étape sont :

- pour le J/ψ : le facteur de normalisation ($K_{J/\psi}$), la position moyenne ($M_{0_{J/\psi}}$), et la largeur pour $M > M_{0_{J/\psi}}$ ($\sigma_{2_{J/\psi}}$). La largeur pour $M < M_{0_{J/\psi}}$ ($\sigma_{1_{J/\psi}}$) est définie par :

$$\sigma_{1_{J/\psi}}^{\text{mesuré}} = \sigma_{1_{J/\psi}}^{\text{simulé}} \frac{\sigma_{2_{J/\psi}}^{\text{mesuré}}}{\sigma_{2_{J/\psi}}^{\text{simulé}}} \quad (7.13)$$

- pour le ψ' : uniquement le facteur de normalisation $K_{\psi'}$; la position moyenne $M_{0_{\psi'}}$ est définie à partir de celle du J/ψ :

$$M_{0_{\psi'}}^{\text{mesuré}} = M_{0_{\psi'}}^{\text{simulé}} + (M_{0_{J/\psi}}^{\text{mesuré}} - M_{0_{J/\psi}}^{\text{simulé}}) \quad (7.14)$$

On obtient de la même manière $M_{1\psi'}$:

$$M_{1\psi'}^{mesuré} = M_{1\psi'}^{simulé} + (M_{0J/\psi}^{mesuré} - M_{0J/\psi}^{simulé}) \quad (7.15)$$

Ainsi que la largeur $\sigma_{0\psi'}$:

$$\sigma_{0\psi'}^{mesuré} = \sigma_{0\psi'}^{simulé} \frac{\sigma_{2J/\psi}^{mesuré}}{\sigma_{2J/\psi}^{simulé}} \quad (7.16)$$

Cette même procédure est utilisée pour ajuster le spectre en masse des dimuons OS dans chacun des quatre cas étudiés. Les résultats sont présentés sur la figure 7.10. Les informations indiquées sur ces spectres sont relatives à la dernière étape de l'ajustement. Comme on l'a déjà évoqué au chapitre précédent, on constate que la résolution en masse est grandement améliorée par l'utilisation des VT dimuons à la place des PC dimuons. Ainsi, la largeur du J/ψ passe de $123 \text{ MeV}/c^2$ à $77 \text{ MeV}/c^2$ pour les données collectées à 4000 A.

7.2.3 Extraction des rapports $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$

A partir des résultats des ajustements précédents, il est possible d'extraire les nombres de dimuons issus de la désintégration du J/ψ et du processus DY, permettant ainsi de calculer le rapport $\frac{J/\psi}{DY} \equiv B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$. Afin de pouvoir comparer ce dernier aux résultats des expériences précédentes, l'extraction doit être faite dans les mêmes conditions. Le nombre de J/ψ est donc calculé en intégrant le terme $K_{J/\psi} \frac{dN_{J/\psi}}{dM}$ de l'équation 7.12 entre $0 \text{ GeV}/c^2$ et $8 \text{ GeV}/c^2$. Le nombre de DY est quant à lui calculé en intégrant le terme $K_{DY} \frac{dN_{DY}}{dM}$ de cette même équation entre $2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $4.5 \text{ GeV}/c^2$. Finalement, ces quantités doivent également être corrigées des acceptances de leur processus respectif, calculées dans la section 7.1 et rassemblées dans les tableaux 7.1 et 7.2 pour chacun des cas étudiés. Le tableau 7.3 présente, pour chacun de ces cas, les nombres de J/ψ et de DY mesurés ainsi que le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ après correction des acceptances. Ces derniers sont également présentés sur la figure 7.11. L'erreur commise sur le nombre de J/ψ mesurés étant négligeable devant l'erreur commise sur le nombre de DY mesurés, seule cette dernière est prise en compte dans le calcul de l'erreur sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$.

A en juger par la compatibilité des résultats obtenus avec ACM = 4000 A et ACM = 6500 A (qui doivent en principe être identiques aux fluctuations statistiques près), ceux-ci semblent meilleurs pour les VT dimuons que pour les PC dimuons. Cela pourrait s'expliquer par une erreur systématique résultant de la moins bonne résolution en masse dans le spectromètre, principalement lorsque ACM = 4000 A, comme on peut le voir sur les distributions présentées figure 7.10. Néanmoins, si on calcule la différence entre les rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ mesurés avec les deux valeurs de champ ACM dans le cas des PC dimuons, on obtient 4.7 ± 2.3 où l'erreur indiquée est simplement la somme quadratique des erreurs individuelles. Ces deux résultats sont donc compatibles dans 2σ . Par conséquent, il est également envisageable que cette différence soit d'origine statistique. En supposant que cette dernière hypothèse soit exacte, il est possible de calculer la moyenne pondérée des deux rapports. La valeur de cette moyenne est donnée dans le tableau 7.3 ainsi que sur la figure 7.11, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

	PC dimuons		VT dimuons	
	4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
Nb. J/ψ [0, 8] GeV/c^2	18886	20996	12217	12526
Nb. DY [2.9, 4.5] GeV/c^2	1150	1027	638	650
$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	16.8 ± 1.4	21.5 ± 1.8	19.8 ± 2.2	20.5 ± 2.1
$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$ (moyenne)	18.6 ± 1.1		20.2 ± 1.5	

TAB. 7.3 – Nombres de J/ψ et de DY mesurés, et rapport $B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$ corrigé d'acceptance, pour chacun des quatre cas étudiés. Moyenne pondérée des rapports obtenus avec ACM = 4000 A et ACM = 6500 A, pour les deux types de dimuons, PC et VT.

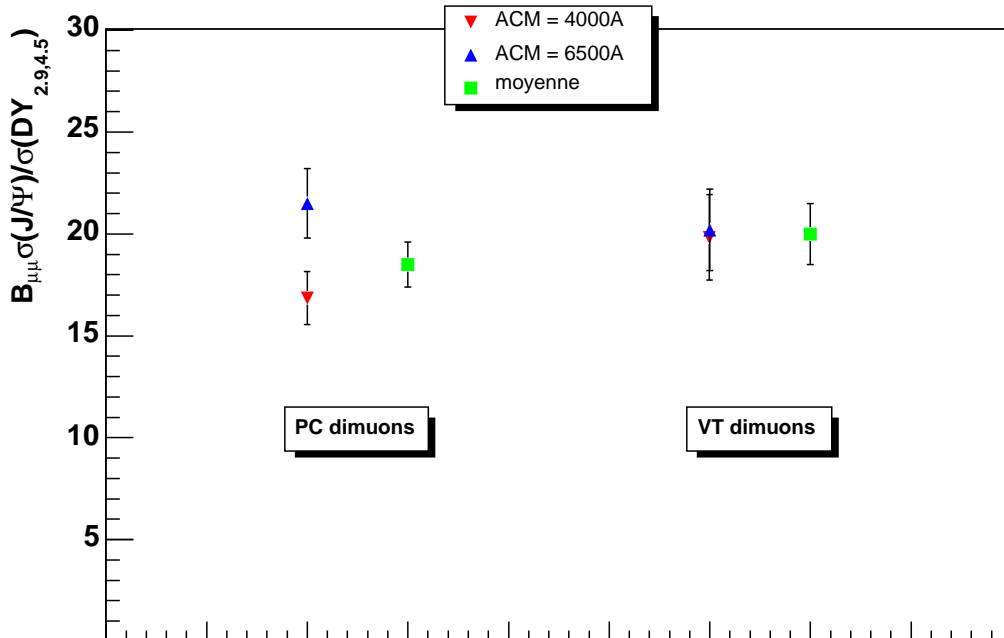


FIG. 7.11 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ pour chacun des quatre cas étudiés. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

7.2.4 Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ en fonction de la centralité de la collision

On a vu dans la section 6.2 qu'une sélection des événements en fonction de la centralité de la collision était possible grâce aux informations enregistrées dans le ZDC. D'après la procédure d'ajustement de la distribution en masse invariante des dimuons OS, présentée section 7.2.2, la contribution du processus Drell-Yan est évaluée en utilisant les dimuons de masse supérieure à $4.2 \text{ GeV}/c^2$. Or, dans cette région, le nombre d'événements est relativement faible, comme on peut le constater sur les spectres présentés figure 7.10. En conséquence, le nombre maximum de tranches en centralité est limité à trois afin que l'analyse des distributions en masse invariante reste possible. Pour chacune de ces tranches, cette analyse est effectuée en suivant exactement la même procédure que celle décrite précédemment. Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ mesuré dans chacun des quatre cas étudiés, et pour chacune des trois tranches en centralité, est présenté dans le tableau 7.4 et sur la figure 7.12. Les résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs d'intensité du champ ACM sont compatibles à mieux que 1.6σ (l'écart entre les résultats les moins compatibles est de 5.6 ± 3.5). Nous pouvons donc calculer la moyenne pondérée de ces résultats. Cette valeur figure également dans le tableau 7.4 ainsi que sur la figure 7.12, pour les PC dimuons et les VT dimuons, et pour chacune des trois tranches en centralité.

		PC dimuons		VT dimuons	
		4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
tranche 1 ($0 \leq E_{ZDC} < 6.5 \text{ TeV}$)	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	15.2 ± 2.0	17.6 ± 2.4	19.9 ± 3.6	15.8 ± 2.6
	(moyenne)	16.2 ± 1.6		17.2 ± 2.2	
tranche 2 ($6.5 \leq E_{ZDC} < 10.5 \text{ TeV}$)	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	13.8 ± 1.9	19.4 ± 2.9	20.7 ± 4.2	18.4 ± 3.4
	(moyenne)	15.5 ± 1.7		19.3 ± 2.7	
tranche 3 ($10.5 \leq E_{ZDC} < 15 \text{ TeV}$)	$B_{\mu\mu} \frac{J/\psi}{DY}$	22.3 ± 3.9	26.6 ± 4.6	18.2 ± 3.7	25.3 ± 5.4
	(moyenne)	24.9 ± 2.5		21.7 ± 2.7	

TAB. 7.4 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Moyenne pondérée des rapports obtenus avec $ACM = 4000 \text{ A}$ et $ACM = 6500 \text{ A}$, pour les deux types de dimuons, PC et VT.

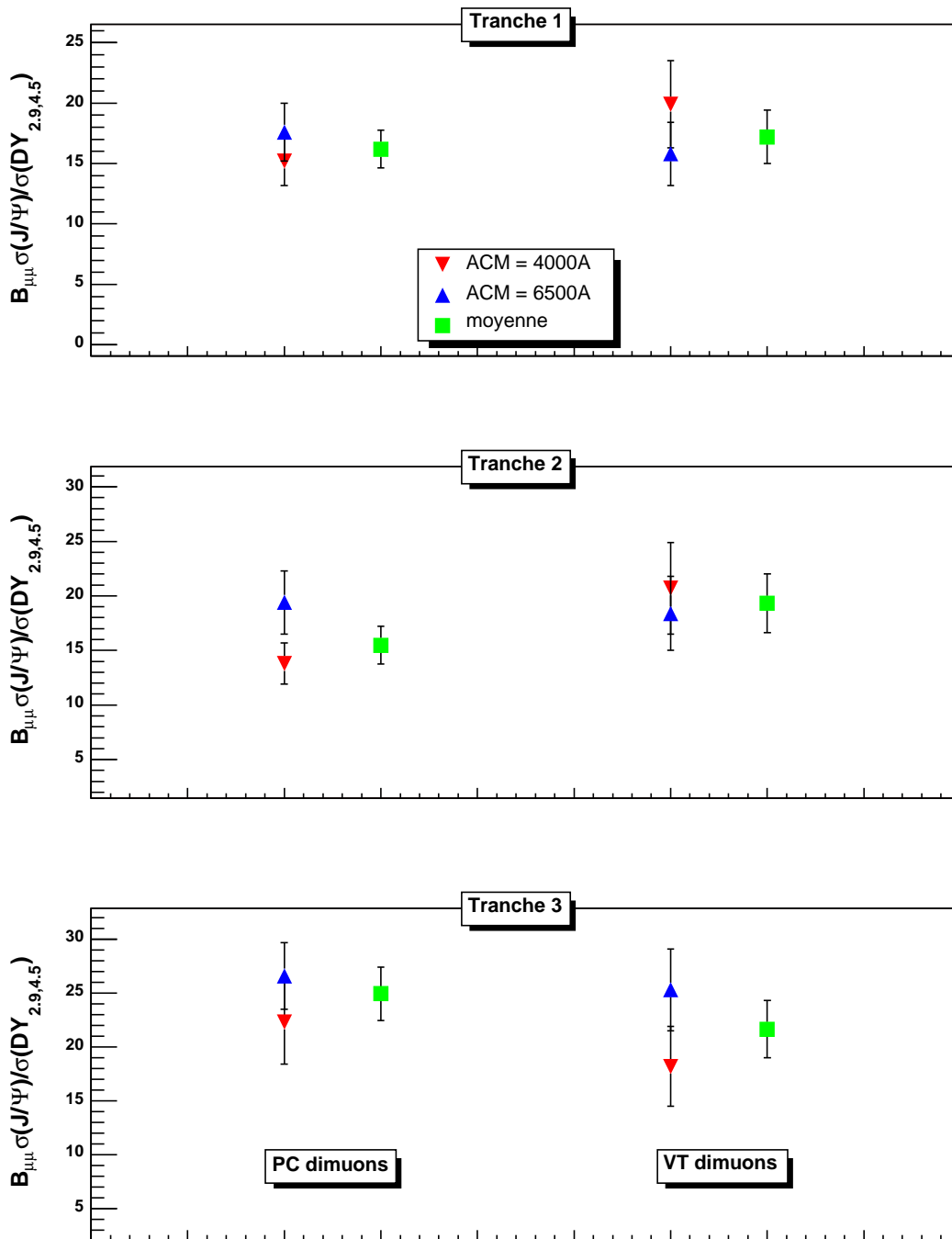


FIG. 7.12 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ pour chacun des quatre cas étudiés et dans chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

7.3 Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ

Les procédures d'analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ étant très similaires de part la définition de la masse transverse, celles-ci seront décrites en parallèle dans cette section. La première étape de cette analyse est la sélection des dimuons OS dont la masse est comprise entre $2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $3.3 \text{ GeV}/c^2$. Dans cette région, les dimuons sont en effet principalement issus de la désintégration du J/ψ . Néanmoins, il reste une petite quantité de dimuons provenant du bruit de fond combinatoire et du DY qu'il faut soustraire. Les proportions exactes de J/ψ , de bruit de fond et de DY sont évaluées à partir de l'analyse des distributions en masse invariante décrites précédemment. Dans le cas où l'on ne fait aucune sélection en fonction de la centralité de la collision, ces proportions sont rassemblées dans le tableau 7.5 pour les quatre cas étudiés. Les formes analytiques des distributions en impulsion et en masse transverse correspondant au bruit de fond et au DY sont évaluées à partir des données expérimentales comme nous le verrons ci-après. Correctement normalisées, celles-ci permettront, par soustraction, d'extraire les distributions propres au J/ψ à partir des distributions des dimuons de masse $M_{\mu\mu} \in [2.9, 3.3] \text{ GeV}/c^2$. L'utilisation de fonctions analytiques permet de s'affranchir des fluctuations statistiques dans les spectres mesurés. En contre partie, elles peuvent induire des erreurs systématiques. A partir de la distribution en impulsion transverse, nous déterminerons l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ et l'impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ . De la distribution en masse transverse, nous extrairons, à l'aide d'un modèle thermique [126] la température du système au moment du découplage du J/ψ . Finalement, nous étudierons l'évolution de ces différentes quantités en fonction de la centralité de la collision.

	PC dimuons		VT dimuons	
	4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
Nb. $\mu^+\mu^-$	17464	20183	12090	12298
J/ψ (%)	90.0	92.5	95.4	96.1
DY (%)	3.4	2.5	2.7	2.7
DD (%)	2.4	1.4	0.4	0.3
BKG (%)	4.2	3.6	1.5	0.9

TAB. 7.5 – Nombre de dimuons OS dans la région de masse $[2.9, 3.3] \text{ GeV}/c^2$ avec la proportion des différents processus y contribuant.

7.3.1 Distributions correspondant au bruit de fond combinatoire

La méthode employée pour obtenir les distributions correspondant au bruit de fond combinatoire est similaire à celle présentée section 7.2.1. On utilise les distributions en impulsion transverse et en masse transverse des dimuons LS dont la masse est comprise entre $2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $3.3 \text{ GeV}/c^2$. Cependant, l'équation 7.10, qui calcule le produit des distributions correspondant aux dimuons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ pour chacune des combinaisons de polarité des champs magnétiques, ne peut pas être appliquée ici en raison de la trop faible statistique. Ces distributions sont simplement additionnées, car elles ont des formes semblables (compte-tenu de

la statistique), comme l'illustrent les exemples présentés figure 7.13. De plus, seule la forme de ces distributions nous intéresse ici, puisque leur normalisation est extraite de l'ajustement du spectre en masse.

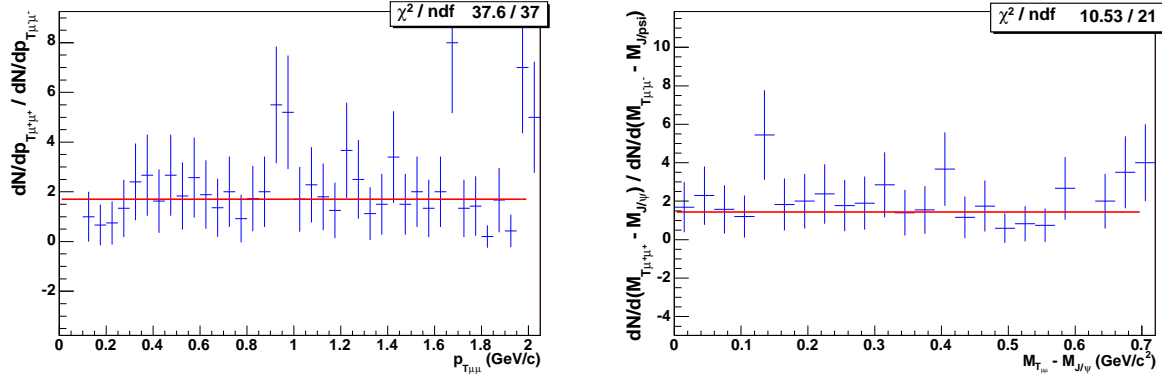


FIG. 7.13 – Rapport des distributions en impulsion transverse (à gauche) et en masse transverse (à droite) des PC dimuons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ provenant des données collectées à 4000 A.

Les distributions en impulsion transverse et en masse transverse correspondant au bruit de fond combinatoire dans le cas des PC dimuons à 4000 A sont présentées figure 7.14. Ces distributions sont ajustées avec les fonctions suivantes :

– pour l'impulsion transverse :

$$\frac{dN_{BKG}}{dp_T} = a_0 \cdot p_T \cdot e^{-\left(\frac{p_T}{p_{T0}}\right)^\alpha} \quad (7.17)$$

– pour la masse transverse :

$$\frac{dN_{BKG}}{dM_T} = a_0 \cdot \frac{M_T^2}{T} \cdot K_1\left(\frac{M_T}{T}\right) \quad (7.18)$$

où K_1 est la fonction de Bessel modifiée et T la température du milieu ; cette formulation est issue du modèle thermique [126].

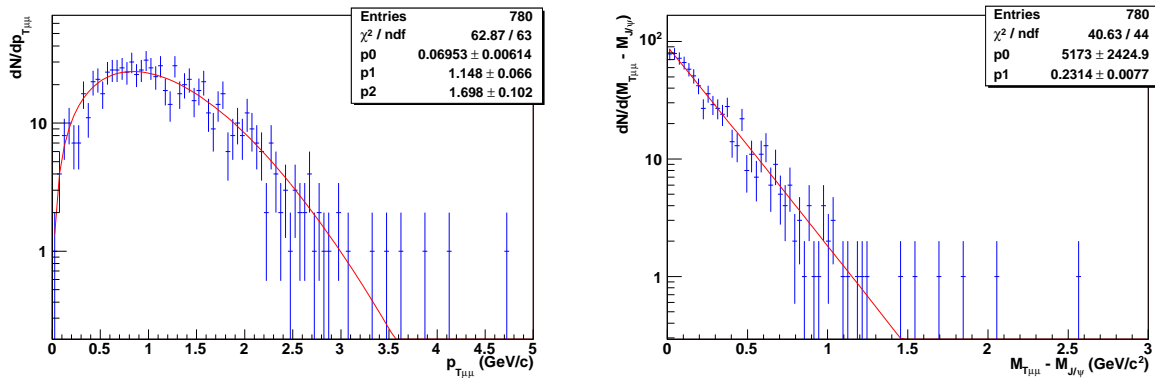


FIG. 7.14 – Distributions en impulsion transverse (à gauche) et en masse transverse (à droite) du bruit de fond, pour les PC dimuons provenant des données collectées à 4000 A, ajustées avec les fonctions 7.17 et 7.18 respectivement.

7.3.2 Distributions correspondant au DY

Les distributions en impulsion transverse et en masse transverse correspondant au DY sont obtenues en sélectionnant les dimuons OS de masse supérieure à $4 \text{ GeV}/c^2$. Dans cette région, le DY est en effet le processus dominant comme on peut le voir figure 7.10. Ces distributions sont montrées figure 7.15 dans le cas des PC dimuons à 4000 A. Celles-ci sont ajustées avec les mêmes fonctions que celles présentées dans la section précédente.

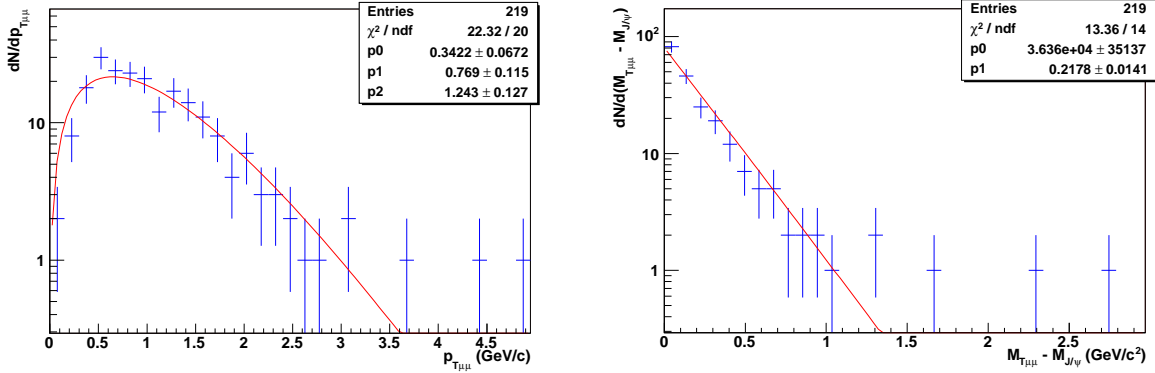


FIG. 7.15 – Distributions en impulsion transverse (à gauche) et en masse transverse (à droite) du DY, pour les PC dimuons provenant des données collectées avec $ACM = 4000 \text{ A}$, ajustées avec les fonctions 7.17 et 7.18 respectivement.

7.3.3 Extraction des résultats

En soustrayant les formes déterminées dans les deux sections précédentes, correctement normalisées d'après les proportions de bruit de fond et de DY issues de l'ajustement du spectre en masse, on peut extraire les distributions en impulsion transverse et en masse transverse correspondant uniquement aux J/ψ mesurés. Celles-ci doivent ensuite être divisées par leur fonction d'acceptance respective, déterminée par simulation (voir section 7.1.1), afin d'accéder aux distributions correspondant aux J/ψ réellement produits dans les collisions. Ces distributions finales sont présentées figures 7.16 pour l'impulsion transverse et figures 7.17 pour la masse transverse, pour chacun des quatre cas étudiés.

De la distribution en impulsion transverse obtenue précédemment, on peut extraire l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ et l'impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ ainsi que leur erreur associée ($\sigma_{\langle p_T \rangle}$ et $\sigma_{\langle p_T^2 \rangle}$) :

$$\langle p_T \rangle = \frac{\sum_i x_i p_{T_i}}{\sum_i x_i} \quad (7.19)$$

où

$$x_i = \frac{dN_{J/\psi}}{dp_{T_i}}$$

est le contenu du $i^{\text{ème}}$ canal de la distribution en impulsion transverse du J/ψ .

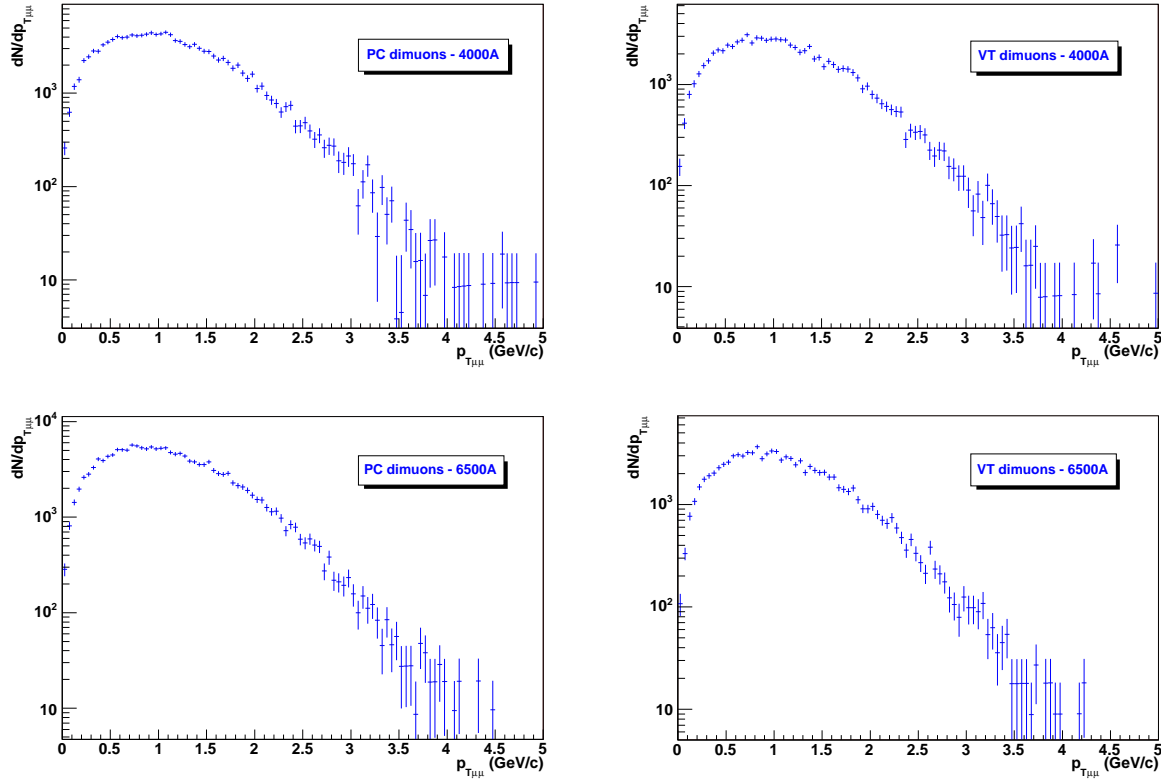


FIG. 7.16 – Distribution en impulsion transverse du J/ψ dans chacun des quatre cas étudiés.

$$\sigma_{\langle p_T \rangle} = \frac{1}{\left(\sum_i x_i \right)^2} \sum_i (p_{T_i} - \langle p_T \rangle)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (7.20)$$

avec

$$\sigma_{x_i} = \frac{\sqrt{\frac{dN_{[2.9,3.3]}}{dp_{T_i}}}}{Acc_{p_{T_{J/\psi}}}(p_{T_i})}$$

où $\frac{dN_{[2.9,3.3]}}{dp_T}$ est la distribution en impulsion transverse initiale, avant soustraction du bruit de fond et du DY et avant division par la fonction d'acceptance.

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\sum_i x_i p_{T_i}^2}{\sum_i x_i} \quad (7.21)$$

$$\sigma_{\langle p_T^2 \rangle} = \frac{1}{\left(\sum_i x_i \right)^2} \sum_i (p_{T_i}^2 - \langle p_T^2 \rangle)^2 \sigma_{x_i}^2 \quad (7.22)$$

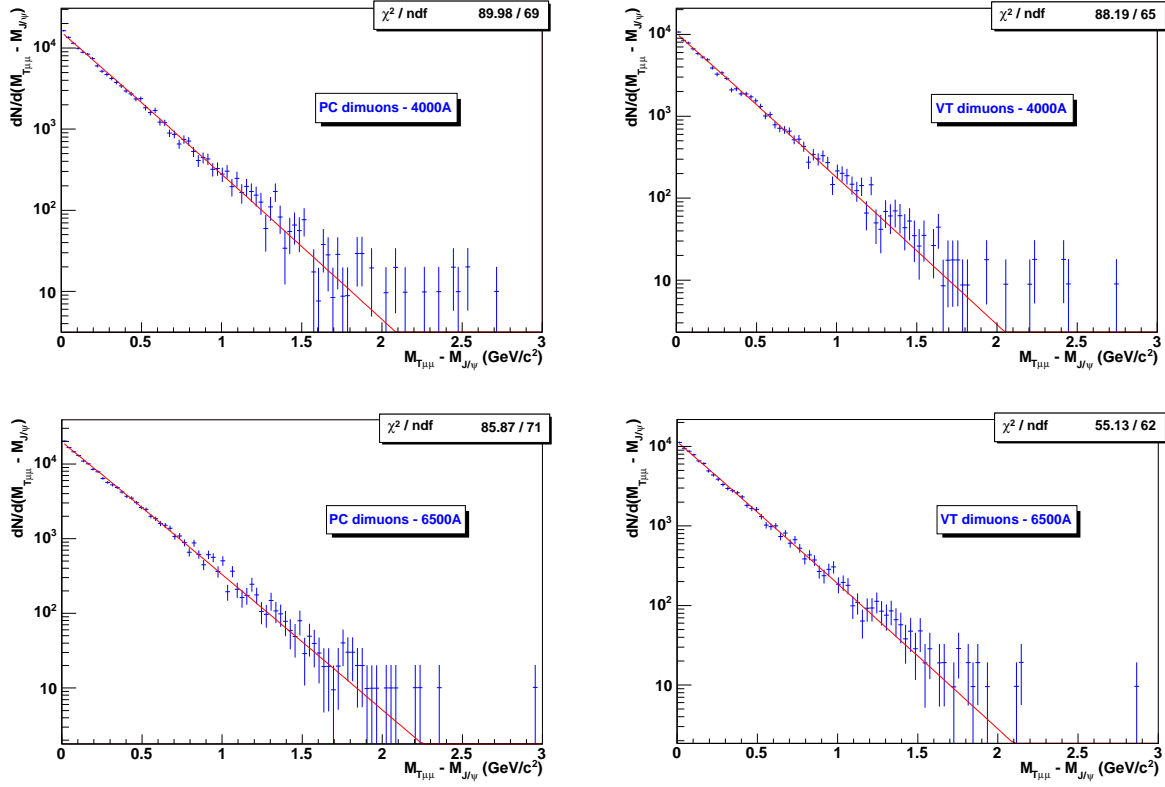


FIG. 7.17 – Distribution en masse transverse du J/ψ , dans chacun des quatre cas étudiés, ajustée d'après le modèle thermique [126].

Les résultats correspondant à chacun des quatre cas étudiés sont présentés dans le tableau 7.6 et sur les figures 7.18 et 7.19. La plus grande différence entre les résultats issus des données collectées avec différentes intensités de ACM est obtenue sur la valeur du $\langle p_T^2 \rangle$ des VT dimuons. Elle est de $4.6 \pm 2.5 (GeV/c)^2$, indiquant que ces deux résultats sont compatibles dans 1.8σ . Si l'on suppose que les différences observées sont principalement d'origine statistique, on peut calculer la moyenne pondérée de ces résultats. Les valeurs correspondantes ont été reportées dans le tableau 7.6 et sur les figures 7.18 et 7.19.

En ajustant la distribution en masse transverse du J/ψ avec l'équation 7.18, on peut extraire la température du système au moment du découplage du J/ψ . D'après le modèle thermique [126], celle-ci est donnée par le paramètre T de l'équation. L'ajustement est effectué en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance. Le choix de cette méthode sera discuté dans le prochain chapitre. Les résultats sont rassemblés dans le tableau 7.6 et sur la figure 7.20 pour chacun des quatre cas étudiés. L'écart le plus grand entre les résultats obtenus avec les deux valeurs du champ ACM est $4.3 \pm 2.7 MeV$, indiquant qu'ils sont compatibles dans 1.6σ . Ces résultats peuvent donc être moyennés. On obtient alors les valeurs également présentées dans le tableau 7.6 et sur la figure 7.20.

	PC dimuons		VT dimuons	
	4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	1.126 ± 0.005	1.125 ± 0.004	1.134 ± 0.006	1.123 ± 0.006
$\langle p_T \rangle$ (GeV/c) (moyenne)	1.125 ± 0.003		1.128 ± 0.004	
$\langle p_T^2 \rangle$ ((GeV/c) ²)	1.666 ± 0.015	1.659 ± 0.013	1.693 ± 0.018	1.647 ± 0.017
$\langle p_T^2 \rangle$ ((GeV/c) ²) (moyenne)	1.662 ± 0.010		1.669 ± 0.012	
$T_{J/\psi}$ (MeV)	224.9 ± 2.0	224.9 ± 1.7	227.6 ± 2.2	223.3 ± 2.1
$T_{J/\psi}$ (MeV) (moyenne)	224.9 ± 1.3		225.4 ± 1.5	

TAB. 7.6 – Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$, impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ et température du système $T_{J/\psi}$, pour chacun des quatre cas étudiés. Moyenne pondérée des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ magnétique ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

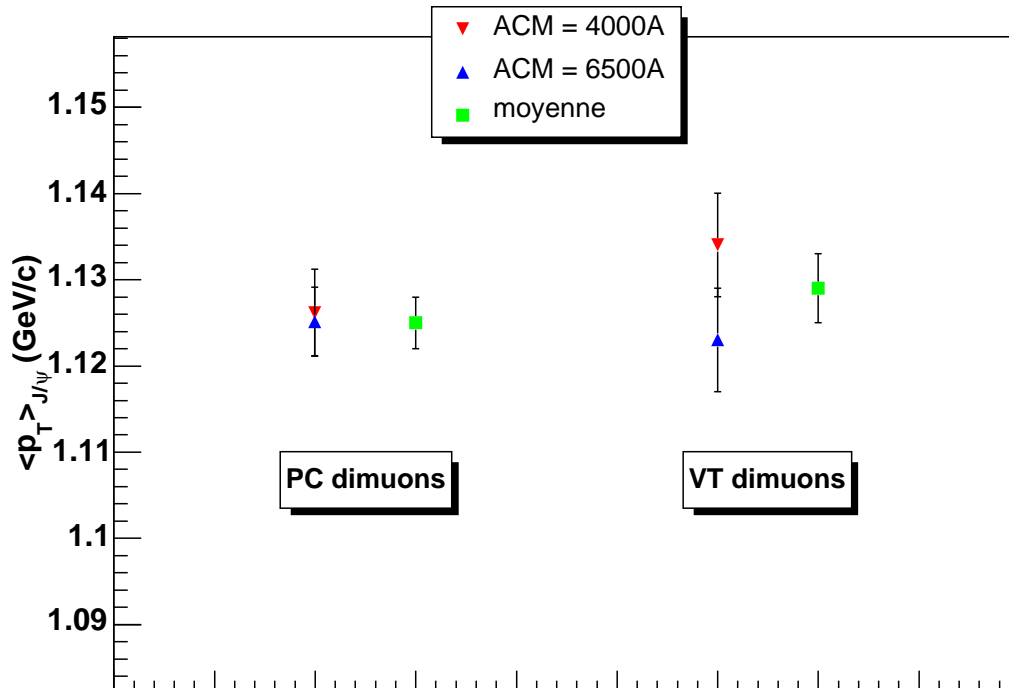


FIG. 7.18 – Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ du J/ψ pour les quatre cas étudiés. Les carrés représentent la moyenne des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

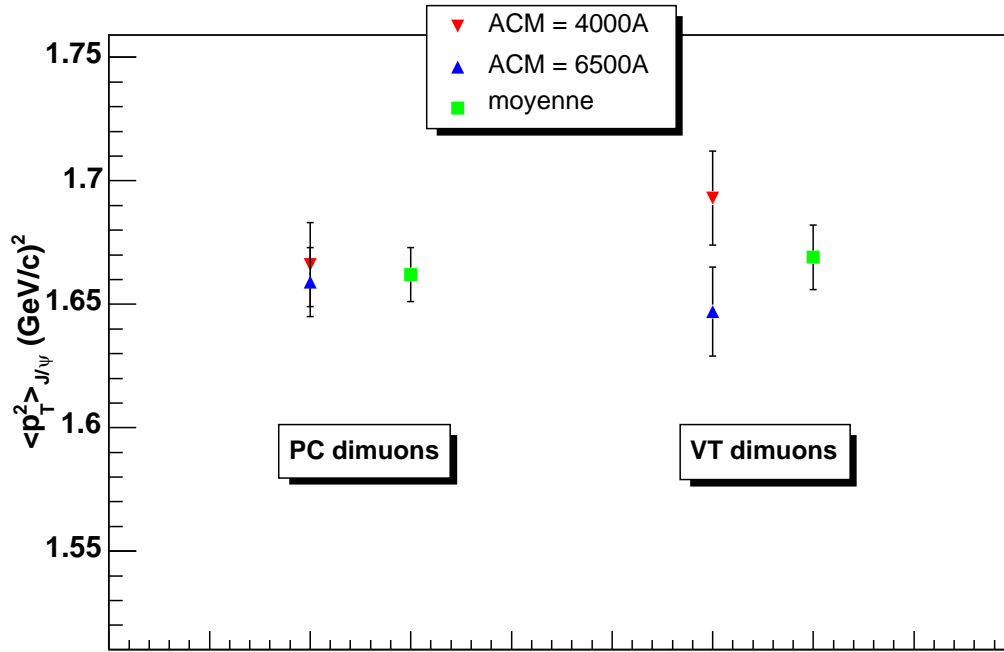


FIG. 7.19 – Impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ pour les quatre cas étudiés. Les carrés représentent la moyenne des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

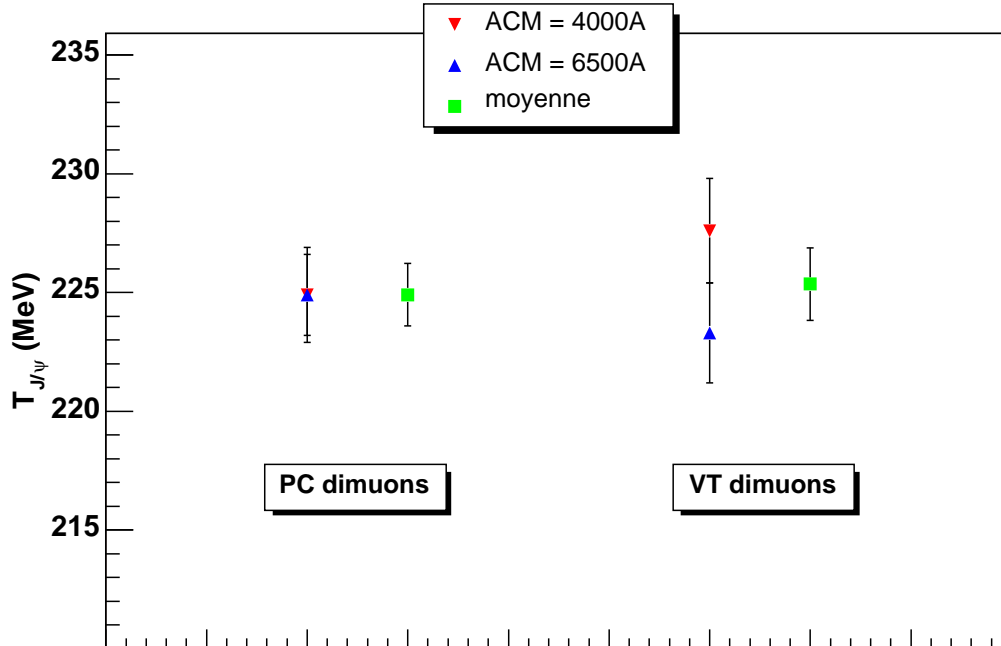


FIG. 7.20 – Température du système extraite de la distribution en masse transverse du J/ψ , pour chacun des quatre cas étudiés. Les carrés représentent la moyenne des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM, pour les PC dimuons et les VT dimuons.

7.3.4 Etude en fonction de la centralité de la collision

L'analyse présentée depuis le début de la section 7.3 peut être intégralement répétée pour chacune des trois tranches en centralité présentées section 6.2. Cela est possible car les distributions en masse obtenues dans chacune de ces tranches ont été analysées, comme on l'a vu section 7.2.4. Les résultats, pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité, sont rassemblés dans le tableau 7.7 et sur les figures 7.21, 7.22 et 7.23 pour respectivement, l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$, l'impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ et la température du système $T_{J/\psi}$. Notons que tous les couples de résultats obtenus dans les mêmes conditions mais avec des intensités de champ ACM différentes sont compatibles à mieux que 2σ . Comme précédemment, nous en calculons la moyenne pondérée. Cette dernière figure également dans le tableau 7.7 ainsi que sur les figures 7.21, 7.22 et 7.23 pour chacun des cas étudiés.

Comme on l'a mentionné section 6.2, il est également possible d'analyser les distributions en impulsion transverse et en masse transverse dans 7 tranches en centralité, compte-tenu de la statistique du J/ψ . Cela est cependant totalement exclu pour le spectre en masse, en raison de la faible statistique du DY. Par conséquent, aucune soustraction de bruit de fond ou de DY ne peut être effectuée dans ce cas. Les deux distributions obtenues en sélectionnant les dimuons dont la masse est comprise entre $2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $3.3 \text{ GeV}/c^2$ sont donc simplement divisées par leur fonction d'acceptance respective. Pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des 7 tranches en centralité, les valeurs de $\langle p_T \rangle$, $\langle p_T^2 \rangle$ et $T_{J/\psi}$, sont présentés dans le tableau 7.8 et sur les figures 7.24, 7.25 et 7.26 respectivement. Les moyennes pondérées des résultats obtenus dans les mêmes conditions mais avec des intensités de champ ACM différentes y sont également indiquées (tous ces couples de résultats sont compatibles à mieux que 2.2σ).

		PC dimuons		VT dimuons	
		4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
tranche 1 E_{ZDC} dans [0, 6.5[TeV	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	1.156 ± 0.008	1.142 ± 0.008	1.152 ± 0.010	1.147 ± 0.010
	(moyenne)	1.149 ± 0.006		1.150 ± 0.007	
	$\langle p_T^2 \rangle$ (GeV/c) ²	1.757 ± 0.026	1.713 ± 0.024	1.756 ± 0.031	1.719 ± 0.030
	(moyenne)	1.733 ± 0.018		1.737 ± 0.022	
	$T_{J/\psi}$ (MeV)	235.0 ± 3.5	230.7 ± 3.0	234.4 ± 4.0	231.8 ± 3.6
(moyenne)	232.5 ± 2.3		233.0 ± 2.7		
tranche 2 E_{ZDC} dans [6.5, 10.5[TeV	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	1.142 ± 0.009	1.140 ± 0.008	1.147 ± 0.011	1.125 ± 0.010
	(moyenne)	1.141 ± 0.006		1.135 ± 0.007	
	$\langle p_T^2 \rangle$ (GeV/c) ²	1.711 ± 0.029	1.696 ± 0.024	1.727 ± 0.034	1.635 ± 0.030
	(moyenne)	1.702 ± 0.019		1.675 ± 0.023	
	$T_{J/\psi}$ (MeV)	229.8 ± 3.7	229.5 ± 3.1	231.2 ± 4.1	222.0 ± 3.6
(moyenne)	229.6 ± 2.4		226.0 ± 2.7		
tranche 3 E_{ZDC} dans [10.5, 15[TeV	$\langle p_T \rangle$ (GeV/c)	1.099 ± 0.009	1.100 ± 0.008	1.123 ± 0.011	1.101 ± 0.010
	(moyenne)	1.100 ± 0.006		1.110 ± 0.007	
	$\langle p_T^2 \rangle$ (GeV/c) ²	1.589 ± 0.027	1.610 ± 0.025	1.654 ± 0.033	1.589 ± 0.031
	(moyenne)	1.600 ± 0.018		1.619 ± 0.023	
	$T_{J/\psi}$ (MeV)	215.5 ± 3.4	218.4 ± 3.1	222.7 ± 4.2	215.5 ± 3.8
(moyenne)	217.1 ± 2.3		218.7 ± 2.8		

TAB. 7.7 – Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$, impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ et température du système $T_{J/\psi}$, pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Moyenne pondérée des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

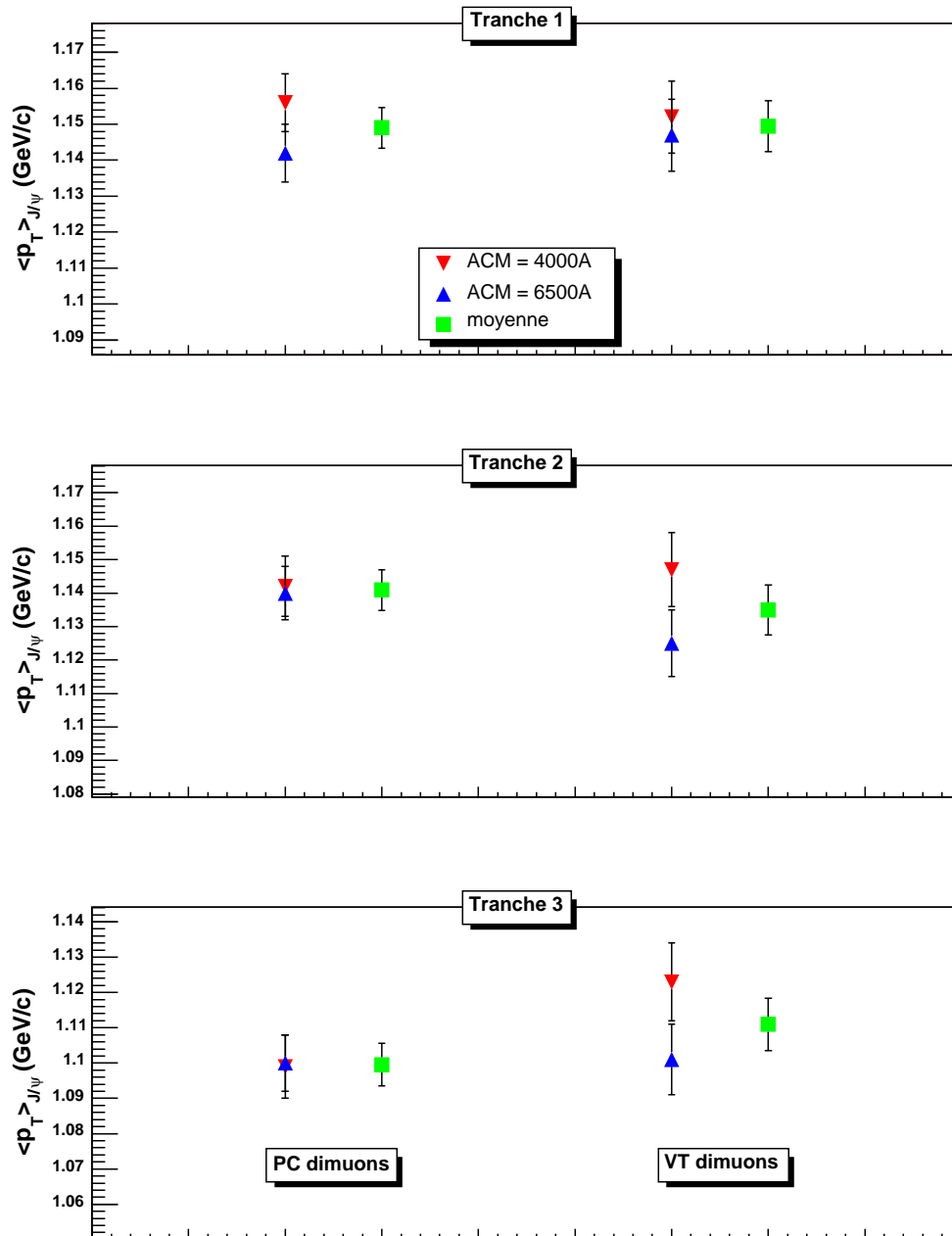


FIG. 7.21 – Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ du J/ψ pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

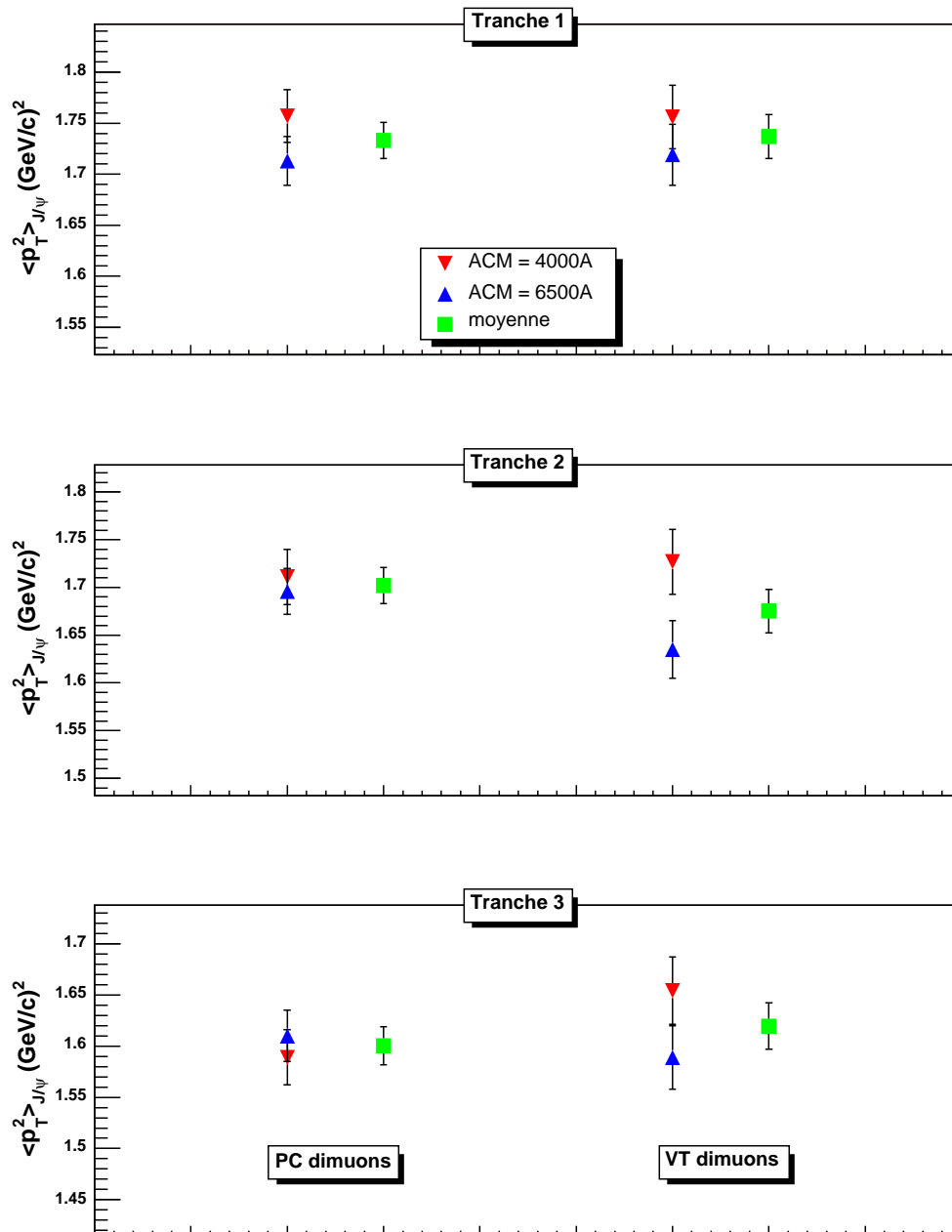


FIG. 7.22 – Impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

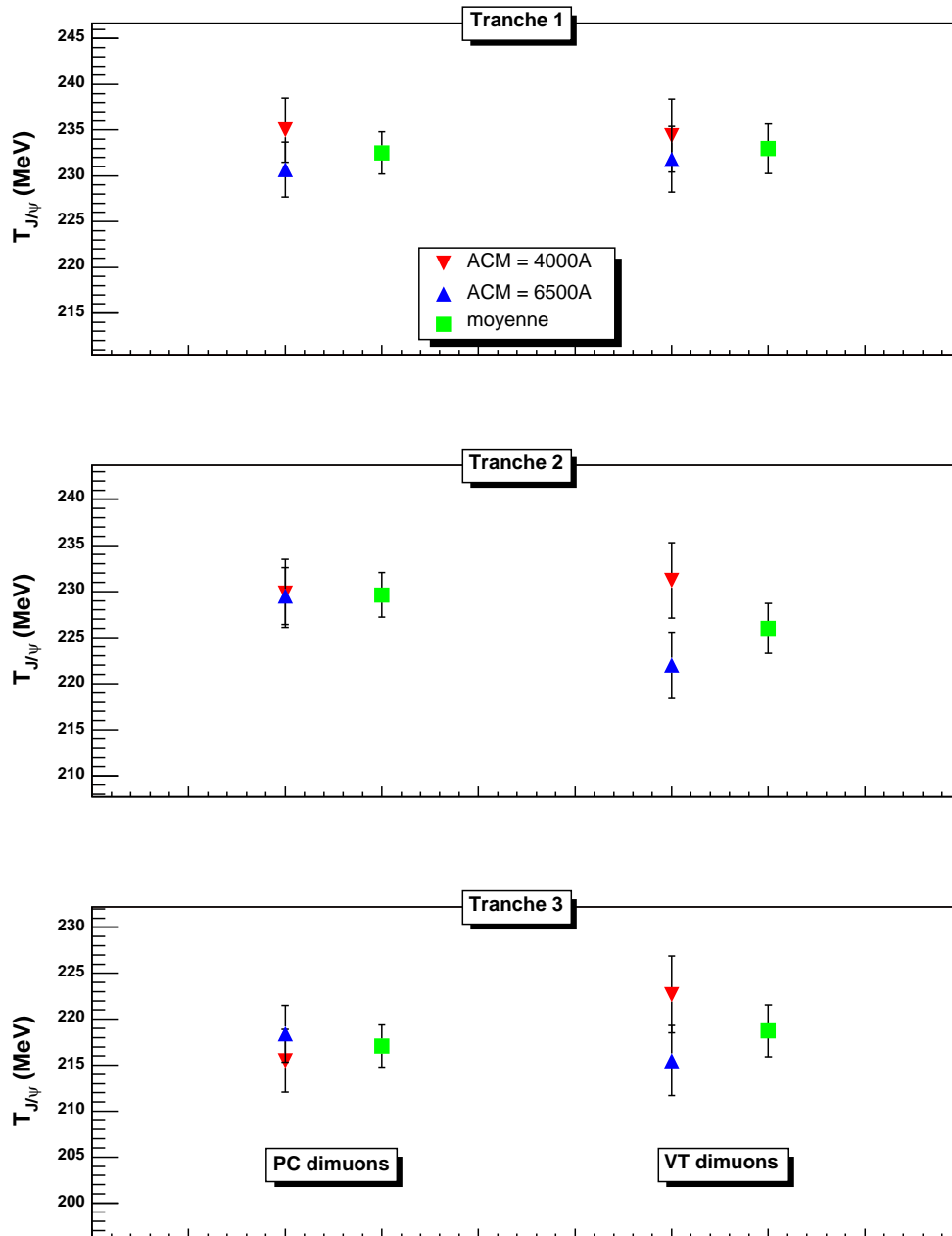


FIG. 7.23 – Température du système extraite de la distribution en masse transverse du J/ψ , pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

		PC dimuons		VT dimuons	
		4000 A	6500 A	4000 A	6500 A
tranche 1 E_{ZDC} dans [0, 4.5[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.151 ± 0.011	1.141 ± 0.011	1.140 ± 0.014	1.149 ± 0.014
	(moyenne)	1.146 ± 0.008		1.145 ± 0.010	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.735 ± 0.036	1.699 ± 0.033	1.725 ± 0.043	1.712 ± 0.040
	(moyenne)	1.715 ± 0.024		1.718 ± 0.029	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	232.4 ± 3.9	229 ± 3.9	229.9 ± 5	230.5 ± 4.8
(moyenne)	230.7 ± 2.8		230.2 ± 3.5		
tranche 2 E_{ZDC} dans [4.5, 6.5[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.160 ± 0.013	1.130 ± 0.011	1.161 ± 0.015	1.134 ± 0.015
	(moyenne)	1.143 ± 0.009		1.148 ± 0.011	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.777 ± 0.039	1.684 ± 0.035	1.774 ± 0.046	1.695 ± 0.045
	(moyenne)	1.725 ± 0.026		1.734 ± 0.032	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	237.1 ± 4.8	227.2 ± 4.3	236.1 ± 5.3	228.9 ± 5.1
(moyenne)	231.6 ± 3.2		232.4 ± 3.7		
tranche 3 E_{ZDC} dans [6.5, 8.5[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.148 ± 0.013	1.135 ± 0.011	1.153 ± 0.015	1.132 ± 0.014
	(moyenne)	1.140 ± 0.009		1.142 ± 0.010	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.730 ± 0.040	1.679 ± 0.034	1.749 ± 0.048	1.653 ± 0.042
	(moyenne)	1.700 ± 0.026		1.695 ± 0.032	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	231.6 ± 4.3	227.4 ± 4.1	233 ± 5.6	224 ± 5.1
(moyenne)	229.4 ± 3.0		228.1 ± 3.8		
tranche 4 E_{ZDC} dans [8.5, 10.5[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.138 ± 0.013	1.135 ± 0.012	1.135 ± 0.015	1.110 ± 0.014
	(moyenne)	1.136 ± 0.009		1.122 ± 0.010	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.699 ± 0.040	1.683 ± 0.035	1.691 ± 0.047	1.595 ± 0.042
	(moyenne)	1.690 ± 0.027		1.638 ± 0.032	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	228.5 ± 4.8	227.5 ± 4.4	226.3 ± 5.4	216.9 ± 5.2
(moyenne)	228.0 ± 3.3		221.4 ± 3.7		
tranche 5 E_{ZDC} dans [10.5, 12.5[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.112 ± 0.013	1.105 ± 0.012	1.146 ± 0.017	1.098 ± 0.015
	(moyenne)	1.108 ± 0.009		1.119 ± 0.011	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.642 ± 0.042	1.599 ± 0.035	1.737 ± 0.052	1.590 ± 0.046
	(moyenne)	1.617 ± 0.027		1.655 ± 0.035	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	220.9 ± 4.7	217.5 ± 4	231.1 ± 6.4	215.2 ± 5.1
(moyenne)	218.9 ± 3.1		221.4 ± 4.1		
tranche 6 E_{ZDC} dans [12.5, 15[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.089 ± 0.012	1.098 ± 0.012	1.096 ± 0.015	1.099 ± 0.014
	(moyenne)	1.094 ± 0.008		1.098 ± 0.010	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.545 ± 0.035	1.595 ± 0.034	1.561 ± 0.042	1.569 ± 0.041
	(moyenne)	1.571 ± 0.024		1.565 ± 0.029	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	210.6 ± 4.3	217.5 ± 4.2	212.1 ± 5.7	213.7 ± 5.1
(moyenne)	214.1 ± 3.0		213.0 ± 3.8		
tranche 7 E_{ZDC} dans [15, 18[TeV	$\langle p_T \rangle (GeV/c)$	1.064 ± 0.016	1.084 ± 0.014	1.059 ± 0.019	1.098 ± 0.019
	(moyenne)	1.075 ± 0.011		1.079 ± 0.013	
	$\langle p_T^2 \rangle (GeV/c)^2$	1.487 ± 0.045	1.536 ± 0.039	1.474 ± 0.056	1.607 ± 0.059
	(moyenne)	1.515 ± 0.030		1.537 ± 0.041	
	$T_{J/\psi} (MeV)$	203.2 ± 5.4	209.9 ± 4.7	200.4 ± 6.8	216.6 ± 6.9
(moyenne)	207.0 ± 3.6		208.4 ± 4.8		

TAB. 7.8 – Résultats obtenus dans chacune des 7 tranches en centralité.

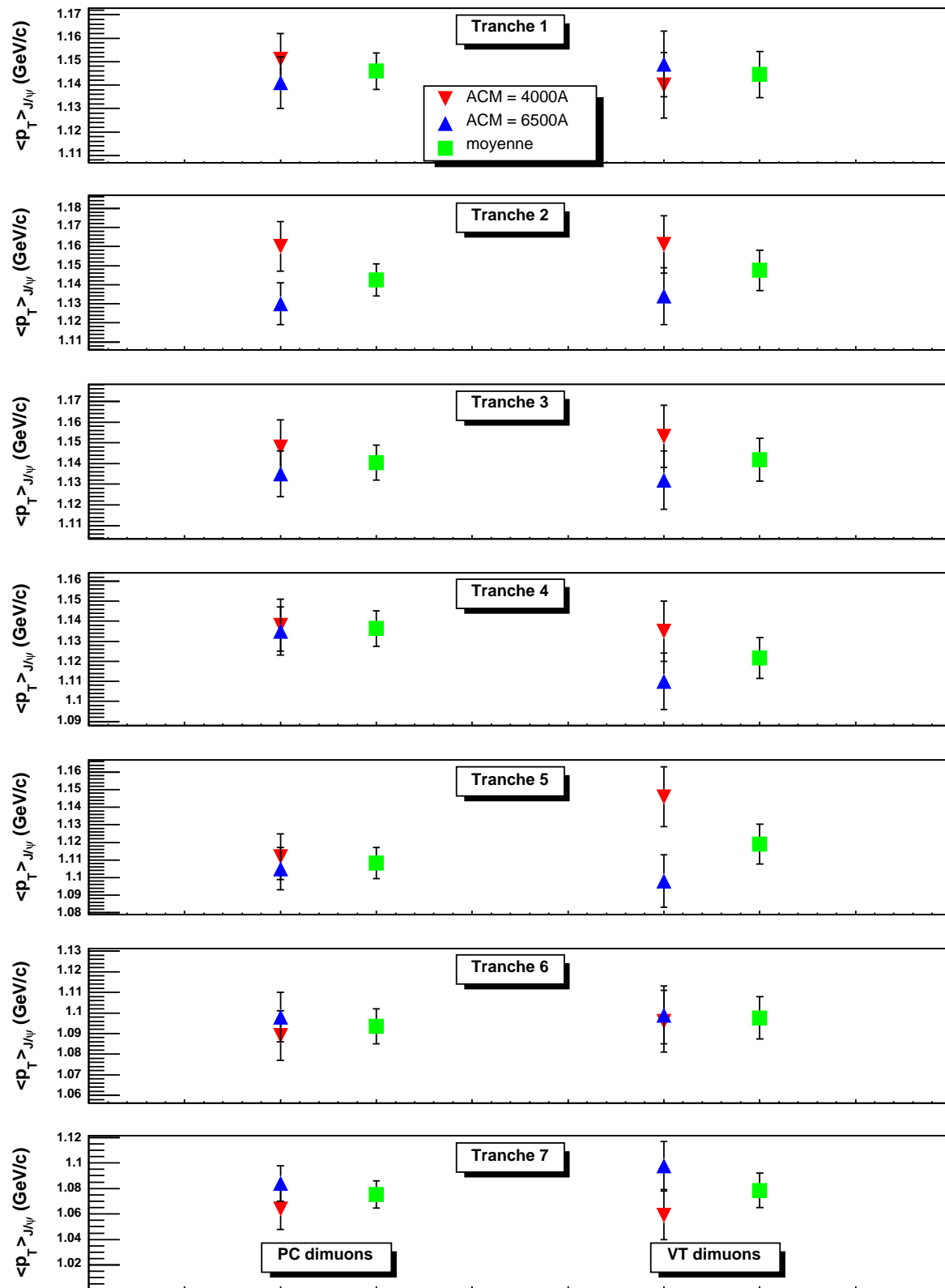


FIG. 7.24 – Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ du J/ψ pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des 7 tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

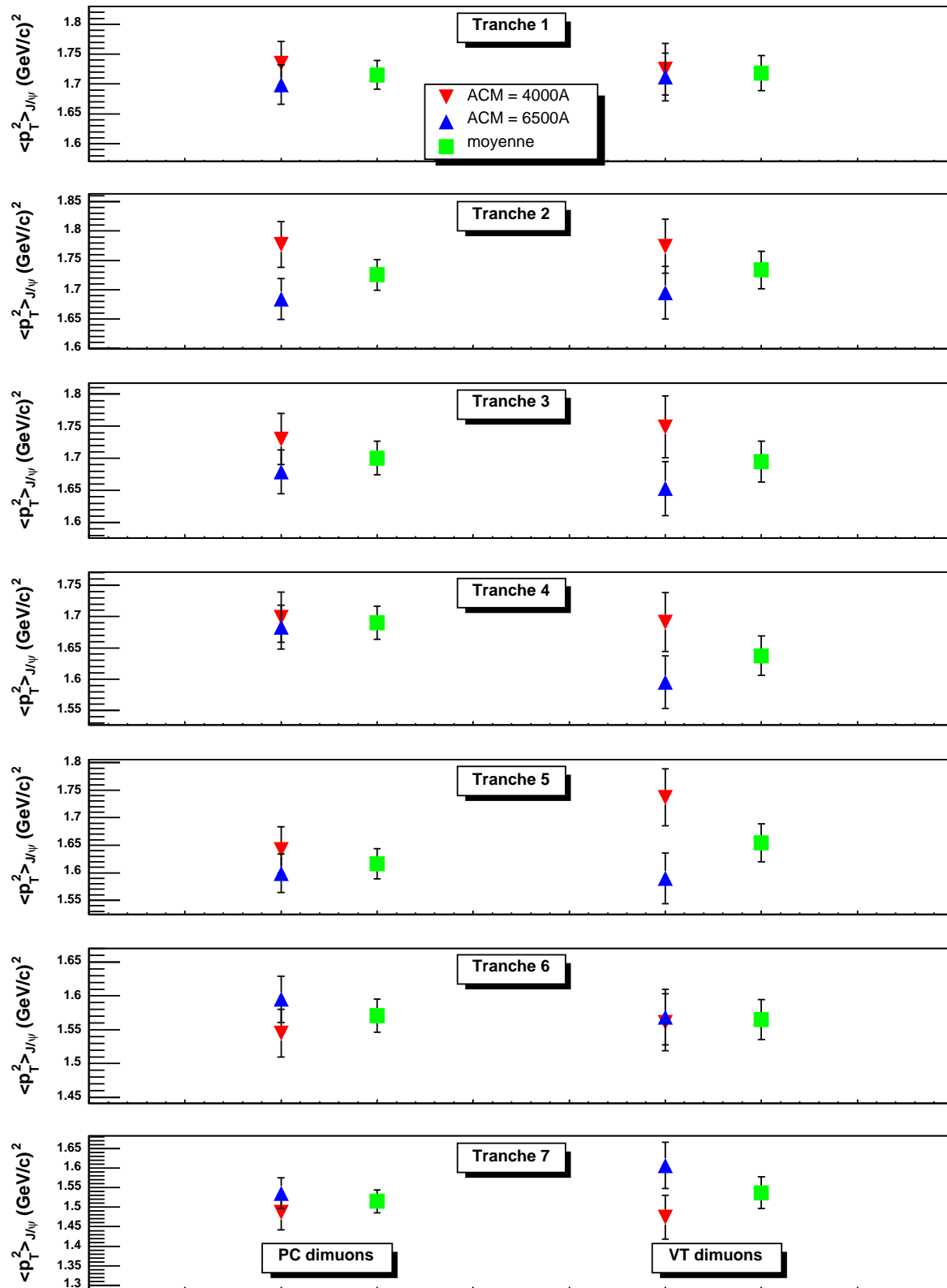


FIG. 7.25 – Impulsion transverse quadratique moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

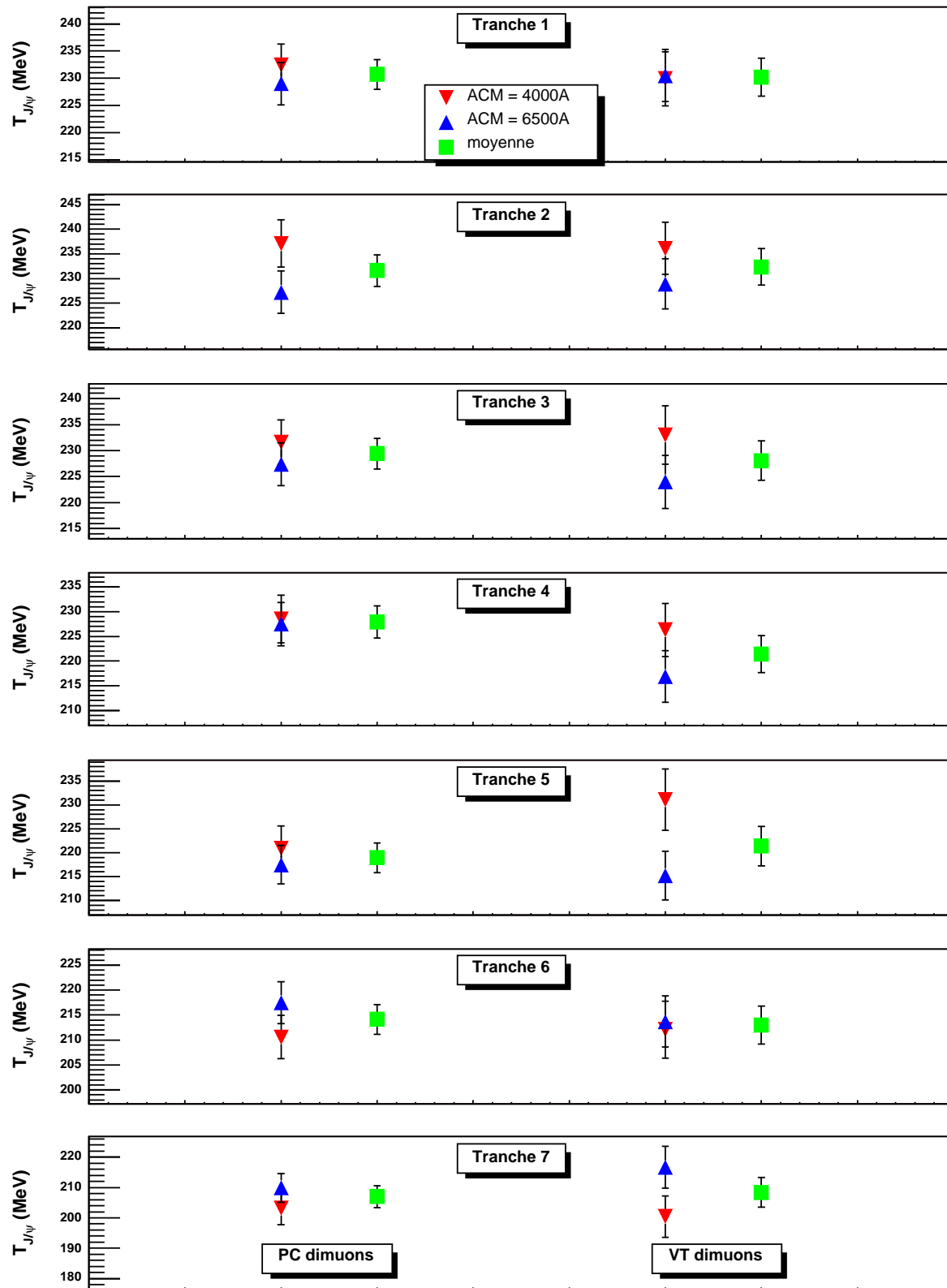


FIG. 7.26 – Température du système extraite de la distribution en masse transverse de J/ψ , pour chacun des quatre cas étudiés et pour chacune des trois tranches en centralité. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus dans les mêmes conditions pour les deux valeurs du champ ACM.

Chapitre 8

Etude des erreurs systématiques

Sommaire

8.1	Sélection des événements	145
8.2	Analyse des distributions en masse invariante	149
8.3	Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse	154

Dans ce chapitre, nous étudions la stabilité des résultats obtenus précédemment. Pour cela, nous reprenons, point par point, les différentes étapes de l'analyse. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser aux critères de sélections des données. Ensuite, nous éprouverons les procédures d'analyse spécifiques aux cas des distributions en masse, en impulsion transverse puis en masse transverse.

8.1 Sélection des événements

Nous avons vu, dans le chapitre 6 présentant les critères de sélection des événements, que certains d'entre eux avaient pour but de permettre l'utilisation du ZDC. Cela est utile lorsque l'on désire faire l'analyse en fonction de la centralité de la collision. Dans le cas contraire, il devient possible, a priori, de se passer de ces sélections et ainsi d'augmenter la statistique disponible. L'analyse a donc été refaite intégralement (sans sélection en centralité) en supprimant la totalité, ou seulement une partie, des sélections concernées. Ces dernières, de caractère temporel, sont le trigger T0J, la sélection IC et la sélection BS. Les différentes combinaisons testées sont énumérées dans le tableau 8.1, et affectées d'un numéro qui permettra par la suite de les référencer. Les autres sélections appliquées, que ce soit dans le cas des PC dimuons ou celui des VT dimuons, restent inchangées.

Nous avons également vu, dans le cas des VT dimuons, qu'une mauvaise identification des traces des muons pouvait conduire à une reconstruction incorrecte des caractéristiques cinématiques des dimuons, et en particulier de leur masse invariante. Pour éliminer les événements présentant ce problème, nous avons utilisé une coupure sur la corrélation entre la masse du dimuon reconstruite dans le spectromètre et celle reconstruite dans le télescope (coupure MId). L'avantage de cette coupure est qu'elle minimise les pertes de statistique. On peut néanmoins se poser la question de son efficacité. Par conséquent, l'analyse a été

effectuée de nouveau (toujours sans sélection en centralité), en remplaçant la coupure MId par une nouvelle sélection, que l'on nomme coupure "Offset", les autres critères de sélection restant inchangés. La coupure Offset est basée sur l'observation que les fausses traces de muon dans le télescope, résultant d'une mauvaise identification, ne proviennent pas, en général, du vertex d'interaction, à l'inverse des traces des muons issus de la désintégration d'un J/ψ ou du processus DY [127]. Cette coupure consiste donc à ne garder que les événements pour lesquels les distances entre ce vertex et les deux muons, ou entre ces deux muons, dans le plan transverse à l'axe du faisceau passant par le vertex d'interaction, ne dépassent pas certaines valeurs seuils définies au préalable [127]. Le nouvel ensemble de sélections des VT dimuons ainsi formé est repéré par le numéro 6 dans le tableau 8.1. On peut voir, d'après les résultats présentés ci-après, que la coupure Offset, bien que plus restrictive que la coupure MId, donne des résultats assez similaires.

numéro du jeu de sélections	modification par rapport aux sélections "standard"
1	sans sélections T0J, IC et BS
2	sans sélections IC et BS
3	sans sélections BS
4	sans sélections IC
5	aucune modification
6	sélections Offset au lieu de MId

TAB. 8.1 – *Caractéristiques des jeux de sélections testés par rapport aux jeux "standard", définis au chapitre 6 pour les PC dimuons et les VT dimuons. Les modifications indiquées s'appliquent indifféremment aux deux types de dimuons, excepté dans le dernier cas où seuls les VT dimuons sont concernés.*

Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ mesuré, dans le cas des PC dimuons et des VT dimuons, pour chacune des sélections testées, est présenté figure 8.1. Les résultats équivalents pour l'impulsion transverse carrée moyenne ($\langle p_T^2 \rangle$) du J/ψ sont présentés figure 8.2. Les résultats concernant l'impulsion transverse moyenne ($\langle p_T \rangle$) du J/ψ et sa température de découplage ($T_{J/\psi}$) ne sont pas présentés car on observe les mêmes fluctuations que dans le cas du $\langle p_T^2 \rangle$.

Pour pouvoir correctement interpréter ces résultats, nous devons remarquer que les événements gardés par le jeu de sélections le plus restrictif le sont automatiquement par les autres. Ainsi, même si les résultats obtenus avec différentes sélections peuvent légèrement fluctuer les uns par rapport aux autres (à cause de la petite fraction d'événements qui diffèrent), il ne sont en aucun cas statistiquement indépendants. Par conséquent, les barres d'erreurs accompagnant les résultats présentés figures 8.1 et 8.2 ne doivent pas être considérées pour étudier l'effet d'une modification des sélections. En revanche, elles doivent être prises en compte pour évaluer la compatibilité des résultats (statistiquement indépendants) obtenus avec différentes valeurs de courant dans ACM.

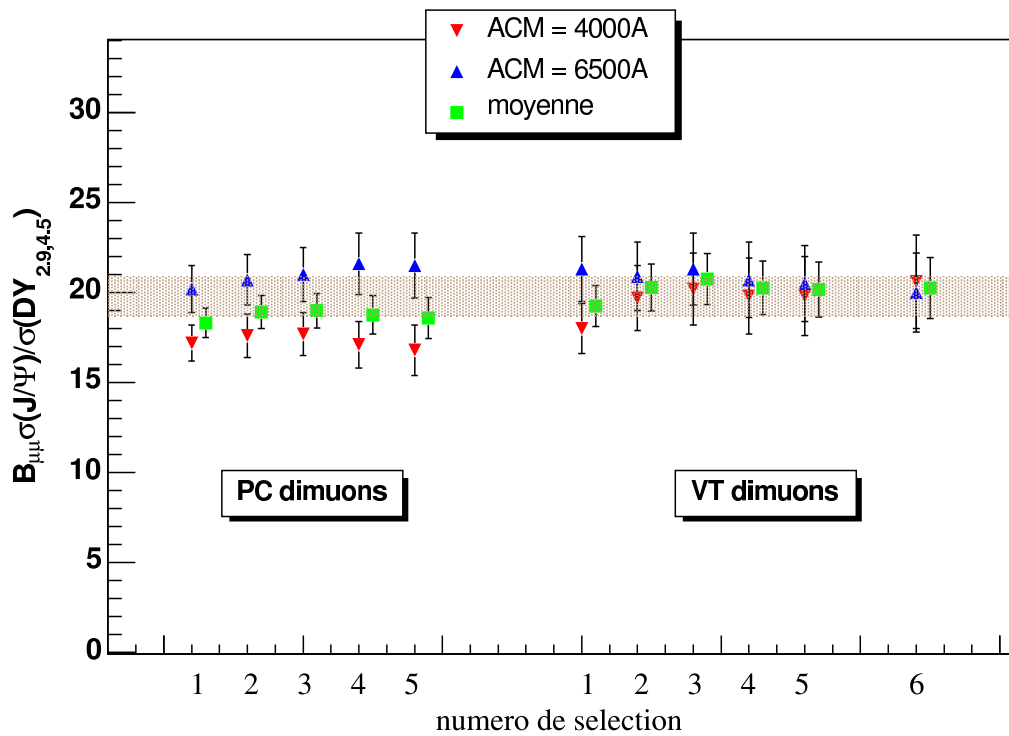


FIG. 8.1 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$, pour les PC dimuons et les VT dimuons, pour chacun des jeux de sélections présentés dans le tableau 8.1. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM.

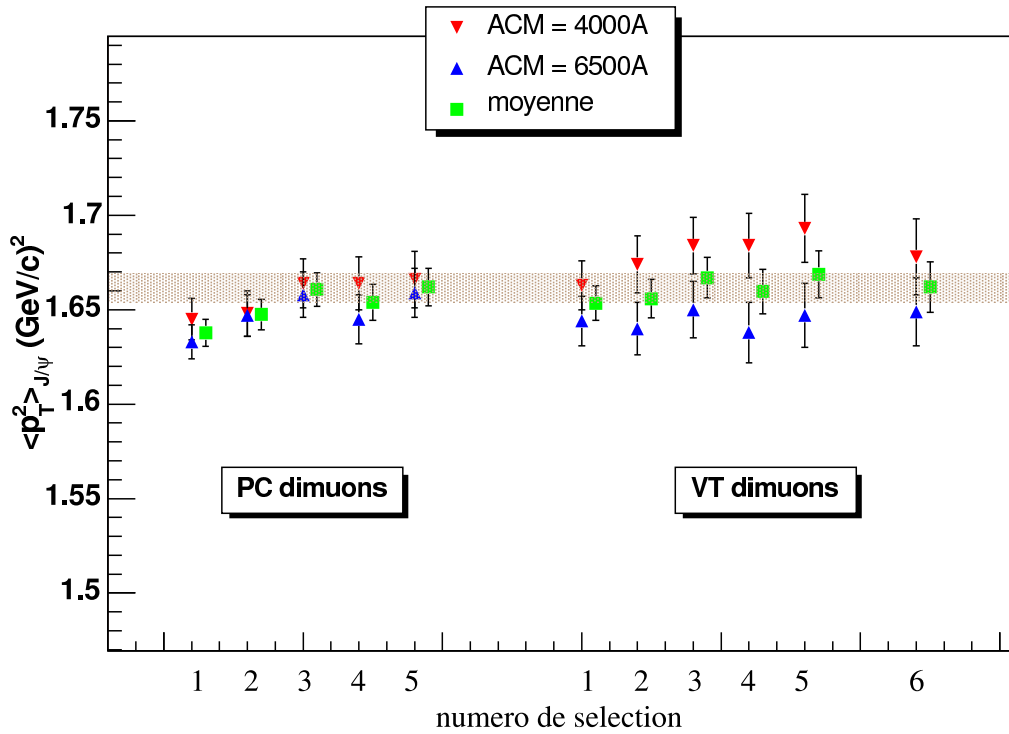


FIG. 8.2 – Impulsion transverse carrée moyenne du J/ψ , pour les PC dimuons et les VT dimuons, pour chacun des jeux de sélections présentés dans le tableau 8.1. Les carrés représentent les moyennes des résultats obtenus avec les deux valeurs de champ ACM.

Sur les deux figures 8.1 et 8.2, la bande grisée représente la zone couverte par les moyennes pondérées des résultats obtenus pour les deux valeurs de champ ACM, lorsque l'on modifie de façon raisonnable les sélections. On peut voir que les points correspondant à l'utilisation d'aucune sélection temporelle (sélection 1), ou à l'utilisation du trigger T0J seul (sélection 2), ne sont pas pris en compte dans la définition de cette zone. En effet, il semble nécessaire de conserver au moins la sélection T0J, et préférable de conserver également une des deux sélections IC ou BS. Dans le cas contraire, l'ajustement des distributions en masse invariante des dimuons est de moins bonne qualité : le χ^2 résultant de l'ajustement est 1.5 à 2 fois plus élevé, ce qui est très certainement le reflet d'une mauvaise sélection des données. Le fait de devoir utiliser des sélections temporelles, même lorsque l'on n'utilise pas le ZDC, peut se comprendre. Elles permettent, en effet, de rejeter les événements pour lesquels le dimuon détecté dans le spectromètre n'est pas clairement corrélé à une interaction ou au passage d'un ion dans le BS, et pour lesquels les informations enregistrées par les différents détecteurs ne sont pas synchrones.

Des différences importantes apparaissent entre les PC dimuons et les VT dimuons. Il faut néanmoins remarquer qu'il n'y a pas que les sélections qui changent lorsque l'on passe d'un cas à l'autre. La reconstruction des caractéristiques cinématiques des dimuons est également très différente, puisque les traces utilisées ne sont pas les mêmes. Cela conduit à différentes résolutions et erreurs systématiques qui peuvent expliquer les différences observées, en particulier sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$. En effet, nous verrons, dans la suite de ce chapitre, que des modifications dans la procédure d'ajustement de la distribution en masse invariante des dimuons OS, permettant d'extraire ce rapport, produisent des fluctuations importantes (de l'ordre de la barre d'erreur), et relativement indépendantes entre les PC dimuons et les VT dimuons. Nous devons également rappeler que, dans le cas des données collectées à 4000 A, un certain nombre d'événements présentent un problème de mesure de la masse invariante du VT dimuon (voir section 6.9). Or, il a été observé que ce problème était généralement corrélé à une augmentation de la valeur mesurée de l'impulsion des muons. Ainsi, si ces événements ne sont pas totalement éliminés par les coupures MId ou Offset (en particulier dans la région du J/ψ), ils peuvent modifier la valeur du $\langle p_T^2 \rangle$, même si leur nombre n'est pas suffisant pour modifier significativement le nombre de J/ψ mesuré, donc le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$. Ceci pourrait également expliquer les résultats observés.

Nous pouvons néanmoins remarquer que les résultats obtenus dans les mêmes conditions, pour les deux valeurs de champ magnétique ACM, restent toujours statistiquement compatibles. Notons également que le calcul des moyennes pondérées de ces résultats réduit considérablement les fluctuations. Ainsi, ces dernières sont de $\pm 5\%$ dans le cas du rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ (lorsque les jeux de sélections 1 et 2 sont exclus), et sont principalement dues à l'écart entre les résultats correspondant aux PC dimuons et ceux correspondant aux VT dimuons. Elles restent néanmoins inférieures à l'erreur statistique. Les fluctuations, dans le cas du $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ , sont de $\pm 0.008 (GeV/c)^2$ ($\pm 0.5\%$). Elles sont là encore largement inférieures aux erreurs statistiques. Pour conclure, rappelons que ces fluctuations ne sont pas uniquement le fruit d'erreurs systématiques. Elles intègrent également de petites fluctuations statistiques, y compris entre les PC dimuons et les VT dimuons.

8.2 Analyse des distributions en masse invariante

Plusieurs éléments dans la procédure d'analyse de la distribution en masse invariante peuvent induire des erreurs systématiques sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$. Afin d'évaluer la stabilité de ce rapport, nous allons effectuer plusieurs modifications, dans les simulations, dans l'évaluation du bruit de fond combinatoire, et dans la procédure d'ajustement du spectre en masse.

8.2.1 Simulations

Les simulations présentées dans le chapitre précédent n'ont été effectuées que pour une seule polarité des champs magnétiques : ACM = +4000 A et PT7 = +900 A. L'impact d'un changement de polarité sur les résultats des simulations a été évalué. Pour cela, les simulations ont été refaites dans le cas extrême opposé, c'est à dire lorsque les deux champs n'ont pas la même polarité : ACM = +4000 A et PT7 = -900 A (inverser la polarité des deux champs simultanément revient grossièrement à échanger le rôle des μ^+ et des μ^- , ce qui modifie peu l'acceptance des dimuons OS). Les formes des distributions en masse invariante des dimuons issus des différents processus simulés ne sont pas affectées par ce changement de polarité. De plus, les acceptances intégrées des processus J/ψ et DY diffèrent de moins de 1% de leur valeur précédente. On rappelle que, lorsque l'on considère la moyenne des rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ obtenus pour les deux valeurs de ACM, et que l'on ne fait pas de sélection en fonction de la centralité de la collision, les erreurs statistiques sont de l'ordre de $\pm 9\%$ pour les PC dimuons et de $\pm 11\%$ pour les VT dimuons.

L'impact de la forme du J/ψ , qui est relativement compliquée, sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$, a également été évalué. Ainsi, une autre paramétrisation que celle présentée équation 7.3 page 114 a été essayée. La largeur variable de la gaussienne est redéfinie de la façon suivante :

$$\sigma_{J/\psi}(M) = \begin{cases} \sigma_0 \left\{ 1. + [b_1(c_1 M_1 - M)]^{d_1 - g_1 \sqrt{c_1 M_1 - M}} \right\} & \text{pour } M \leq c_1 M_1 \\ \sigma_0 & \text{pour } c_1 M_1 < M < c_2 M_1 \\ \sigma_0 \left\{ 1. + [b_2(M - c_2 M_1)]^{d_2 - g_2 \sqrt{M - c_2 M_1}} \right\} & \text{pour } M \geq c_2 M_1 \end{cases} \quad (8.1)$$

Cette paramétrisation, de type multiplicative, était initialement utilisée dans l'expérience NA50. Elle a ensuite été remplacée par celle utilisée jusqu'à présent, qui est de type additive, et qui permet de mieux reproduire les queues de la distribution. L'analyse a été refaite avec la forme multiplicative. Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ obtenu avec et sans sélection en centralité, pour les deux valeurs de champ magnétique, et pour les deux types de dimuons (PC et VT), est systématiquement supérieur de 1-2% à celui obtenu avec la forme additive.

Les simulations des processus DY et $D\bar{D}$ ont été effectuées avec le générateur Pythia en utilisant, pour la fonction de distribution en impulsion des partons, la paramétrisation de GRV94_LO. Le choix de cette paramétrisation est dicté par le désir de pouvoir comparer les résultats présents à ceux obtenus récemment par les expériences NA38 et NA50 [50]. Il peut néanmoins être intéressant de déterminer l'effet d'un changement de fonction de structure sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$. Les simulations ont donc été refaites avec la paramétrisation de MRS43 utilisée auparavant. La modification la plus importante observée est le changement de forme de la distribution en masse invariante des dimuons reconstruits issus du processus DY. La figure 8.3 présente cette distribution, obtenue avec GRV94_LO ou avec MRS43, et ajustée

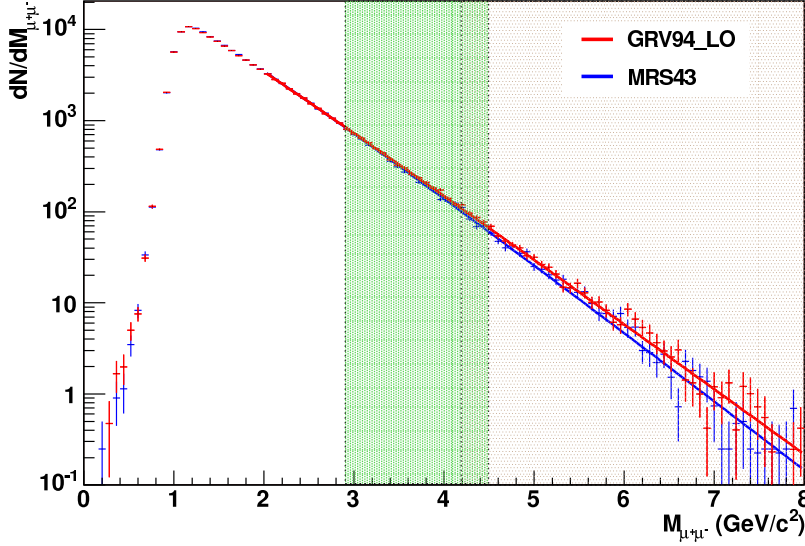


FIG. 8.3 – Résultats des simulations du DY (génération avec GRV94_LO ou MRS43 + reconstruction) pour les PC dimuons à 4000 A. Chaque distribution est ajustée avec la fonction analytique 7.7.

dans les deux cas par la fonction présentée section 7.1.3. Les zones grisées représentent, au delà de $4.2 \text{ GeV}/c^2$, la région exploitée pour ajuster le facteur de normalisation du processus DY (voir la procédure d’ajustement de la distribution en masse invariante mesurée, section 7.2.2), et, dans l’intervalle $[2.9, 4.5] \text{ GeV}/c^2$, la région exploitée pour extraire le nombre de DY produits et calculer le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$. L’importance du choix de la fonction de distribution en impulsion des partons est principalement liée à la différence existant entre les deux zones. Le résultat de l’analyse effectuée avec MRS43, avec ou sans sélection en centralité, et quelque soit le cas étudié, est un rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ systématiquement inférieur de 10% à celui obtenu avec GRV94_LO.

8.2.2 Evaluation du bruit de fond combinatoire

Nous avons vu section 7.2.1 que la méthode employée pour évaluer la contribution du bruit de fond combinatoire (forme + norme) à la distribution en masse invariante des dimuons OS est incorrecte. Nous l’avons néanmoins utilisée car la proportion de bruit de fond dans la région de masse étudiée est très faible. Afin de nous assurer que cette approximation n’affecte pas la mesure du rapport $\frac{J/\psi}{DY}$, nous avons, dans un premier temps, modifié la procédure d’ajustement du spectre en masse des dimuons OS (voir section 7.2.2 page 121). Plutôt que de fixer le facteur de normalisation K_{BKG} du bruit de fond dans la première étape de cette procédure, celui-ci est ajusté en même temps que le facteur de normalisation $K_{D\bar{D}}$ du processus $D\bar{D}$, dans la deuxième étape. La forme du bruit de fond reste, quant à elle, déterminée par la méthode décrite section 7.2.1. Les modifications induites sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ sont inférieures à 2% pour les PC dimuons et 1% pour les VT dimuons.

Nous avons également vu, dans la section 7.2.1, qu’il existait une autre méthode d’évaluation du bruit de fond combinatoire, basée sur le mélange de muons issus d’événements

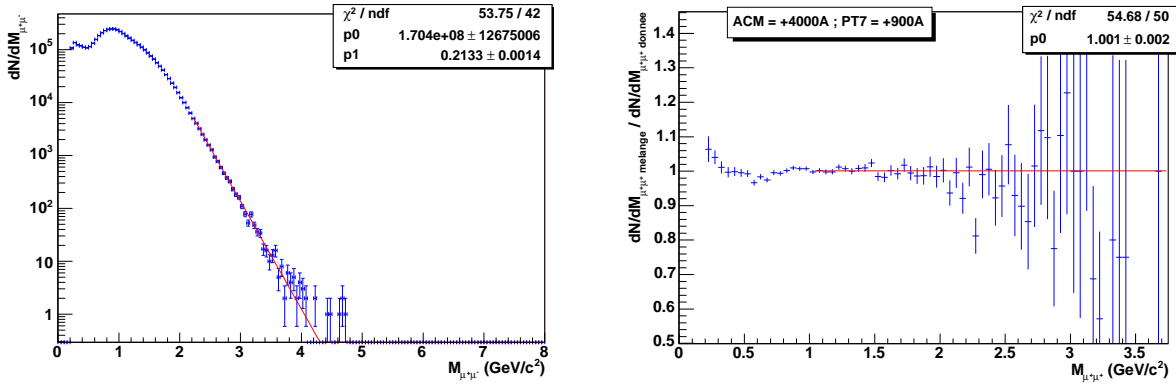


FIG. 8.4 – **A gauche** : distribution en masse invariante du bruit de fond évaluée, pour les PC dimuons OS, à 4000 A, par la méthode de mélange des événements, et ajustée avec la fonction analytique 7.11 ; **à droite** : rapport entre la distribution générée par cette méthode, dans le cas des dimuons $\mu^+\mu^+$ avec ACM = +4000 A et PT7 = +900 A, et la distribution mesurée correspondante.

différents [125]. Cette méthode, plus coûteuse en temps de calcul, a été employée sur les PC dimuons à 4000 A, lorsqu’aucune sélection n’est faite en fonction de la centralité de la collision. Elle permet de reproduire exactement, pour les quatre combinaisons de polarité des champs magnétiques, la distribution du bruit de fond correspondant aux dimuons OS. La distribution totale est alors simplement obtenue en sommant ces quatre contributions, comme on peut le voir sur la partie gauche de la figure 8.4. La méthode permet également de reproduire les distributions correspondant aux dimuons LS. En comparant ces dernières à celles effectivement mesurées, on est ainsi capable de contrôler sa fiabilité. Sur la partie droite de la figure 8.4 est présenté le rapport entre la distribution générée dans le cas des dimuons $\mu^+\mu^+$ avec ACM = +4000 A et PT7 = +900 A, et la distribution mesurée correspondante. On constate que dans la région des grandes masses ($M_{\mu\mu} > 2 \text{ GeV}/c^2$), ce rapport est bien égal à l’unité. En évaluant la contribution du bruit de fond combinatoire (forme + norme) à l’aide de cette nouvelle méthode, on obtient, pour les PC dimuons à 4000 A, $\frac{J/\psi}{DY} = 17.0 \pm 1.4$ (à comparer à $\frac{J/\psi}{DY} = 16.8 \pm 1.4$). On peut donc avoir confiance en l’évaluation du bruit de fond effectuée dans l’analyse.

8.2.3 Procédure d’ajustement

La première quantité déterminée d’après la procédure d’ajustement de la distribution en masse invariante des dimuons OS est le facteur de normalisation K_{DY} du processus Drell-Yan. Compte tenu de la faible statistique au delà de $4 \text{ GeV}/c^2$, le résultat de cet ajustement peut dépendre du choix de la borne inférieure (M_{infDY}) de la région considérée (on a choisi $M_{infDY} = 4.2 \text{ GeV}/c^2$ dans le chapitre précédent). Pour le vérifier, l’analyse a été refaite, sans sélection en centralité, pour les PC dimuons et les VT dimuons, en faisant varier la valeur de cette borne entre $3.6 \text{ GeV}/c^2$ et $5 \text{ GeV}/c^2$. Les valeurs moyennes des rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ obtenus avec les deux valeurs de ACM sont présentées figure 8.5. Naturellement, plus M_{infDY} est élevé, plus le nombre d’événements utilisés pour ajuster K_{DY} est faible, et plus le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ fluctue. Néanmoins, on observe que celui-ci reste globalement stable pour

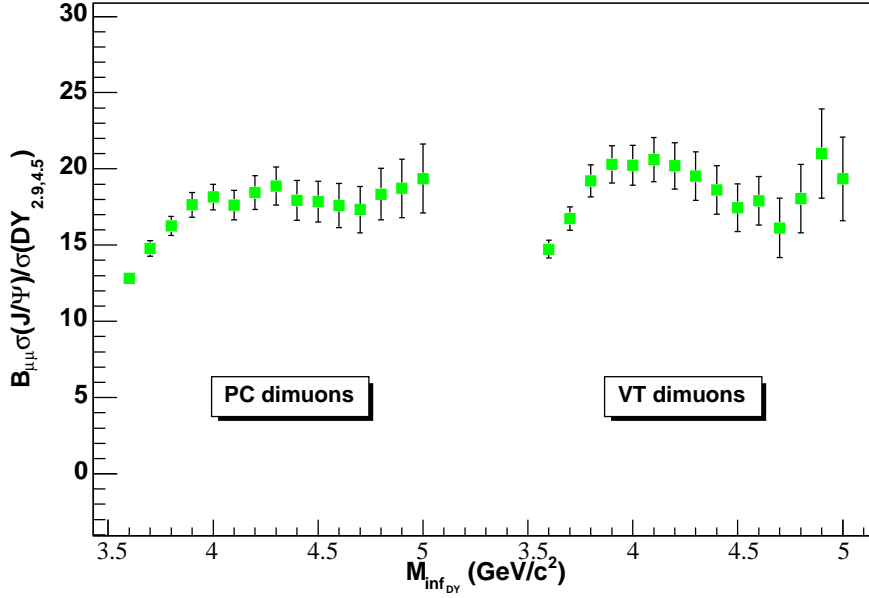


FIG. 8.5 – Valeur moyenne des rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ obtenus avec les deux champs magnétiques ACM en fonction de la valeur de la borne inférieure de la région d’ajustement du DY ($M_{inf_{DY}}$), pour les PC dimuons et les VT dimuons.

$M_{inf_{DY}} > 3.9 \text{ GeV}/c^2$ environ. En deçà de cette valeur, le DY n’est plus le seul processus contribuant au spectre en masse, ce qui rend la procédure d’ajustement incorrecte. On peut déduire de cette figure que le choix de $M_{inf_{DY}} = 4.2 \text{ GeV}/c^2$ est un bon compromis entre la nécessité de n’utiliser que des dimuons issus du DY, et le besoin de disposer d’un maximum de statistique pour effectuer l’ajustement. La modification de cette limite (au delà de $3.9 \text{ GeV}/c^2$) ne semble pas introduire d’erreur systématique, mais plutôt des fluctuations statistiques qui sont, en principe, déjà prises en compte dans la barre d’erreur.

La seconde quantité déterminée lors de l’ajustement de la distribution en masse invariante des dimuons OS est le facteur de normalisation $K_{D\bar{D}}$ du processus $D\bar{D}$. Une modification de 50% de la valeur de $K_{D\bar{D}}$ modifie très peu les résultats de l’ajustement. En particulier, le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ fluctue de moins de 2% dans le cas des PC dimuons, et de moins de 0.5% dans le cas des VT dimuons. On peut donc en déduire que la détermination de la contribution du processus $D\bar{D}$ (par simulation pour sa forme et par ajustement pour sa norme) ne génère aucune erreur systématique significative sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$.

La stabilité du rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ a finalement été étudiée en modifiant totalement la procédure d’ajustement présentée section 7.2.2. Elle a été remplacée par la procédure suivante, très similaire à celle utilisée dans l’expérience NA50 :

1. **Prise en compte du bruit de fond combinatoire** : comme précédemment, le bruit de fond combinatoire est totalement déterminé par l’analyse des distributions en masse des dimuons LS.
2. **Ajustement de la région au delà de $2.9 \text{ GeV}/c^2$** pour obtenir une première approximation des contributions du J/ψ , du ψ' et du DY. Les facteurs de normalisation

des trois processus ainsi que le centroïde $M_{0_{J/\psi}}$ et la largeur $\sigma_{2_{J/\psi}}$ du J/ψ sont les seuls paramètres libres. Le facteur de normalisation du $D\bar{D}$ est maintenu à 0. Les autres paramètres, définissant les formes des trois processus, sont fixés aux valeurs obtenues par simulation, ou déterminés à partir de $M_{0_{J/\psi}}$ et de $\sigma_{2_{J/\psi}}$, de la façon décrite lors de la présentation de la procédure utilisée dans l'analyse (voir section 7.2.2 page 121).

3. **Ajustement de la région comprise entre $2.2 \text{ GeV}/c^2$ et $2.6 \text{ GeV}/c^2$** pour évaluer la contribution du processus $D\bar{D}$. Le facteur de normalisation $K_{D\bar{D}}$ est le seul paramètre libre.
4. **Nouvel ajustement de la région au delà de $2.9 \text{ GeV}/c^2$** pour fixer les contributions du J/ψ , du ψ' et du DY. Les paramètres libres sont les mêmes que dans la deuxième étape.

Les rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ mesurés, sans sélection en centralité, pour les deux intensités de champ ACM, fluctuent de quelques pourcents autour de valeurs qui sont inférieures à celles présentées dans la section 7.2, de 3% environ pour les PC dimuons, et de 6% environ pour les VT dimuons. Lorsque l'on étudie ce rapport en fonction de la centralité, on remarque que les différences apparaissent principalement pour les collisions périphériques dans le cas des PC dimuons (-10% environ), alors qu'elles apparaissent surtout pour les collisions semi-centrales et centrales dans le cas des VT dimuons (environ -10% et -5% respectivement). Notons que ces nouveaux résultats sont également soumis à de nouvelles erreurs inhérentes à la procédure d'ajustement utilisée. En particulier, ils sont relativement sensibles à la normalisation du ψ' , ce qui n'était pas le cas auparavant. De plus, les contributions du bruit de fond et du $D\bar{D}$ ont également une plus grande influence.

8.2.4 Bilan

Le tableau 8.2 reprend, pour les PC dimuons et les VT dimuons, les fluctuations et les erreurs systématiques pouvant être introduites par la procédure d'analyse, et qui ne sont pas prises en compte dans la barre d'erreur statistique. Les fluctuations induites par la modification de la zone de recouvrement du DY, ou de la procédure d'ajustement de la distribution en masse invariante, n'y sont donc pas reportées. L'écart systématique produit par le changement de fonction de distribution en impulsion des partons n'est pas non plus indiqué dans ce tableau. En effet, la paramétrisation de GRV90_LO ayant également été utilisée pour analyser les données des expériences NA38 et NA50, cet écart n'apparaîtra pas lors de la comparaison des résultats.

quantité modifiée	conséquence sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$	
	PC dimuons	VT dimuons
polarité des champs dans la simulation	$< \pm 1\%$	$< \pm 1\%$
forme du J/ψ	$\sim +1 - 2\%$	$\sim +1 - 2\%$
évaluation du bruit de fond	$< \pm 2\%$	$< \pm 1\%$
contribution du $D\bar{D}$ ($\pm 50\%$)	$< \pm 2\%$	$< \pm 0.5\%$
procédure d'ajustement	$\sim -3\%$	$\sim -6\%$

TAB. 8.2 – Résultat des différents tests de stabilité. Seules les modifications apportées qui ne sont pas déjà prises en compte dans l'erreur statistique sont reportées.

D'après cette étude, les éventuelles erreurs systématiques issues de l'analyse restent inférieures aux erreurs statistiques. Notons également que la procédure d'ajustement est, a priori, la principale source d'erreur. Pour finir, rappelons que la plupart des modifications observées sur le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ sont globalement identiques dans les trois tranches en centralité, excepté lorsque l'on change de procédure d'ajustement. Dans ce cas, elles apparaissent principalement dans les collisions périphériques pour les PC dimuons, et dans les collisions semi-centrales et centrales pour les VT dimuons.

8.3 Analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse

Les deux étapes communes à l'analyse des distributions en impulsion transverse et en masse transverse, qui peuvent être sources d'erreurs systématiques, sont les soustractions du bruit de fond combinatoire et du DY, et la correction d'acceptance déterminée à partir des simulations. Dans le cas de la masse transverse, il faut également ajouter la procédure d'ajustement de la distribution, par le modèle thermique, permettant d'extraire la température de découplage du J/ψ , $T_{J/\psi}$.

8.3.1 Simulations

La qualité de la reproduction des formes des distributions d'acceptance en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ , par les fonctions analytiques présentées section 7.1.1, a été évaluée à partir des simulations elles-mêmes. Ces fonctions ont été utilisées pour corriger les distributions en impulsion et en masse transverse des dimuons reconstruits. Les spectres résultants ont ensuite été comparés aux distributions en impulsion et en masse transverse des dimuons générés, montrant ainsi qu'ils étaient identiques (aux fluctuations statistiques près). De plus les valeurs de $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$, calculées à partir de la distribution en impulsion transverse reconstruite corrigée d'acceptance, sont les mêmes que celles calculées à partir de la génération, à respectivement 10^{-4} et 10^{-3} près. On rappelle que les erreurs statistiques sur les quantités mesurées correspondantes, moyennées sur les deux intensités du champ magnétique ACM, et lorsqu'aucune sélection n'est faite en fonction de la centralité de la collision, valent respectivement $0.003 \text{ GeV}/c$ et $0.010 (\text{GeV}/c)^2$ pour les PC dimuons, et respectivement $0.004 \text{ GeV}/c$ et $0.012 (\text{GeV}/c)^2$ pour les VT dimuons.

L'impact d'un changement de polarité des champs ACM et PT7 sur la forme des distributions d'acceptance en impulsion transverse et en masse transverse du J/ψ a également été mesuré. Les simulations ont donc été refaites avec ACM = +4000 A et PT7 = -900 A. Ces polarités ont été choisies pour les mêmes raisons que celles évoquées section 8.2.1. Les nouvelles paramétrisations des fonctions d'acceptance, déterminées dans chacun des quatre cas étudiés, ont ensuite été utilisées dans l'analyse. Les résultats obtenus sont systématiquement inférieurs à ceux présentés dans le chapitre précédent, d'environ $0.001 \text{ GeV}/c$ pour $\langle p_T \rangle$, $0.005 (\text{GeV}/c)^2$ pour $\langle p_T^2 \rangle$ et 0.5 MeV pour $T_{J/\psi}$, que l'on sélectionne ou non les événements en fonction de la centralité de la collision.

8.3.2 Evaluation du bruit de fond combinatoire et du DY

Les paramètres des fonctions analytiques, reproduisant la forme des distributions en impulsion transverse et en masse transverse correspondant au bruit de fond, sont donnés avec une erreur statistique de 5% environ (voir section 7.3.1). Afin d'en évaluer les conséquences, la soustraction du bruit de fond a été refaite, dans chacun des cas étudiés, en faisant varier les valeurs de ces paramètres de $\pm 5\%$. Il en résulte des fluctuations sur les résultats de l'analyse, qui sont d'autant plus importantes que la proportion de bruit de fond soustrait est important. Ainsi, ces fluctuations sont négligeables dans les collisions les plus périphériques, à 6500 A, dans le cas des VT dimuons. En revanche, dans les collisions les plus centrales, à 4000 A, dans le cas des PC dimuons, elles atteignent $0.005 \text{ GeV}/c$ pour $\langle p_T \rangle$, $0.015 (\text{GeV}/c)^2$ pour $\langle p_T^2 \rangle$ et 0.7 MeV pour $T_{J/\psi}$. Notons que ces fluctuations ne sont pas prises en compte dans le calcul des erreurs statistiques.

De la même manière, les paramètres des fonctions analytiques, reproduisant la forme des distributions en impulsion transverse et en masse transverse correspondant au processus DY, sont donnés avec une erreur statistique de 10% environ (voir section 7.3.2). Les conséquences de ces erreurs ont été évaluées de la même façon que précédemment. Des fluctuations sur les résultats de l'analyse, augmentant avec de la quantité de DY soustraits, sont également observées. Celles-ci passent de $0.003 \text{ GeV}/c$ à $0.006 \text{ GeV}/c$ pour $\langle p_T \rangle$, de $0.008 (\text{GeV}/c)^2$ à $0.021 (\text{GeV}/c)^2$ pour $\langle p_T^2 \rangle$ et de 0.4 MeV à 0.8 MeV pour $T_{J/\psi}$. Notons que, comme précédemment, ces fluctuations ne sont pas prises en compte dans le calcul des erreurs statistiques.

Rappelons que les contributions du bruit de fond et du DY n'ont pas pu être soustraites lorsque les données ont été réparties dans sept tranches en centralité. Afin d'en évaluer les conséquences, les données regroupées, ou réparties dans trois tranches en centralité, ont été ré-analysées dans les mêmes conditions. Lorsque l'on ne fait pas de sélection en centralité, on obtient des valeurs globalement inférieures à celles présentées dans le chapitre précédent, d'environ $0.003 \text{ GeV}/c$ pour $\langle p_T \rangle$, $0.007 (\text{GeV}/c)^2$ pour $\langle p_T^2 \rangle$ et 0.7 MeV pour $T_{J/\psi}$. Notons que ces différences sont plus grandes pour les données collectées à 6500 A que pour celles collectées à 4000 A, et que, en moyenne, elles sont identiques pour les PC dimuons et les VT dimuons. Dans le cas de trois tranches en centralité, on remarque que les écarts sont d'autant plus importants que les collisions sont centrales. Pour les PC dimuons, ils valent respectivement $-0.004 \text{ GeV}/c$, $-0.010 (\text{GeV}/c)^2$ et -1.4 MeV environ dans la première tranche, contre respectivement $0 \text{ GeV}/c$, $-0.005 (\text{GeV}/c)^2$ et -0.2 MeV environ dans la troisième. Pour les VT dimuons, les différences en fonction de la centralité de la collision sont légèrement atténuées.

8.3.3 Ajustement de la distribution en masse transverse

Dans le chapitre précédent, l'ajustement de la distribution en masse transverse du J/ψ , avec le modèle thermique, a été effectué par la méthode du maximum de vraisemblance. A titre de comparaison, cet ajustement a également été effectué par une minimisation de χ^2 . Les températures ainsi obtenues, lorsque l'on ne fait aucune sélection en centralité, sont systématiquement inférieures à celles présentées dans le chapitre précédent, de 3 MeV environ. Dans le cas de 3 tranches puis de 7 tranches en centralité, cette différence passe approximativement à 7 MeV puis à 10 MeV . La conséquence est que les températures mesurées, avec et

sans sélection en centralité, ne sont plus compatibles entre elles. Ceci est certainement dû au fait que la statistique diminue avec l'augmentation du nombre de tranches en centralité. On sait en effet que la minimisation de χ^2 donne des résultats incorrects lorsque la statistique est trop faible. C'est la raison pour laquelle l'analyse a été effectuée avec la méthode de maximum de vraisemblance.

La stabilité des mesures a été évaluée en limitant la zone d'ajustement de la distribution. Dans un premier temps, les dimuons de masse transverse inférieure à $M_{J/\psi} + 0.03 \text{ GeV}/c^2$ ont été éliminés de l'analyse. La fonction d'acceptance paraît en effet diverger dans cette zone, ce qui peut être une source d'erreur. Quelque soit le cas étudié, on obtient des valeurs systématiquement supérieures aux précédentes, de 3 MeV environ. Dans un deuxième temps, les dimuons de masse transverse plus grande que $M_{J/\psi} + 1 \text{ GeV}/c^2$ sont également éliminés de l'analyse, ne conservant ainsi que la région où la statistique est la plus importante. Les températures extraites dans cette région sont globalement inférieures, de 2 MeV environ, à celles présentées dans le chapitre précédent. De plus, dans cette région, les problèmes observés avec la méthode de minimisation de χ^2 sont fortement diminués, et les résultats se rapprochent des précédents, quelque soit le nombre de tranches en centralité utilisé. Pour finir, notons également que, naturellement, ces opérations successives de réduction de la zone d'ajustement entraînent une augmentation significative de l'erreur statistique.

8.3.4 Bilan

Les erreurs systématiques induites par les approximations effectuées au niveau des simulations sont inférieures à $-0.001 \text{ GeV}/c$ pour $\langle p_T \rangle$, $-0.005 (\text{GeV}/c)^2$ pour $\langle p_T^2 \rangle$, et -0.5 MeV pour $T_{J/\psi}$. La soustraction des contributions du bruit de fond et du DY aux distributions analysées peut s'accompagner de fluctuations dans les résultats, qui ne sont pas prises en compte dans le calcul des erreurs statistiques. On remarque que ces fluctuations sont d'autant plus importantes que les collisions sont centrales. Pour $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$, dans le cas de la soustraction du bruit de fond, elles peuvent atteindre environ la moitié de l'erreur statistique pour les PC dimuons, et le tiers pour les VT dimuons. Dans le cas de la soustraction du DY, elles peuvent atteindre environ les trois quarts de l'erreur statistique pour les PC dimuons, et la moitié pour les VT dimuons. En ce qui concerne $T_{J/\psi}$, ces fluctuations sont trois à quatre fois moins importantes. Si l'on ne fait aucune soustraction de bruit de fond ou de DY (comme c'est le cas lorsque les données sont réparties dans 7 tranches en centralité), on commet une erreur systématique qui dépend de la centralité de la collision. Dans le cas de trois tranches en centralité, cette erreur varie, en moyenne, entre $0 \text{ GeV}/c$ et $-0.004 \text{ GeV}/c$ environ pour $\langle p_T \rangle$, entre $-0.005 (\text{GeV}/c)^2$ et $-0.010 (\text{GeV}/c)^2$ environ pour $\langle p_T^2 \rangle$ et entre -0.2 MeV et -1.4 MeV environ pour $T_{J/\psi}$. Enfin, la procédure d'ajustement de la distribution en masse transverse peut induire, sur la température mesurée, des erreurs systématiques comprises entre -3 MeV et $+2 \text{ MeV}$.

Chapitre 9

Comparaison avec les résultats existants

Sommaire

9.1	Valeurs de L et de N_{part}	157
9.2	Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$	158
9.3	L'impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ	159
9.4	La température du système $T_{J/\psi}$	160

Dans ce chapitre, nous comparons les résultats des différentes analyses présentées dans le chapitre 7 avec ceux issus des autres expériences. Pour cela, il est nécessaire de disposer de certaines variables caractéristiques de la géométrie de la collision qui peuvent être calculées pour tous les types de systèmes interagissants (p-A ou A-B) et ainsi servir de points de comparaison. Suivant le modèle théorique considéré pour analyser les divers résultats, le choix de la variable diffère, comme on l'a vu dans le premier chapitre de cette thèse. Les deux variables que nous utiliserons par la suite sont la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le J/ψ (L) et le nombre moyen de nucléons participant à la collision (N_{part}). La façon de les calculer et de les relier à la mesure de la centralité de la collision effectuée par le ZDC est détaillée dans l'annexe A. Leurs valeurs en fonction de la tranche en centralité considérée sont présentées ci-après. Finalement, les différents résultats obtenus en collision In-In ($\frac{J/\psi}{DY}$, $\langle p_T^2 \rangle$ et $T_{J/\psi}$) seront comparés à ceux existants.

9.1 Valeurs de L et de N_{part}

Lorsqu'aucune sélection n'est faite sur la centralité de la collision In-In, les valeurs moyennes de L et de N_{part} sont [128] :

$$L = 6.8 \text{ fm} \quad ; \quad N_{part} = 128 \text{ nucléons}$$

Les valeurs correspondantes, calculées pour différentes tranches en centralité, sont rassemblées dans les tableaux 9.1 (pour trois tranches) et 9.2 (pour sept tranches).

tranche n°	intervalle E_{ZDC} (TeV)	L (fm)	N_{part}
1	[0, 6.5[7.6	179
2	[6.5, 10.5[7.1	131
3	[10.5, 15[6.1	80

TAB. 9.1 – Valeurs moyennes de L et de N_{part} dans trois tranches en centralité définies par un intervalle en énergie mesurée dans le ZDC.

tranche n°	intervalle E_{ZDC} (TeV)	L (fm)	N_{part}
1	[0, 4.5[7.7	196
2	[4.5, 6.5[7.6	176
3	[6.5, 8.5[7.4	153
4	[8.5, 10.5[7.0	126
5	[10.5, 12.5[6.6	109
6	[12.5, 15[6.0	74
7	[15, 18[4.9	44

TAB. 9.2 – Valeurs moyennes de L et de N_{part} dans sept tranches en centralité définies par un intervalle en énergie mesurée dans le ZDC.

9.2 Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$

On a vu (section 7.1.3) que la section efficace de production du DY (σ_{AB}^{DY}) dépend du contenu en protons et en neutrons des noyaux en collision. En revanche, ce n'est pas le cas pour le J/ψ . Pour pouvoir étudier la production du J/ψ en comparant le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ mesuré dans différentes expériences tout en tenant compte du fait que la section efficace de production du DY est simplement proportionnelle au produit des masses atomiques des deux noyaux, il faut s'affranchir de la dépendance en isospin du nombre de DY mesuré. Pour cela, on renormalise ce rapport de la façon suivante :

$$\frac{J/\psi}{DY_{corr}} = \frac{J/\psi}{DY_{mes}} \times \frac{\sigma_{AB}^{DY}}{AB \cdot \sigma_{pp}^{DY}} \quad (9.1)$$

Cette correction d'isospin revient à considérer que les noyaux ne sont constitués que de protons. Dans le cas des collisions In-In, $\frac{AB \cdot \sigma_{pp}^{DY}}{\sigma_{AB}^{DY}} = 1.018$.

Le rapport $\frac{J/\psi}{DY}$, issu de l'analyse présentée dans le chapitre 7, pour les PC dimuons et les VT dimuons, avec et sans sélection en centralité, est présenté figure 9.1 en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le J/ψ (L). Il est comparé aux résultats des expériences NA38, NA50 et NA51 [50]. La courbe correspondant à l'absorption normale dans la matière nucléaire, évaluée en ajustant les résultats obtenus en collisions p-p, p-d et p-A à l'aide du modèle de Glauber (voir section 1.4.3), est également représentée sur cette figure. On peut voir d'après l'équation A.15 de l'annexe A que cette courbe est (avec une très bonne approximation) uniquement fonction de L . De plus, on a vu sur la figure 5.1 (section

5.1 page 83) que pour une valeur de L donnée, la valeur du nombre moyen de nucléons participant à la collision (N_{part}) dépendait du type de noyaux en interaction. Par conséquent, bien que la courbe d'absorption normale soit la même pour tous les types de collision lorsqu'elle est représentée en fonction de L , ce n'est pas le cas lorsqu'elle est représentée en fonction de N_{part} . Pour pouvoir comparer les rapports $\frac{J/\psi}{DY}$ mesurés dans les différentes expériences et étudier l'absorption anormale en fonction de N_{part} , on doit diviser ces rapports par la courbe d'absorption normale qui leur correspond. On obtient alors les résultats présentés figure 9.2.

Si on compare les résultats obtenus, avec les PC dimuons ou avec les VT dimuons, à la courbe d'absorption dans la matière nucléaire, on observe une suppression anormale du J/ψ dans les collisions In-In. On peut remarquer sur la figure 9.1 que cette suppression semble avoir lieu pour des valeurs de L autour de 7 fm alors que dans le cas des collisions S-U, aucune suppression n'apparaît dans cette région. Lorsque l'on regarde les mêmes résultats présentés en fonction de N_{part} (figure 9.2), ce désaccord semble avoir disparu. On observe un seuil de suppression qui se situerait autour de 110 nucléons participants, compatibles avec les données In-In, Pb-Pb et S-U. N_{part} semble donc être une meilleure variable que L en ce qui concerne la suppression anormale du J/ψ . Notons pour finir que les possibles erreurs systématiques issues de l'analyse, puisque globalement inférieures aux erreurs statistiques, ne modifient pas ces conclusions.

9.3 L'impulsion transverse carrée moyenne $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ

L'impulsion transverse quadratique moyenne du J/ψ ($\langle p_T^2 \rangle$), obtenue dans le chapitre 7, pour les PC dimuons et les VT dimuons, sans sélection en centralité ou avec trois tranches en centralité, est présentée figure 9.3 en fonction de L . Les résultats similaires dans sept tranches en centralité sont exposés figure 9.4. Dans chaque cas, ces résultats sont comparés aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50 [129]. La droite en trait fin présente sur ces figures est le résultat de l'ajustement des données Pb-Pb avec le modèle de diffusions multiples des partons dans la voie d'entrée, décrit dans la section 1.4.5. On rappelle que, dans ce modèle, $\langle p_T^2 \rangle$ est relié à L par une équation de la forme :

$$\langle p_T^2 \rangle = \langle p_T^2 \rangle_{pp} + a_{gN} L \quad (9.2)$$

Les paramètres de l'ajustement ainsi que le χ^2 par degré de liberté sont indiqués sur la première ligne du tableau 9.3.

	$\langle p_T^2 \rangle_{pp} ((\text{GeV}/c)^2)$	$a_{gN} ((\text{GeV}/c)^2/\text{fm})$	χ^2/ndf
Pb-Pb	1.11 ± 0.03	0.081 ± 0.004	0.6
In-In PC	1.11 ± 0.08	0.080 ± 0.011	0.4
In-In VT	1.14 ± 0.10	0.074 ± 0.014	0.6
Pb-Pb + In-In PC	1.10 ± 0.02	0.081 ± 0.003	0.5
Pb-Pb + In-In VT	1.10 ± 0.03	0.081 ± 0.003	0.6

TAB. 9.3 – Paramètres et χ^2 résultant de l'ajustement des données, effectué dans différentes configurations, avec le modèle de diffusions multiples des partons dans la voie d'entrée.

On constate que les résultats de l'analyse, aussi bien dans le cas des PC dimuons que dans celui des VT dimuons, semblent compatibles avec les mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50, et bien reproduits par le modèle de diffusions multiples des partons. Pour le vérifier, on a ajusté avec ce même modèle les données In-In obtenues, dans sept tranches en centralité, sur les PC dimuons ainsi que sur les VT dimuons. Les résultats sont indiqués dans le tableau 9.3 avec la notation "In-In PC" et "In-In VT" respectivement. On constate effectivement, d'après la valeur du χ^2 , que l'ajustement est de bonne qualité dans les deux cas. De plus, les paramètres obtenus sont bien compatibles (dans la barre d'erreur) avec ceux issus de l'ajustement des données Pb-Pb. Il est par conséquent possible d'ajuster simultanément les données In-In et Pb-Pb avec l'équation 9.2. Les paramètres du modèle issus de cet ajustement global sont présentés sur les deux dernières lignes du tableau 9.3. On remarque qu'ils sont très proches voire égaux à ceux obtenus avec les données Pb-Pb uniquement. Nous pouvons également supposer que ces résultats ne sont pas affectés par les erreurs systématiques issues de l'analyse, car ces dernières sont a priori bien inférieures aux erreurs statistiques, même dans les collisions les plus centrales. On peut finalement conclure que les résultats en collision In-In et en collision Pb-Pb sont parfaitement compatibles et très bien reproduits par le modèle de diffusions multiples des partons dans la voie d'entrée.

9.4 La température du système $T_{J/\psi}$

La température du système au moment du découplage du J/ψ ($T_{J/\psi}$), extraite de l'analyse de sa distribution en masse transverse, est présentée figure 9.5 en fonction de L, pour les PC dimuons et les VT dimuons, pour toute valeur de centralité ainsi que pour trois tranches en centralité. Cette même température, mesurée dans 7 tranches en centralité, est présentée figure 9.6 en fonction de L et figure 9.7 en fonction de N_{part} .

On peut tout d'abord observer que, quelque soient les choix effectués dans l'analyse (PC ou VT dimuons, avec ou sans sélection en centralité), tous les résultats sont compatibles avec ceux provenant de NA50 [129], mesurés en collision Pb-Pb, lorsqu'ils sont représentés en fonction de L. Lorsqu'ils sont représentés en fonction de N_{part} , les résultats des deux expériences semblent présenter un comportement différent dans les collisions les plus centrales. Nous avons mis en évidence, dans le chapitre précédent, que l'erreur systématique issue de l'analyse pouvait atteindre des valeurs proches de l'erreur statistique dans ce type de collision. Une telle erreur expliquerait en partie cet écart, rendant plus difficile le choix de la "bonne variable", L ou N_{part} , à utiliser pour décrire l'évolution de $T_{J/\psi}$ en fonction de la centralité. Néanmoins, compte tenu des corrélations qui existent, comme nous allons le voir ci-après, entre $T_{J/\psi}$ et le $\langle p_T^2 \rangle$ du J/ψ , le fait que L semble être une meilleur variable pour décrire l'évolution de $T_{J/\psi}$ en fonction de la centralité de la collision n'est pas tellement surprenant.

D'après le modèle thermique utilisé dans l'analyse, la forme de la distribution en masse transverse du J/ψ est totalement décrite par un seul paramètre : $T_{J/\psi}$. De plus, compte tenu de la définition de la masse transverse, cette forme est totalement liée à celle de la distribution en impulsion transverse, donc aux valeurs de $\langle p_T \rangle$ et de $\langle p_T^2 \rangle$. Par conséquent, le modèle thermique peut également être utilisé pour relier ces quantités à la température

$T_{J/\psi}$. Pour cela, on utilise les équations suivantes :

$$\langle p_T \rangle = \frac{\int_{M_{J/\psi}}^{\infty} \sqrt{M_T^2 - M_{J/\psi}^2} \frac{dN}{dM_T} dM_T}{\int_{M_{J/\psi}}^{\infty} \frac{dN}{dM_T} dM_T} \quad (9.3)$$

$$\langle p_T^2 \rangle = \frac{\int_{M_{J/\psi}}^{\infty} (M_T^2 - M_{J/\psi}^2) \frac{dN}{dM_T} dM_T}{\int_{M_{J/\psi}}^{\infty} \frac{dN}{dM_T} dM_T} \quad (9.4)$$

où $\frac{dN}{dM_T}$ est défini par la relation 7.18 page 7.18. Ces équations ont été résolues numériquement. Notons que, pour chaque valeur de $T_{J/\psi}$, il n'existe qu'une seule solution physique. Les différentes corrélations entre les mesures expérimentales de $\langle p_T \rangle$, $\langle p_T^2 \rangle$ et $T_{J/\psi}$, issues de l'analyse présentée section 7.3, pour les PC dimuons et les VT dimuons, et pour sept tranches en centralité, sont présentées figure 9.8. Elles sont comparées aux résultats de l'expérience NA50, ainsi qu'aux prédictions du modèle thermique. On constate que ce dernier reproduit assez bien les différentes corrélations mesurées. Néanmoins, on remarque également de légers écarts systématiques, plus ou moins marqués selon la corrélation considérée. Ceux-ci sont difficilement explicables par les erreurs systématiques exposées dans le précédent chapitre, car elles sont largement corrélées entre les différentes quantités analysées (surtout entre $\langle p_T \rangle$ et $\langle p_T^2 \rangle$). De plus, ces écarts apparaissent également entre le modèle et les résultats de NA50.

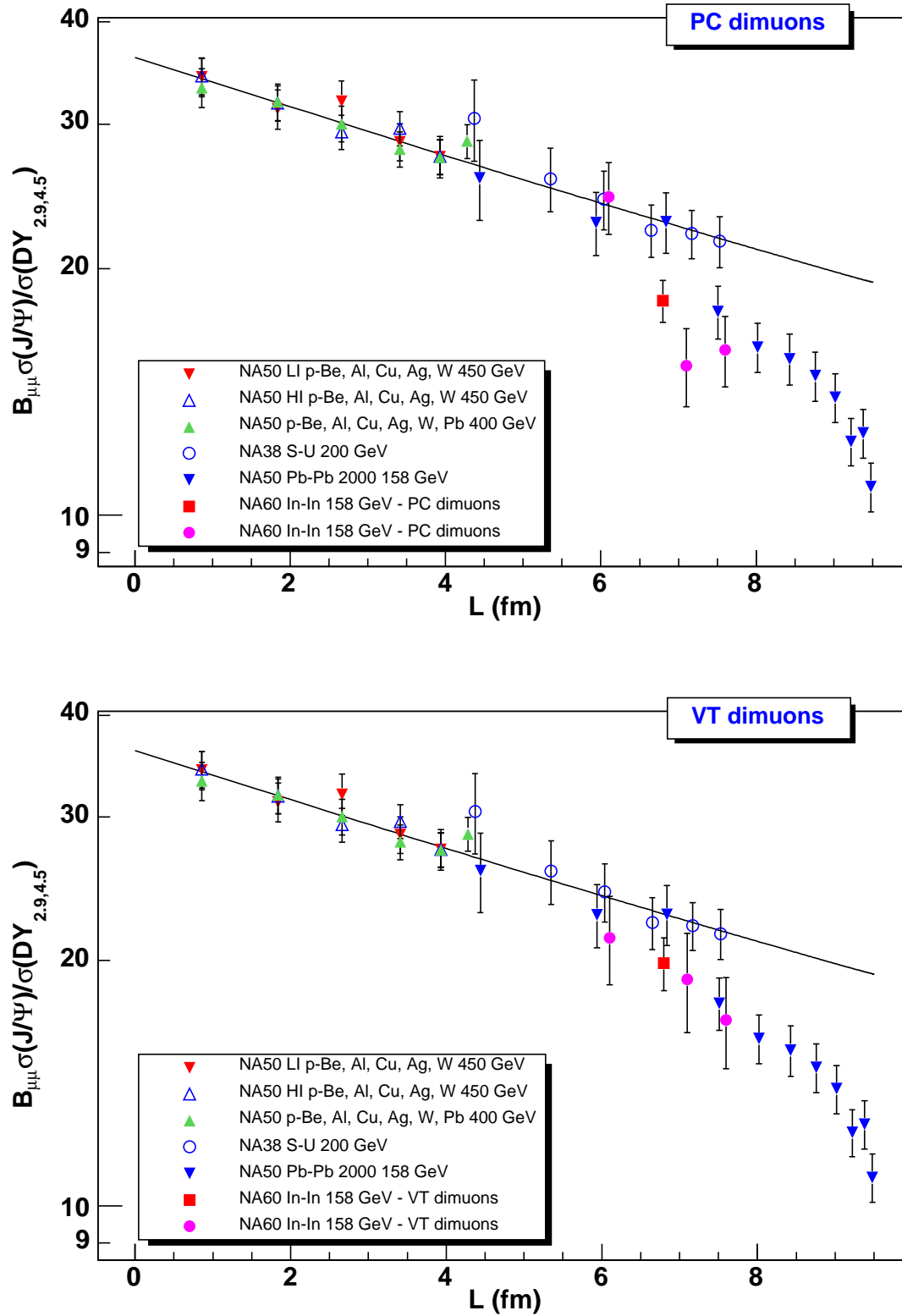


FIG. 9.1 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L), pour différents systèmes en collision. La courbe représente la prédiction du modèle de Glauber incluant l'absorption normale (voir section 1.4.3).

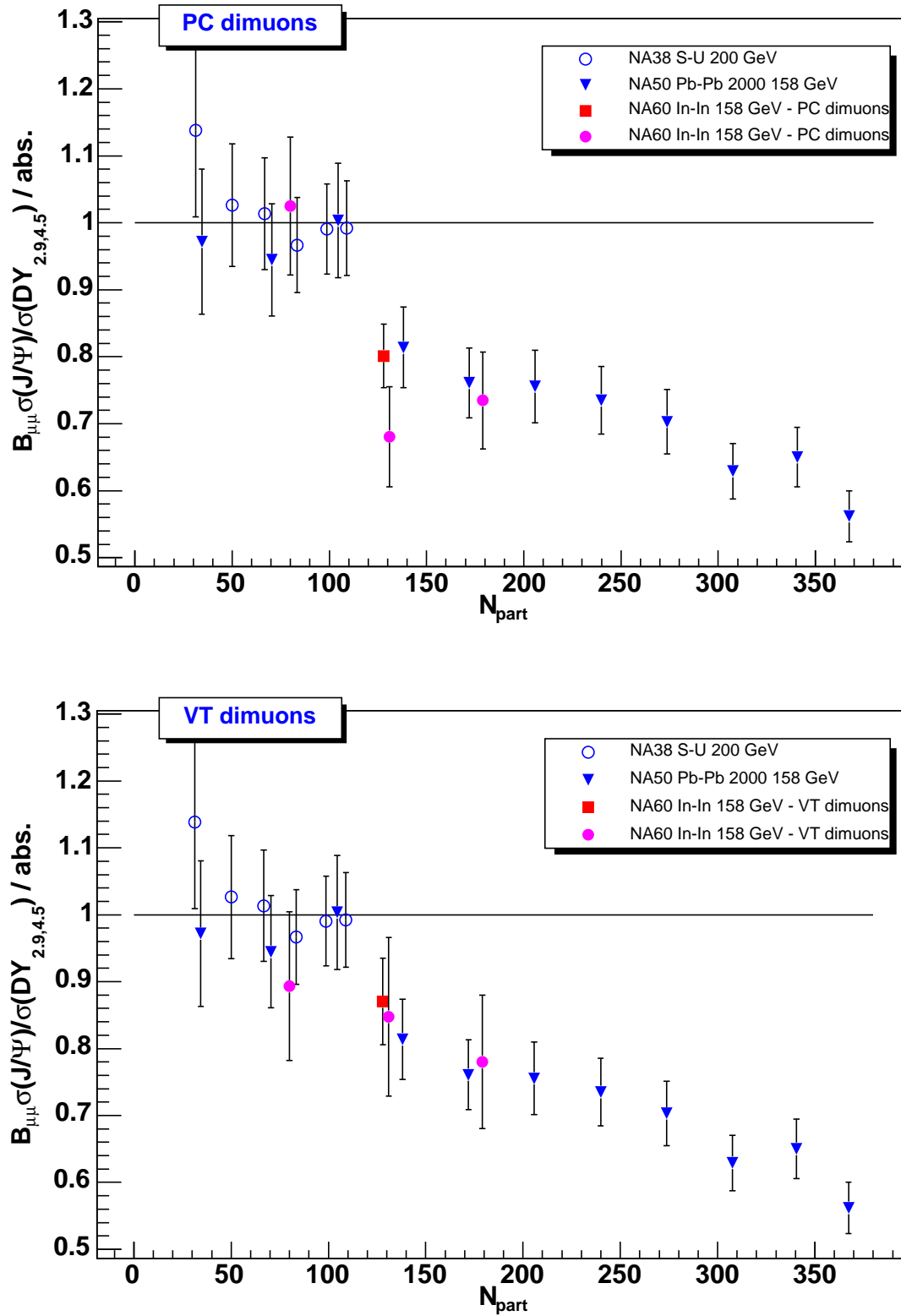


FIG. 9.2 – Rapport $\frac{J/\psi}{DY}$ en fonction du nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}), pour différents systèmes en collision, et rapporté à la prédiction du modèle de Glauber incluant l'absorption normale.

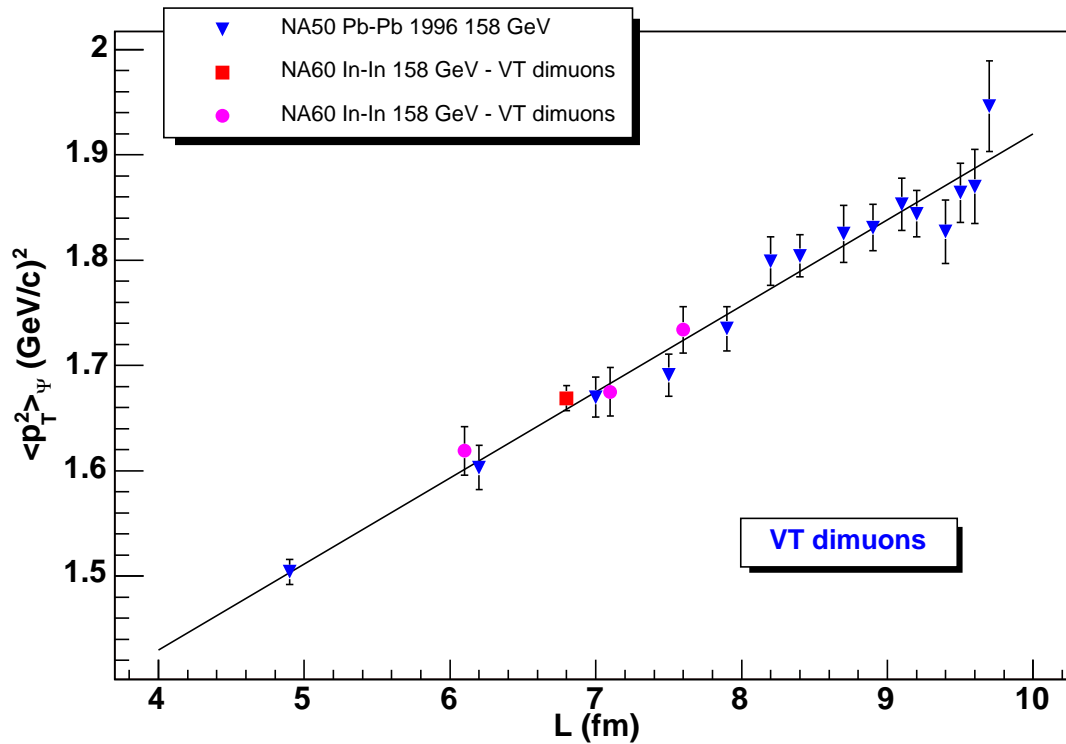
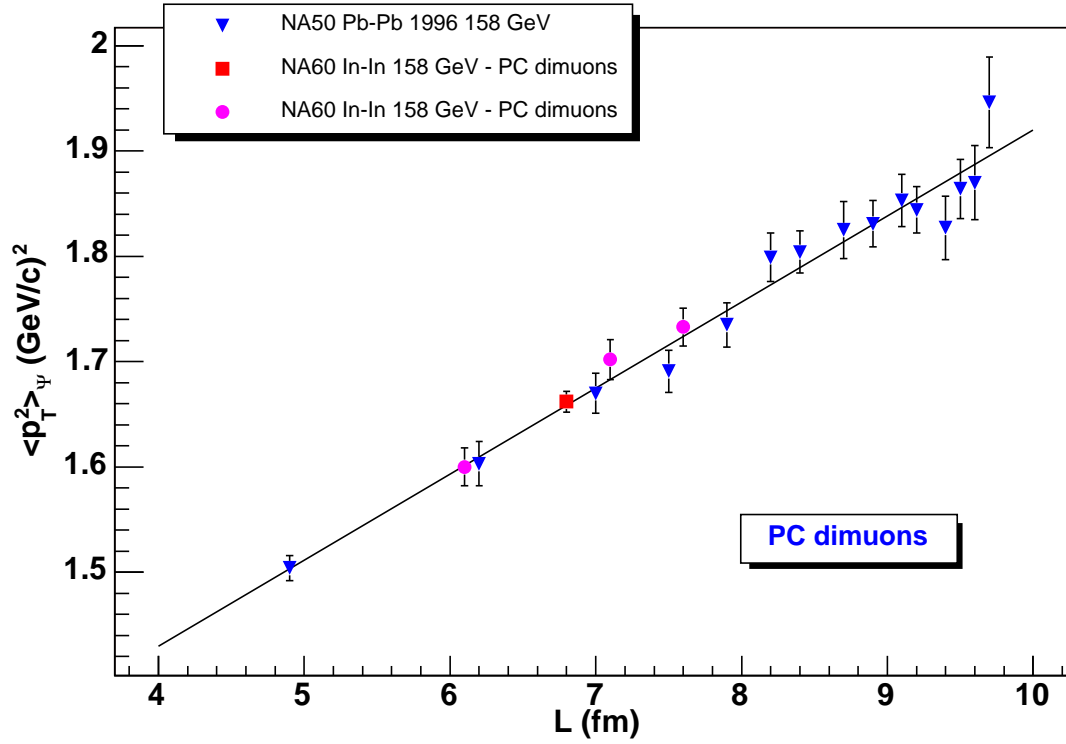


FIG. 9.3 – Impulsion transverse quadratique moyenne du J/ψ , obtenue sans sélection en centralité (carré) ou dans trois tranches en centralité (cercles), représentée en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L), et comparée aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50.

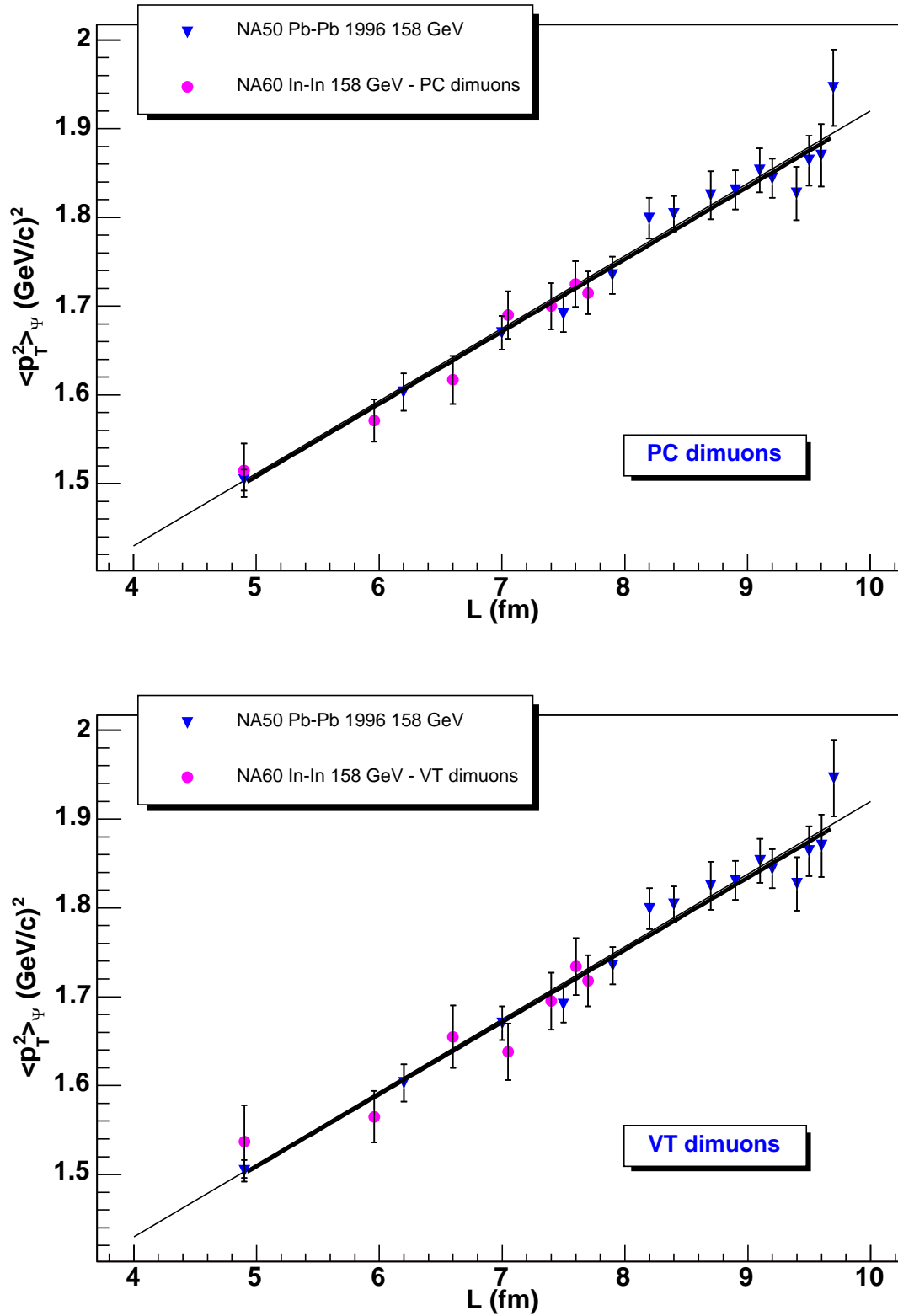


FIG. 9.4 – Impulsion transverse quadratique moyenne du J/ψ , obtenue dans sept tranches en centralité, représentée en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L), et comparée aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50.

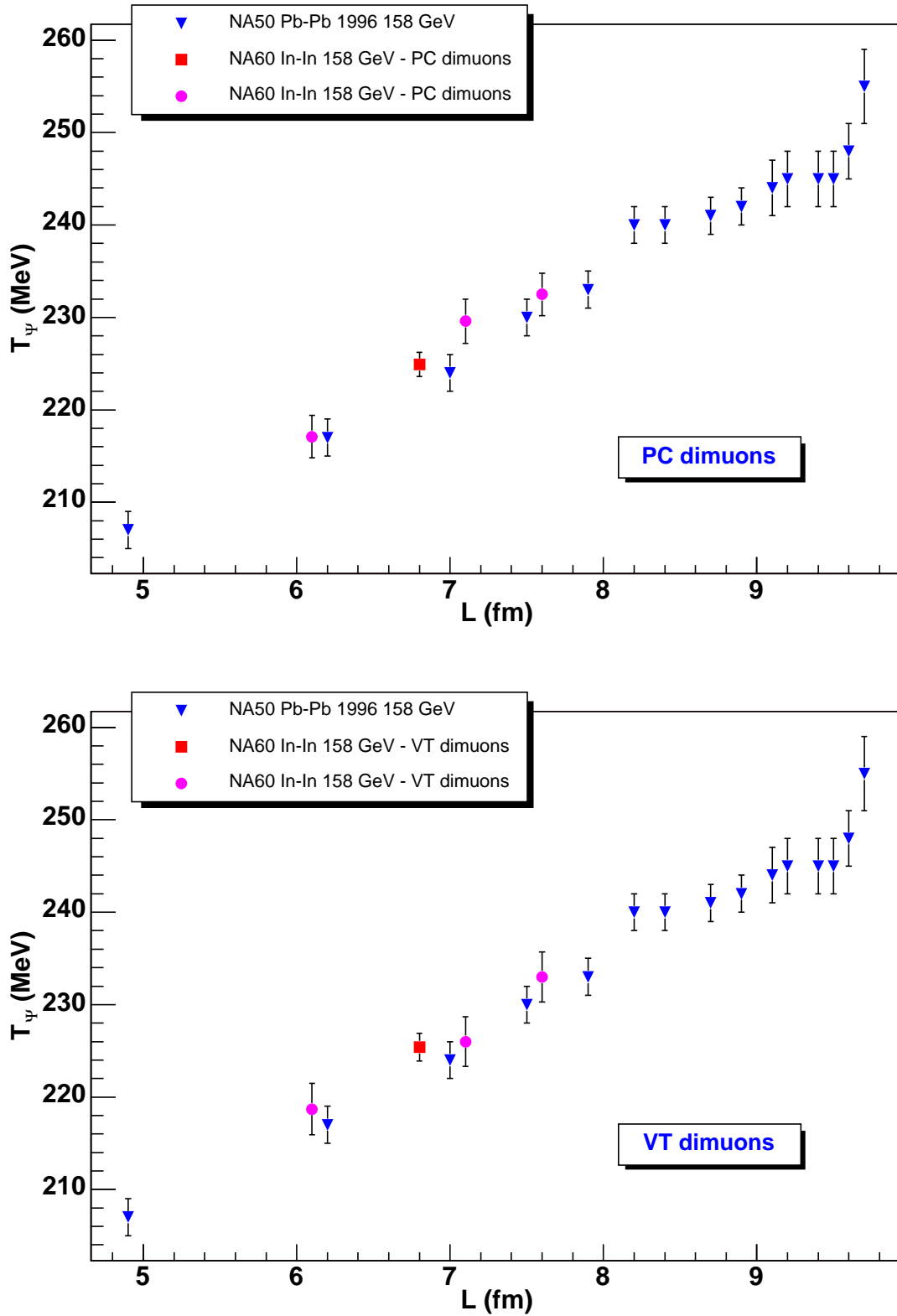


FIG. 9.5 – Température du système au moment du découplage du J/ψ , obtenue sans sélection en centralité (carré) ou dans trois tranches en centralité (cercles), représentée en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L), et comparée aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50.

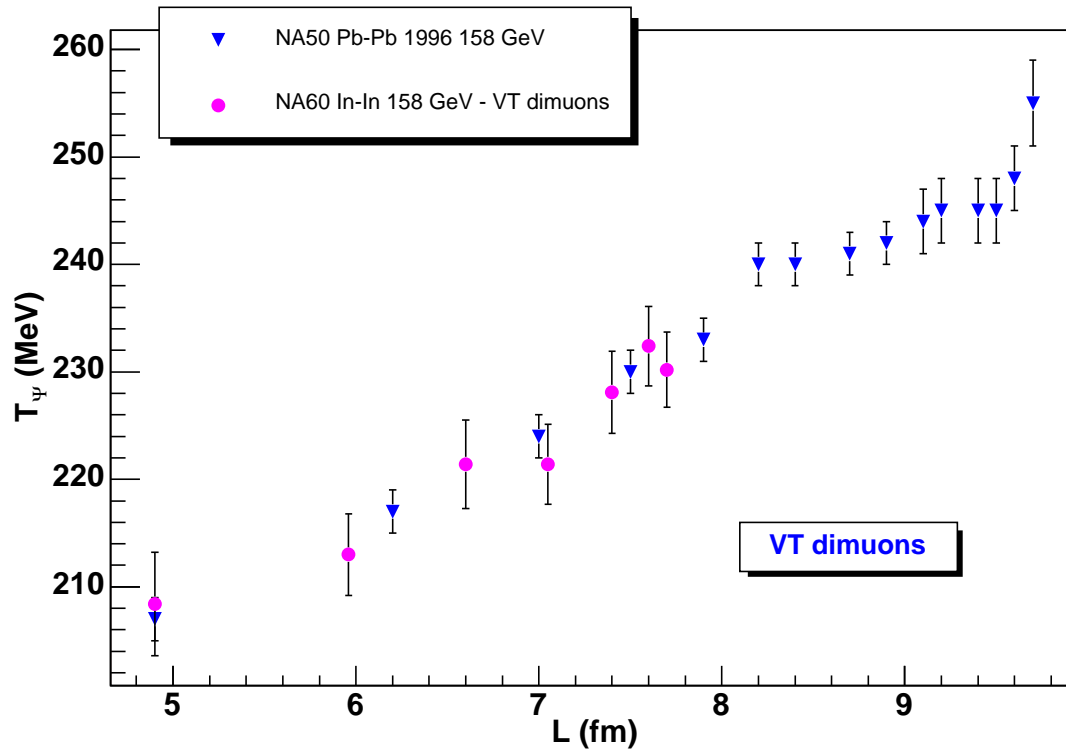
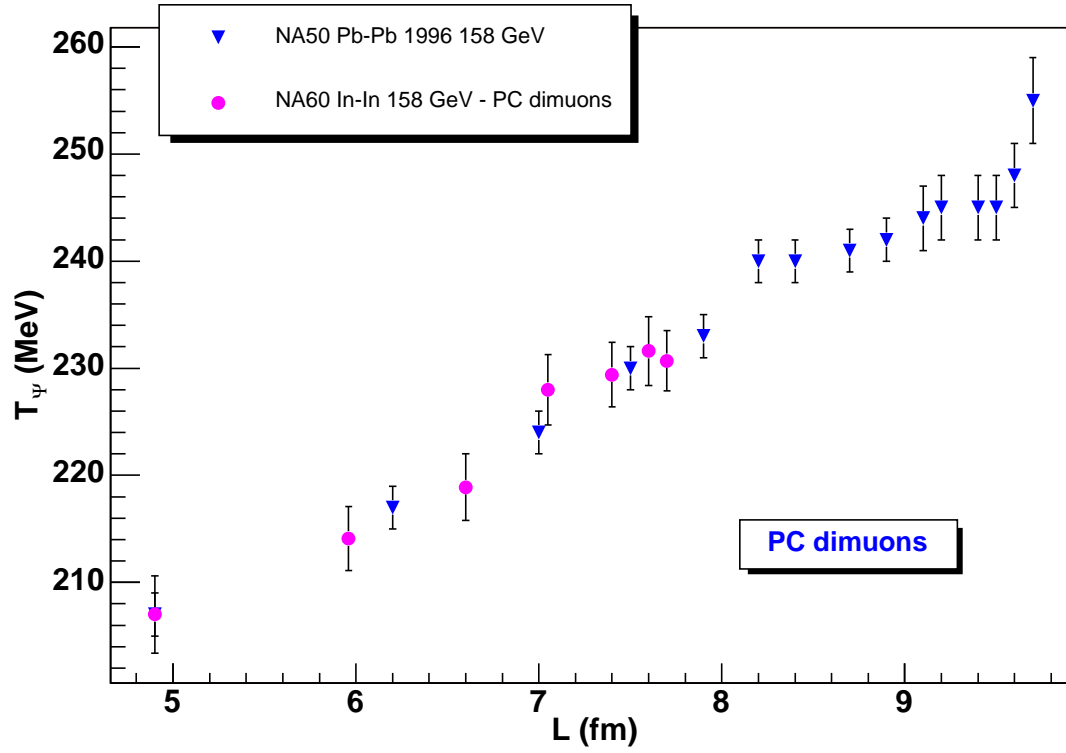


FIG. 9.6 – Température du système au moment du découplage du J/ψ , obtenue dans sept tranches en centralité, représentée en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée (L), et comparée aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50.

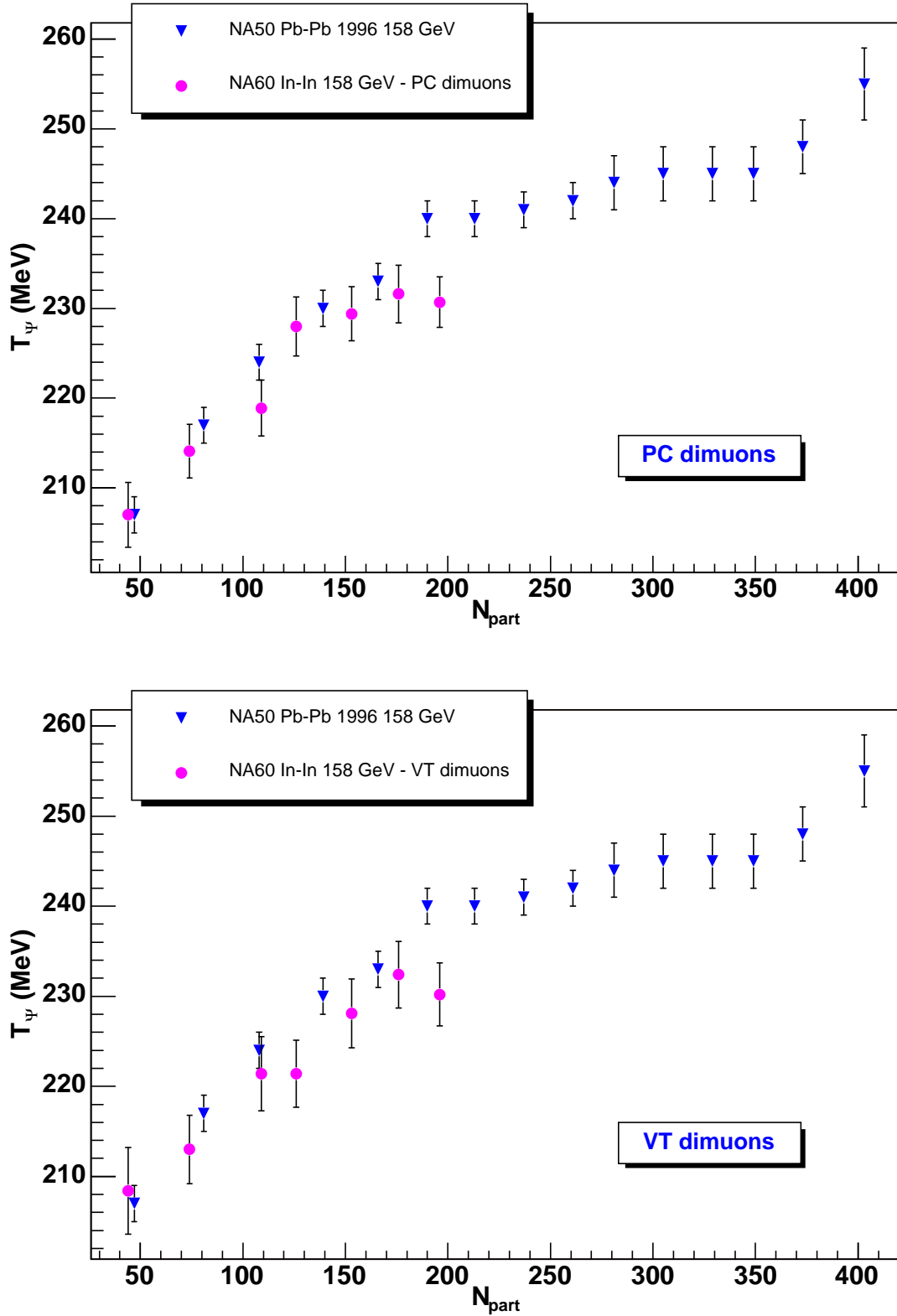


FIG. 9.7 – Température du système au moment du découplage du J/ψ , obtenue dans sept tranches en centralité, représentée en fonction du nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}), et comparée aux mesures effectuées en collision Pb-Pb par l'expérience NA50.

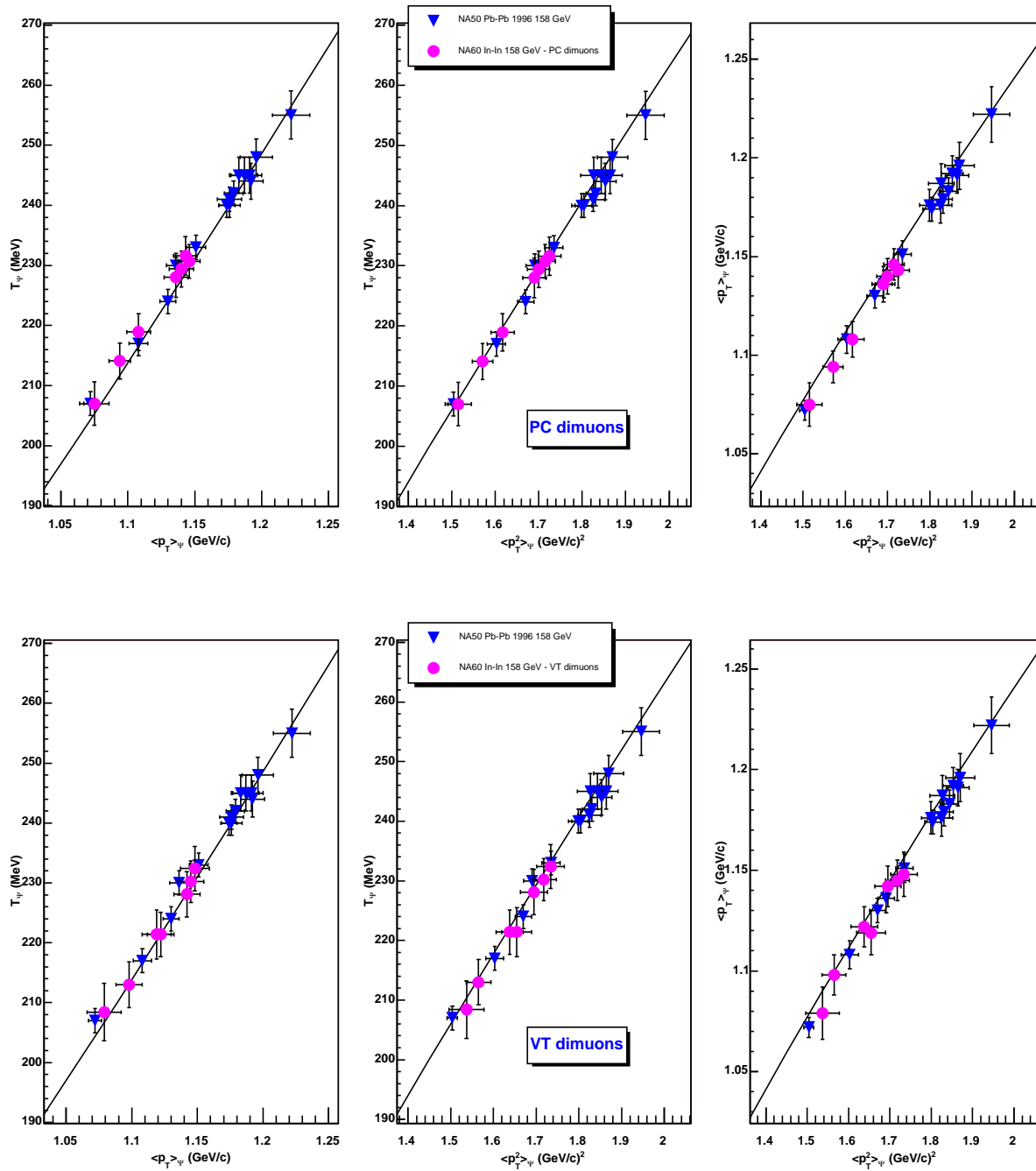


FIG. 9.8 – Corrélations entre les valeurs de $\langle p_T \rangle$, $\langle p_T^2 \rangle$ et $T_{J/\psi}$ obtenues dans sept tranches en centralité, comparées aux résultats de l'expérience NA50 et aux prédictions du modèle thermique.

Conclusion

Dans ce document, nous nous sommes intéressés à deux aspects de l'étude de la production des résonances de quarks lourds dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Celle-ci a pour but de mettre en évidence la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons, et d'étudier ses propriétés. Nous avons vu que ces résonances pouvaient être détectées au travers de leur désintégration en deux muons, grâce à un spectromètre à muons, comme c'est le cas dans les expériences NA60 et ALICE.

- Dans la première partie de cette thèse, nous avons travaillé à l'optimisation des performances du spectromètre d'ALICE, en concevant un système de contrôle des déplacements et des déformations de ses chambres de trajectographie (le GMS). Nous avons, dans un premier temps, montré la nécessité de disposer d'un tel système pour pouvoir séparer les résonances de la famille du Υ dans le spectre en masse invariante des dimuons reconstruits. Nous avons ensuite présenté ce système qui est constitué de plusieurs centaines d'appareils optiques (PROX et BCAM). Dans un deuxième temps, nous avons décrit les étapes de la conception du GMS et étudié de façon précise ses performances. Nous avons ainsi pu montrer que, dans des conditions normales de fonctionnement, ce système permet de mesurer le sagitta des muons (lié à leur courbure dans le champ du dipôle), et la masse de l' Υ , avec une résolution bien meilleure que celle requise, et ce, sans exigence particulière sur les précisions d'installation des appareils optiques ($1\text{ mm}/1\text{ mrad}$ suffisent). Néanmoins nous avons également pu mettre en évidence que les performances du GMS sont sensiblement dégradées lorsque ces appareils sont soumis à des fluctuations thermiques, comme ce sera le cas lorsque le spectromètre d'ALICE fonctionnera. Les résolutions atteintes dans ces conditions restent toutefois meilleures que celles requises. Après soustraction des contributions des différentes parties du spectromètre (absorbeur, chambres de trajectographie, ...), elles sont évaluées à $50\ \mu\text{m}$ environ sur le sagitta et $15\ \text{MeV}/c^2$ environ sur la masse de l' Υ . Cependant, compte-tenu de leur importance, il sera nécessaire, par la suite, d'évaluer précisément les effets des fluctuations thermiques par de nouveaux tests en laboratoire, et également de trouver des moyens de les contrer. Les simulations ont finalement montré que le GMS continue de fonctionner correctement même si plusieurs dizaines d'appareils optiques, répartis au travers du spectromètre, tombent en panne.

- Dans la seconde partie de cette thèse, nous avons analysé les données prises par l'expérience NA60 en collision In-In à $158\ \text{GeV}/c$ par nucléon auprès du SPS au CERN. Nous avons décidé d'appliquer deux jeux de sélections différents pour extraire les événements propres à être analysés. Le premier correspond au cas où les caractéristiques cinématiques des dimuons sont mesurées à partir des traces des muons reconstruites dans le spectromètre. Le second correspond au cas où ces mesures sont effectuées à partir des traces des muons reconstruites dans le télescope à vertex. Rappelons que ceci n'est possible qu'après identification de ces dernières traces à l'aide des précédentes. Nous avons ainsi constaté que les résultats obtenus

dans les deux cas sont très similaires, ce qui apporte du crédit à nos observations expérimentales. Notons également qu'au cours de la prise de données, deux valeurs de champ magnétique dans l'aimant toroïdal du spectromètre ont été utilisées. Les données correspondantes ont dû être analysées séparément. La comparaison des résultats obtenus avec ces deux valeurs de champ a montré que les différences observées sont compatibles avec les erreurs statistiques. En conséquence, nous avons calculé les moyennes pondérées de ces résultats. Nous avons ensuite recherché les sources possibles d'erreurs systématiques, en reprenant, point par point, les différentes étapes de l'analyse. Nous sommes arrivés à la conclusion que ces erreurs sont, dans tous les cas, inférieures aux erreurs statistiques. Les résultats moyennés sur les deux valeurs de champ magnétique ont ensuite été comparés aux résultats obtenus par les expériences NA38 et NA50.

De la distribution en masse invariante des dimuons reconstruits, nous avons extrait le rapport de production $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$. Comme dans le cas du système plus lourd Pb-Pb étudié par NA50, et contrairement au cas du système S-U étudié par NA38, nous avons observé, dans les collisions In-In, une suppression anormale de la production du J/ψ par rapport à l'absorption attendue dans la matière nucléaire. L'évolution de ce rapport en fonction de la centralité de la collision, comparée à celle mesurée en collisions S-U et Pb-Pb par les expériences NA38 et NA50, semble indiquer que la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le J/ψ (L) n'est pas la bonne variable pour étudier cette suppression. Le nombre moyen de nucléons participant à la collision (N_{part}) paraît être une variable plus adaptée. Avant de pouvoir conclure sur la variable décrivant le mieux la suppression anormale du J/ψ et discuter de la validité des différents modèles proposés, il reste à étudier la compatibilité des résultats expérimentaux lorsqu'ils sont représentés en fonction de la densité d'énergie atteinte dans la collision. Nous devons également remarquer que la faible statistique dans la région des grandes masses ne permet pas une mesure précise du nombre de Drell-Yan produits, et donc du rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$. Ceci induira à coup sûr de grandes incertitudes quant aux conclusions finales. Pour palier à ce problème, il sera nécessaire d'effectuer une analyse dite "minimum bias". Dans cette analyse, le nombre de Drell-Yan mesuré est remplacé par un nombre de Drell-Yan théorique. Celui-ci est calculé en utilisant le modèle de Glauber et les données collectées en déclenchement "minimum bias" (la présence d'un dimuon n'est pas requise). Grâce à la grande statistique disponible avec ce type de déclenchement, il devient possible d'étudier le rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ avec un nombre de tranches en centralité plus élevé et avec une meilleure précision. Ce type de développement, qui sort du cadre de cette thèse, est en cours d'étude dans la collaboration.

De la distribution en impulsion transverse du J/ψ , nous avons extrait son impulsion transverse moyenne et son impulsion transverse quadratique moyenne. Nous avons observé que l'évolution de cette dernière, en fonction de la centralité de la collision, était en parfait accord avec les résultats équivalents obtenus par l'expérience NA50, lorsque l'ensemble était représenté en fonction de L . Nous avons également constaté que ce comportement est très bien reproduit par le modèle de diffusions multiples des gluons dans la voie d'entrée. Un ajustement global des données de NA60 avec celles de NA50 a ainsi été effectué. De la distribution en masse transverse du J/ψ , nous avons extrait, à l'aide d'un modèle thermique, la température du système au moment du découplage du J/ψ . Les résultats sont là encore en accord avec ceux issus de l'expérience NA50, lorsqu'ils sont exprimés en fonction de L . Nous avons finalement étudié les corrélations entre les mesures d'impulsion transverse moyenne, d'impulsion transverse carrée moyenne, et de température, en les comparant aux prédictions du modèle thermique. Ces corrélations sont parfaitement compatibles avec les résultats de

l'expérience NA50, et sont assez bien reproduites par le modèle, avec toutefois de légères différences qui s'expliquent difficilement par des erreurs systématiques.

Pour conclure, nous pouvons dire que les nombreux résultats obtenus au SPS, et notamment ceux issus de l'expérience NA60, constitueront une base solide pour interpréter les futurs résultats de l'expérience ALICE. Aux énergies du LHC, des phénomènes nouveaux entreront en jeu, venant compliquer l'analyse de la production du J/ψ . En outre, de nouvelles informations sur la formation du Plasma de Quarks et de Gluons seront disponibles grâce à l'analyse de la production de l' Υ .

Annexe A

Modèle de Glauber

Sommaire

A.1	Formalisme	175
A.2	Processus dur (J/ψ, \mathbf{DY})	177
A.3	Absorption nucléaire	177
A.4	Calcul de L et de N_{part}	178
A.5	Etude en fonction de la centralité de la collision	179

Le modèle de Glauber [130] fournit une description géométrique quantitative des interactions proton-noyau (p-A) et noyau-noyau (A-B). Il suppose que les nucléons subissent plusieurs interactions au cours d'une collision, et que celles-ci ne modifient pas leur trajectoire. Les seules quantités physiques introduites dans le modèle sont : la section efficace d'interaction nucléon-nucléon et les distributions de densité nucléaire dans les noyaux. Dans la suite de cette annexe, nous allons présenter le modèle de Glauber et les quantités qu'il permet de calculer en nous plaçant dans le cas des collisions A-B, le passage aux collisions p-A étant relativement simple.

A.1 Formalisme

La géométrie d'une collision, représentée dans le plan longitudinal et dans le plan transverse à l'axe du faisceau, est décrite figure A.1 où est défini un certain nombre de variables qui seront utilisées par la suite. La densité de nucléons par unité de surface pour un noyau A dans le plan transverse s'exprime de la façon suivante :

$$T_A(\vec{r}) = \int \rho_A(\vec{r}, z) dz \quad (\text{A.1})$$

où $\rho_A(\vec{r}, z)$ est la densité nucléaire dans le noyau A, exprimée dans le système de coordonnées cylindrique. Celle-ci suit une distribution de Woods-Saxon définie, dans le système de coordonnées sphérique, par :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(\vec{r}-\vec{r}_0)/a}} \quad (\text{A.2})$$

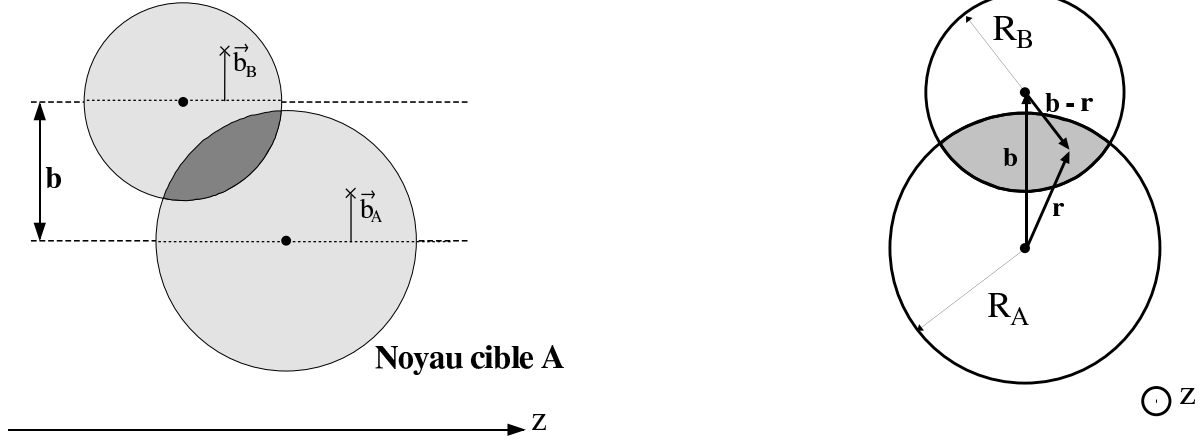
Noyau projectile B


FIG. A.1 – Vue schématique d'une collision de paramètre d'impact \vec{b} , représentée dans le plan longitudinal (à gauche) et dans le plan transverse (à droite).

Les paramètres ρ_0 , r_0 et a dépendent du noyau considéré. La fonction $T_A(\vec{r})$ est normalisée de sorte que :

$$\int T_A(\vec{r}) d\vec{r} = 1 \quad (\text{A.3})$$

Une fonction similaire peut être écrite pour le noyau B. On en déduit la densité de nucléons par unité de surface lorsque les noyaux entrent en collision à un paramètre d'impact \vec{b} :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{r}) T_B(\vec{b} - \vec{r}) d\vec{r} \quad (\text{A.4})$$

Cette nouvelle fonction est automatiquement normalisée à l'unité d'après l'équation A.3.

La probabilité de l'occurrence de n collisions inélastiques nucléon-nucléon lors d'une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b} suit une loi binomiale :

$$P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} [T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in}]^n [1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in}]^{AB-n} \quad (\text{A.5})$$

où σ_{NN}^{in} est la section efficace inélastique nucléon-nucléon. Celle-ci vaut environ 32 mb . On en déduit la section efficace de production d'événements inélastiques dans une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b} , qui n'est autre que la probabilité de l'occurrence d'au moins une collision inélastique nucléon-nucléon :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} &= \sum_{n=1}^{AB} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) \\ &= \sum_{n=0}^{AB} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) - [1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in}]^{AB} \\ &= 1 - [1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in}]^{AB} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

On peut également calculer le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon :

$$N_{coll}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{AB} n P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \quad (\text{A.7})$$

Une des quantités très intéressantes pour caractériser une collision est le nombre moyen de nucléons participants ($N_{part}(\vec{b})$) pour un paramètre d'impact \vec{b} donné. Un nucléon est défini comme participant s'il a subi au moins une interaction inélastique durant la collision. Nous verrons plus loin que cette quantité peut être reliée à des grandeurs mesurables, telle que l'énergie résiduelle de la collision par exemple. $N_{part}(\vec{b})$ est défini de la façon suivante :

$$N_{part}(\vec{b}) = \int AT_A(\vec{r})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_B(\vec{b} - \vec{r})]^B) + \int BT_B(\vec{b} - \vec{r})(1 - [1 - \sigma_{NN}^{in} T_A(\vec{r})]^A) \quad (\text{A.8})$$

A.2 Processus dur (J/ψ , DY)

Considérons maintenant le cas de processus dit dur, tel que la production de J/ψ ou de DY. La probabilité de l'occurrence de ces processus ($P_{AB}^{dur}(n, \vec{b})$) suit la même loi que celle définie par l'équation A.5, la section efficace inélastique σ_{NN}^{in} devant simplement être remplacée par la section efficace de production de processus dur σ_{NN}^{dur} . Cette dernière étant très faible ($T_{AB}(\vec{b})\sigma_{NN}^{dur} \ll 1$), les valeurs de la probabilité $P_{AB}^{dur}(n, \vec{b})$ pour $n > 1$ sont totalement négligeables devant la valeur obtenue pour $n = 1$. La section efficace de production de processus dur dans une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b} peut donc s'écrire :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} \simeq AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} \quad (\text{A.9})$$

En intégrant cette équation sur le paramètre d'impact \vec{b} , la section efficace totale de production de processus dur est simplement définie par :

$$\sigma_{AB}^{dur} = AB \sigma_{NN}^{dur} \quad (\text{A.10})$$

puisque $T_{AB}(\vec{b})$ est normalisée à l'unité.

A.3 Absorption nucléaire

Plaçons nous dans le cas particulier de la production du J/ψ . Sa section efficace de production dans une collision de paramètre d'impact \vec{b} s'écrit d'après l'équation A.9 :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} \simeq AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{pp}^{J/\psi} \quad (\text{A.11})$$

où σ_{NN} a pu être remplacé par σ_{pp} car le J/ψ étant principalement formé par fusion de gluons, sa section efficace de production ne dépend pas du type de nucléon interagissant (proton ou neutron). Une fois produite, la paire $c\bar{c}$ peut encore interagir avec le milieu nucléaire environnant, entraînant ainsi la suppression dite normale du J/ψ . Celle-ci peut être prise en compte dans le modèle de Glauber en introduisant une probabilité de survie de la forme [131] :

$$S_{AB}(\vec{b}, \vec{r}, z_A, z_B) = e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} \rho_A(\vec{r}, z) dz] \sigma_{abs}} \times e^{-[(B-1) \int_{z_B}^{\infty} \rho_B(\vec{b}-\vec{r}, z) dz] \sigma_{abs}} \quad (\text{A.12})$$

où les termes entre crochets représentent, pour chacun des noyaux, le nombre de nucléons par unité de surface présents sur la trajectoire de la paire, et où σ_{abs} est la section efficace d'absorption de celle-ci lors d'une collision avec un nucléon. Il est ainsi possible de récrire l'équation A.11 de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= AB\sigma_{pp}^{J/\psi} \int d\vec{r} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{r}, z_A) e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} \rho_A \vec{r}, z dz] \sigma_{abs}} dz_A \right. \\ &\quad \left. \times \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\vec{r}, z_B) e^{-[(B-1) \int_{z_B}^{\infty} \rho_B \vec{b} - \vec{r}, z dz] \sigma_{abs}} dz_B \right] \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

ou, d'après [132] :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \times \int d\vec{r} \left[\left(1 - e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_A(\vec{r}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{r}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \right] \\ &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \times \int d\vec{r} \left[\left(1 - e^{-(A-1)T_A(\vec{r})\sigma_{abs}} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 - e^{-(B-1)T_B(\vec{b} - \vec{r})\sigma_{abs}} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

Un développement au deuxième ordre en σ_{abs} conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\psi}}{d\vec{b}} &= ABT_{AB}(\vec{b})\sigma_{pp}^{J/\psi} \left[1 - \sigma_{abs} \frac{\int T_A(\vec{r})T_B(\vec{b} - \vec{r}) \frac{(A-1)T_A(\vec{r}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{r})}{2} d\vec{r}}{T_{AB}(\vec{b})} + \dots \right] \\ &\simeq ABT_{AB}(\vec{b})\sigma_{pp}^{J/\psi} e^{-\sigma_{abs}\rho_0 L(\vec{b})} \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

où $L(\vec{b})$, définie ci-après, représente la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le J/ψ lorsque celui-ci est formé durant une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b} :

$$L(\vec{b}) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int T_A(\vec{r})T_B(\vec{b} - \vec{r}) \frac{(A-1)T_A(\vec{r}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{r})}{2} d\vec{r}}{T_{AB}(\vec{b})} \quad (\text{A.16})$$

La valeur de σ_{abs} est extraite en ajustant les données collectées en collisions p-p, p-A et S-U avec l'équation A.14. Cette valeur est ensuite utilisée pour extrapoler la courbe d'absorption nucléaire ("absorption normale") du J/ψ dans le cas des collisions Pb-Pb et In-In.

A.4 Calcul de L et de N_{part}

Nous étudions dans ce document la production du J/ψ et plus particulièrement le rapport $B_{\mu\mu} \frac{\sigma(J/\psi)}{\sigma(DY)}$ intégré sur toutes les valeurs de centralité de la collision. On doit donc évaluer la valeur moyenne correspondante de $L(\vec{b})$ (équation A.16) et de $N_{part}(\vec{b})$ (équation A.8).

Puisque le J/ψ et le DY sont des processus durs, on utilise la section efficace définie par l'équation A.9 pour calculer ces moyennes :

$$L \equiv \langle L(\vec{b}) \rangle = \frac{\int L(\vec{b}) \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}}{\int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}} = \frac{\int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.17})$$

$$N_{part} \equiv \langle N_{part}(\vec{b}) \rangle = \frac{\int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.18})$$

A.5 Etude en fonction de la centralité de la collision

Nous étudions également dans ce document la production du J/ψ dans plusieurs tranches de centralité, celle-ci étant évaluée à partir de l'énergie résiduelle de la collision enregistrée par le ZDC ($E_{ZDC}(\vec{b})$). Nous devons donc faire le lien entre les différentes quantités calculées précédemment et la valeur de cette énergie. Dans le formalisme de Glauber, ceci est effectué en introduisant la probabilité de mesurer une énergie $E_{ZDC}(\vec{b})$ pour un paramètre d'impact \vec{b} donné : $P(E_{ZDC}|\vec{b})$. Cette probabilité suit une distribution gaussienne de valeur moyenne $\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle$ et de largeur $\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})$:

$$P(E_{ZDC}|\vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})} e^{-\frac{1}{2} \frac{(E_{ZDC} - \langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle)^2}{\sigma_{E_{ZDC}}^2(\vec{b})}} \quad (\text{A.19})$$

D'après le modèle des "nucléons blessés" [133], l'énergie libérée dans une collision est proportionnelle au nombre de nucléons participants ($N_{part}(\vec{b})$). Ainsi, dans le cas d'une collision $^{115}\text{In}-^{115}\text{In}$ avec un faisceau incident d'énergie $158 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$, $\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle$ se calcule de la façon suivante :

$$\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle = 158 \cdot \left(115 - \frac{N_{part}(\vec{b})}{2} \right) + \alpha \cdot N_{part}(\vec{b}) \quad (\text{A.20})$$

où le terme $\alpha \cdot N_{part}(\vec{b})$ tient compte de la fraction de particules secondaires entrant dans le ZDC. La largeur $\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})$ de la gaussienne, quant à elle, tient compte de la résolution du détecteur. Elle est définie de la façon suivante [107] :

$$\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b}) = \sqrt{(\beta \cdot \sqrt{E_{ZDC}(\vec{b})} + \gamma \cdot E_{ZDC}(\vec{b}))^2 + \delta^2} \quad (\text{A.21})$$

où les paramètres β et γ sont obtenus au terme de la calibration du ZDC. Les paramètres α et δ sont déterminés en ajustant le spectre en énergie enregistré par le ZDC lorsqu'on requiert un déclenchement de biais minimum (voir section 5.2.1), avec la section efficace correspondante :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.22})$$

Une fois ces quatre paramètres fixés, il n'y a plus de paramètre libre dans le modèle de Glauber. Il est donc possible de calculer la section efficace de production de processus durs en fonction de E_{ZDC} :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.23})$$

On obtient de la même façon les valeurs moyennes de L et de N_{part} pour chaque tranche en centralité :

$$L = \frac{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}}{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}} \quad (\text{A.24})$$

$$N_{part} = \frac{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} dE_{ZDC} \int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b}}{\int_{E_{ZDC_1}}^{E_{ZDC_2}} dE_{ZDC} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.25})$$

où E_{ZDC_1} et E_{ZDC_2} sont simplement les bornes de la tranche considérée.

Annexe B

Equations reliant les déplacements des chambres aux mesures optiques des BCAM

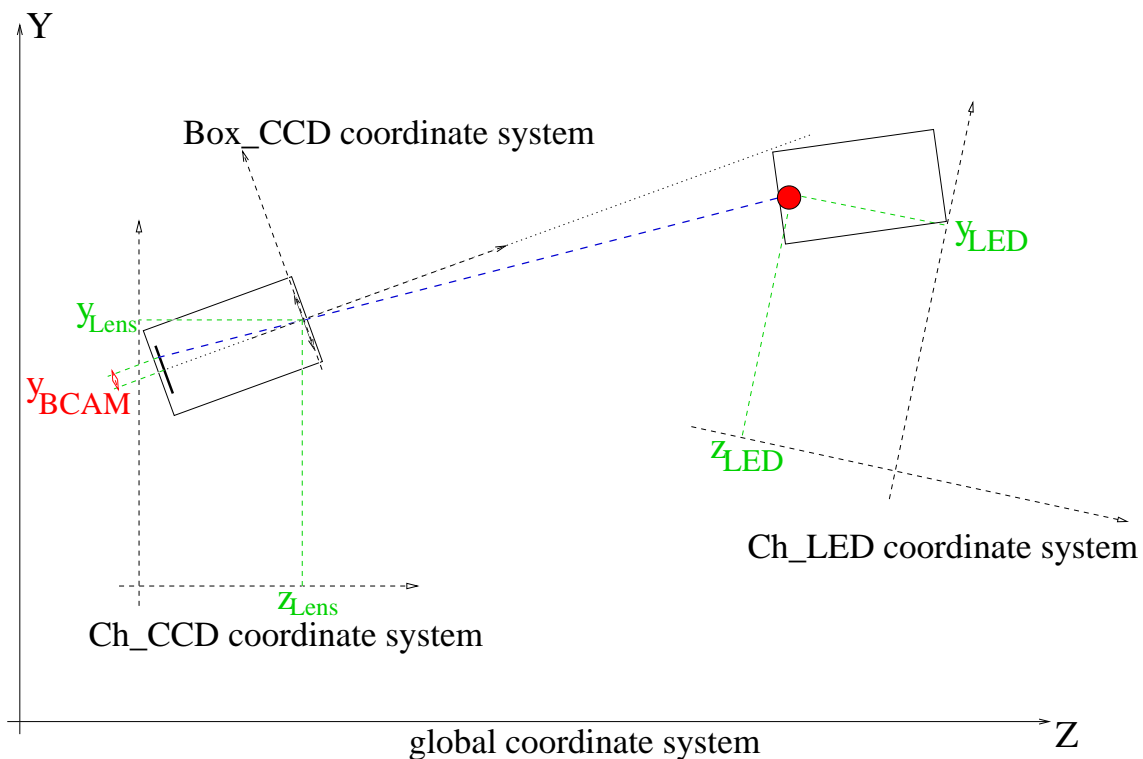


FIG. B.1 – Référentiels associés au BCAM.

Le système BCAM enregistre la position des images des deux LED placées en vis-à-vis de la CCD. Nous allons voir ci-dessous comment relier ces mesures aux positions des boîtes BCAM sur les chambres et des chambres dans le spectromètre (Figure B.1). Ces équations seront ensuite utilisées dans le programme d'analyse du GMS pour extraire les déplacements des chambres.

Nous avons besoin de définir plusieurs quantités :

- Box_{CCD} ou LED = boîte supportant la lentille et la CCD, ou les LED
- Ch_{CCD} ou LED = chambres supportant les boîtes Box_{CCD} ou LED
- $\begin{pmatrix} x_{Lens} \text{ ou } LED \\ y_{Lens} \text{ ou } LED \\ z_{Lens} \text{ ou } LED \end{pmatrix}$ = position de la lentille ou de la LED dans le référentiel de la chambre Ch_{CCD} ou LED
- $\begin{pmatrix} x_{Ch_{CCD} \text{ ou } LED} \\ y_{Ch_{CCD} \text{ ou } LED} \\ z_{Ch_{CCD} \text{ ou } LED} \end{pmatrix}$ = position de la chambre Ch_{CCD} ou LED dans le référentiel global du spectromètre
- $\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$ = position de la LED dans le référentiel de la boîte supportant la CCD

Pour passer du référentiel global au référentiel de la chambre, on utilise les rotations passives suivantes :

$$\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch} = \mathcal{R}_X \mathcal{R}_Y \mathcal{R}_Z \quad (\text{B.1})$$

avec :

$$\mathcal{R}_X = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_X & \sin \theta_X \\ 0 & -\sin \theta_X & \cos \theta_X \end{pmatrix}, \mathcal{R}_Y = \begin{pmatrix} \cos \theta_Y & 0 & -\sin \theta_Y \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_Y & 0 & \cos \theta_Y \end{pmatrix}, \mathcal{R}_Z = \begin{pmatrix} \cos \theta_Z & \sin \theta_Z & 0 \\ -\sin \theta_Z & \cos \theta_Z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Des matrices identiques sont utilisées pour passer du référentiel de la chambre aux référentiels attachés aux boîtes (le référentiel attaché à la boîte supportant la lentille et la CCD est orienté de telle façon que l'axe z relie le centre de la CCD et le centre de la lentille et que les axes x et y soient ceux de la CCD) :

$$\mathcal{R}_{Ch \rightarrow Box} = \mathcal{R}_x \mathcal{R}_y \mathcal{R}_z \quad (\text{B.2})$$

Les rotations inverses sont bien évidemment effectuées en utilisant les transposées des matrices précédentes.

A partir des quantités définies ci-dessus, on peut calculer la position d'une LED dans le référentiel de la boîte supportant la CCD :

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} = {}^t(\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{LED}}) \cdot \begin{pmatrix} x_{LED} \\ y_{LED} \\ z_{LED} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_{Ch_{LED}} \\ y_{Ch_{LED}} \\ z_{Ch_{LED}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_{Ch_{CCD}} \\ y_{Ch_{CCD}} \\ z_{Ch_{CCD}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \mathcal{R}_{Ch_{CCD} \rightarrow Box_{CCD}} \cdot \left[\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{CCD}} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_{Lens} \\ y_{Lens} \\ z_{Lens} \end{pmatrix} \right] \quad (\text{B.4})$$

Connaissant la distance entre la CCD et la lentille ($D_{CCD-lens}$), on peut maintenant calculer les positions x_{BCAM} et y_{BCAM} de l'image de la LED sur la CCD (les mesures du BCAM) :

$$x_{BCAM} = \frac{D_{CCD-lens}}{z} \times x \quad (\text{B.5})$$

$$y_{BCAM} = \frac{D_{CCD-lens}}{z} \times y \quad (\text{B.6})$$

Lorsqu'on prend en compte les déplacements des chambres, les équations B.3 et B.4 deviennent plus compliquées. Néanmoins, le principe reste identique et les deux dernières équations restent inchangées.

Annexe C

Equations reliant les déplacements des chambres aux mesures optiques des PROX

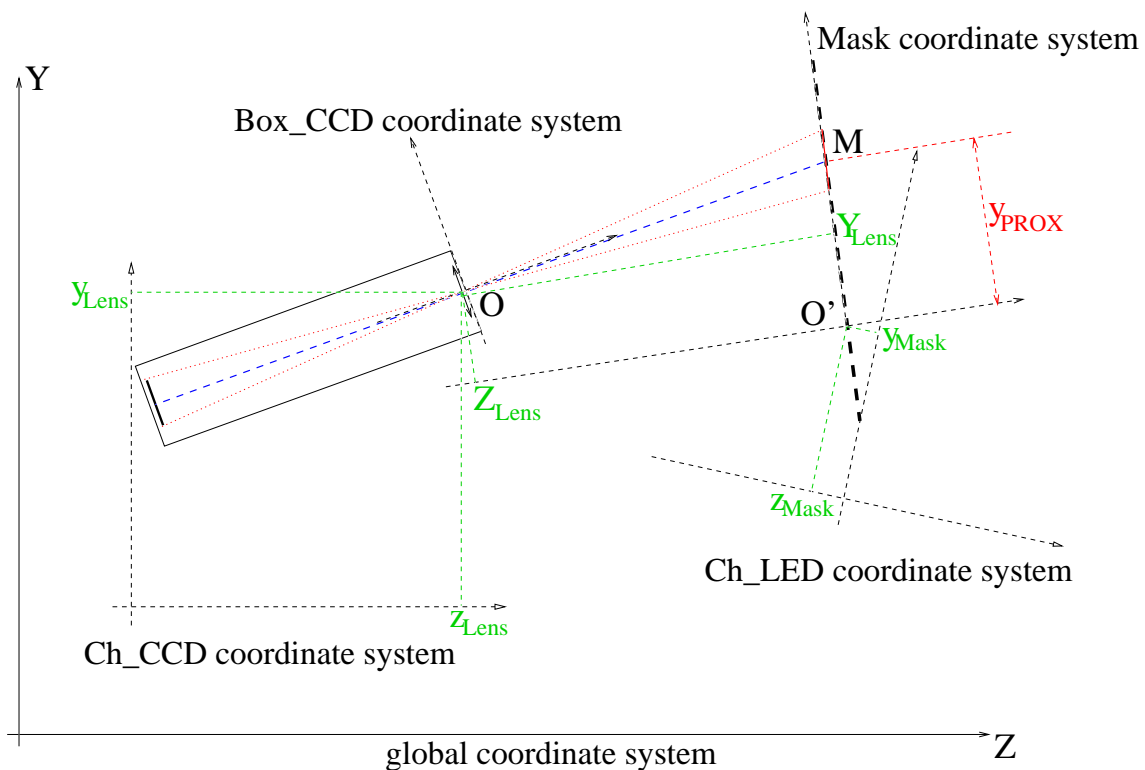


FIG. C.1 – Référentiels associés au PROX.

Le système PROX renvoie comme mesure les caractéristiques de la partie du masque filmée par la CCD (position dans le référentiel du masque, grossissement et orientation par rapport à la CCD). Comme dans le cas du BCAM (annexe B), le but de cette annexe est de montrer comment l'on relie ces mesures aux positions des éléments PROX sur les chambres et des chambres dans le spectromètre (Figure C.1). Là encore, ces équations seront ensuite utilisées dans le programme d'analyse du GMS pour extraire les déplacements des chambres.

Nous avons besoin de définir plusieurs quantités :

- Box_{CCD} ou $Mask$ = boîte supportant la lentille et la CCD, ou le masque
- Ch_{CCD} ou $Mask$ = chambres supportant les boîtes Box_{CCD} ou $Mask$
- $\begin{pmatrix} x_{Lens\ ou\ Mask} \\ y_{Lens\ ou\ Mask} \\ z_{Lens\ ou\ Mask} \end{pmatrix} =$ position de la lentille ou du masque dans le référentiel de la chambre Ch_{CCD} ou $Mask$
- $\begin{pmatrix} x_{Ch_{CCD}\ ou\ Mask} \\ y_{Ch_{CCD}\ ou\ Mask} \\ z_{Ch_{CCD}\ ou\ Mask} \end{pmatrix} =$ position de la chambre Ch_{CCD} ou $Mask$ dans le référentiel global du spectromètre

Pour passer du référentiel global au référentiel de la chambre, on utilise les rotations passives suivantes :

$$\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch} = \mathcal{R}_X \mathcal{R}_Y \mathcal{R}_Z \quad (C.1)$$

avec :

$$\mathcal{R}_X = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_X & \sin \theta_X \\ 0 & -\sin \theta_X & \cos \theta_X \end{pmatrix}, \mathcal{R}_Y = \begin{pmatrix} \cos \theta_Y & 0 & -\sin \theta_Y \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_Y & 0 & \cos \theta_Y \end{pmatrix}, \mathcal{R}_Z = \begin{pmatrix} \cos \theta_Z & \sin \theta_Z & 0 \\ -\sin \theta_Z & \cos \theta_Z & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Des matrices identiques sont utilisées pour passer du référentiel de la chambre aux référentiels attachés aux boîtes (le référentiel attaché à la boîte supportant la lentille et la CCD est orienté de la même manière que pour le BCAM) :

$$\mathcal{R}_{Ch \rightarrow Box} = \mathcal{R}_x \mathcal{R}_y \mathcal{R}_z \quad (C.2)$$

Les rotations inverses sont effectuées en utilisant les transposées des matrices précédentes.

Pour calculer la position de la partie du masque filmée par la CCD, nous devons calculer la position de l'image à travers la lentille du centre de la CCD sur le masque (i.e. le point d'intersection de la droite joignant le centre de la CCD et le centre de la lentille avec le masque). Avec les notations de la figure C.1, on peut écrire :

$$\overrightarrow{O'M} = \overrightarrow{O'O} + \overrightarrow{OM} \quad (C.3)$$

avec (dans le référentiel du masque) :

$$\overrightarrow{O'M} = \begin{pmatrix} x_{PROX} \\ y_{PROX} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \overrightarrow{O'O} = \begin{pmatrix} X_{Lens} \\ Y_{Lens} \\ Z_{Lens} \end{pmatrix}, \quad \overrightarrow{OM} = \begin{pmatrix} a \cdot D \\ b \cdot D \\ c \cdot D \end{pmatrix}$$

où a, b et c sont les cosinus directeurs de la droite et D la distance entre la lentille et le point d'intersection.

Nous avons donc à calculer les coordonnées du vecteur directeur de la droite ainsi que la position de la lentille dans le référentiel du masque :

$$\text{vecteur directeur de la droite dans le référentiel de la boîte } Box_{CCD} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} = \mathcal{R}_{Ch_{Mask} \rightarrow Mask} \cdot \mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{Mask}} \cdot {}^t\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{Box_{CCD}}} \cdot {}^t\mathcal{R}_{Ch_{Box_{CCD}} \rightarrow Box_{CCD}} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (C.4)$$

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} = {}^t\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{Box_{CCD}}} \cdot \begin{pmatrix} x_{Lens} \\ y_{Lens} \\ z_{Lens} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} x_{Ch_{CCD}} \\ y_{Ch_{CCD}} \\ z_{Ch_{CCD}} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_{Ch_{Mask}} \\ y_{Ch_{Mask}} \\ z_{Ch_{Mask}} \end{pmatrix} \quad (C.5)$$

$$\begin{pmatrix} X_{Lens} \\ Y_{Lens} \\ Z_{Lens} \end{pmatrix} = \mathcal{R}_{Ch_{Mask} \rightarrow Mask} \cdot \left[\mathcal{R}_{Glob \rightarrow Ch_{Mask}} \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_{Mask} \\ y_{Mask} \\ z_{Mask} \end{pmatrix} \right] \quad (C.6)$$

Pour calculer l'orientation relative entre le masque et la CCD, nous avons également besoin de l'image sur le masque (à travers la lentille) d'un autre point de la CCD. La solution la plus simple est de prendre un point sur l'axe y de la CCD (le bord supérieur par exemple). Seul le vecteur directeur de la droite change, il faudrait donc remplacer $\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

par $\begin{pmatrix} 0 \\ \frac{t_{CCD}}{\sqrt{t_{CCD}^2 + D_{CCD-lens}^2}} \\ \frac{t_{CCD}}{\sqrt{t_{CCD}^2 + D_{CCD-lens}^2}} \end{pmatrix}$ dans l'équation C.4 (où t_{CCD} et $D_{CCD-lens}$ sont respectivement

la taille de la CCD et la distance entre la CCD et la lentille). La position de l'image de ce point est ensuite calculée de la même manière que précédemment.

A partir des équations C.3, C.4 and C.6, il est maintenant possible de calculer les caractéristiques de la partie du masque filmée par la CCD :

- x'_{PROX} = position x de l'image sur le masque, à travers la lentille, d'un point quelconque de la CCD,
- y'_{PROX} = position y de l'image sur le masque, à travers la lentille, d'un point quelconque de la CCD,
- x_{PROX} = position x (dans le référentiel du masque) de la partie filmée du masque,
- y_{PROX} = position y (dans le référentiel du masque) de la partie filmée du masque,
- M_{PROX} = grossissement,
- α_{PROX} = orientation du masque par rapport à la CCD.

$$x_{PROX} = -\frac{Z_{Lens} \times a}{c} + X_{Lens} \quad (C.7)$$

$$y_{PROX} = -\frac{Z_{Lens} \times b}{c} + Y_{Lens} \quad (C.8)$$

$$M_{PROX} = -\frac{c \times D_{CCD-lens}}{Z_{Lens}} \quad (C.9)$$

$$\alpha_{PROX} = \arctan \left(\frac{x'_{PROX} - x_{PROX}}{y'_{PROX} - y_{PROX}} \right) \quad (C.10)$$

Lorsque l'on prend en compte les déplacements des chambres, les équations C.4, C.5 et C.6 deviennent plus compliquées. Néanmoins, le principe reste identique et les quatre dernières équations restent inchangées.

Bibliographie

- [1] A. Chodos *et al.*, Phys. Rev. **D30** (1974) 3471.
- [2] K.G. Wilson, Phys. Rev. **D14** (1974) 2455.
- [3] S.D. Katz, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **129** (2004) 60 [arXiv :hep-lat/0310051].
- [4] S. Aoki *et al.* (JLQCD Coll.), Nucl. Phys. Proc. Suppl. **73** (1999) 459.
- [5] H. Satz, Rept. Prog. Phys. **63** (2000) 1511 [arXiv :hep-ph/0007069].
- [6] K.J. Eskola, [arXiv :hep-ph/9911350].
- [7] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.
- [8] B. Muller, Nucl. Phys. **A544** (1992) 95.
- [9] J.W. Harris and B. Muller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **46** (1996) 71.
- [10] S.A. Bass *et al.*, J. Phys. **G25** (1999) R1.
- [11] H. Satz, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **94** (2001) 204.
- [12] H. Satz, Nucl. Phys. **A715** (2003) 3c [arXiv :hep-ph/0209181].
- [13] J. Rafelski And B. Muller, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066.
- [14] F. Antinori *et al.* (WA97 Coll.), Phys. Lett. **B449** (1999) 401.
- [15] G.E. Bruno (NA57 Coll.), J. Phys. **G30** (2004) S717.
- [16] E.V. Shuryak, Phys. Lett. **B78** (1978) 150.
- [17] K. Kajantie and H.I. Miettinen, Z Phys. **C9** (1981) 341.
- [18] M.M. Aggarwal *et al.* (WA98 Coll.), Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.
- [19] A.L.S. Angelis *et al.* (HELIOS/3 Coll.), Eur. Phys. J. **C13** (2000) 433.
- [20] M.C. Abreu *et al.* (NA38/NA50 Coll.), Eur. Phys. J. **C14** (2000) 443.
- [21] L. Capelli *et al.* (NA50 Coll.), Nucl. Phys. **A698** (2002) 539c.
- [22] C.Y. Wong and Z.Q. Wang, Phys. Lett. **B367** (1996) 50.
- [23] R. Rapp and E. Shuryak, Phys. Lett. **B444** (2000) 13.
- [24] G.D. Moore, J. Phys. **G30** (2004) S775.
- [25] P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **A544** (1992) 169c.
- [26] G.Q. Li and C. Gale, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1572.
- [27] R. Pisarski, Phys. Lett. **B110** (1982) 155.
- [28] G. Agakishiev *et al.*, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 231.
- [29] B. Lenkeit *et al.* (CERES Coll.), Nucl. Phys. **A661** (1999) 23.
- [30] A. Cherlin *et al.* (NA45/CERES Coll.), J. Phys. **30** (2004) S1007.

- [31] M. Gyulassy and M. Plümer, Phys. Lett. **B243** (1990) 432.
- [32] J. Adams *et al.* (STAR Coll.), [arXiv :nucl-ex/0501009].
- [33] J.W. Cronin *et al.*, Phys. Rev. **D11** (1975) 3105.
- [34] K. Adcox *et al.* (PHENIX Coll.), [arXiv :nucl-ex/0410003].
- [35] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [36] J.F. Gunion and R. Vogt, Nucl. Phys. **B492** (1997) 301.
- [37] F. Karsch, J. Phys. **G30** (2004) S887.
- [38] D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. **B334** (1994) 155.
- [39] M.C. Abreu *et al.* (NA51 Coll.), Phys. Lett. **B438** (1998) 35.
- [40] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B449** (1999) 128.
- [41] B. Alessandro *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B553** (2003) 167.
- [42] L. Ramello *et al.* (NA50 Coll.), Nucl. Phys. **A715** (2003) 243c.
- [43] A.D. Martin *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 4756.
- [44] G.T. Bodwin *et al.*, Phys. Rev. **D51** (1995) 1125.
- [45] S.S. Adler *et al.* (PHENIX Coll.), Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 051802.
- [46] C. Baglin *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B220** (1989) 471.
- [47] C. Baglin *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B255** (1991) 459.
- [48] B. Alessandro *et al.* (NA50 Coll.), Eur. Phys. J. **C33** (2004) 31.
- [49] G. Borges *et al.* (NA50 Coll.), J. Phys. **G30** (2004) S1351.
- [50] B. Alessandro *et al.* (NA50 Coll.), Eur. Phys. J. **C39** (2005) 335.
- [51] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B410** (1997) 327.
- [52] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B410** (1997) 337.
- [53] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B444** (1998) 516.
- [54] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B466** (1999) 408.
- [55] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B450** (1999) 456.
- [56] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B477** (2000) 28.
- [57] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B521** (2001) 195.
- [58] J. Geiss *et al.*, Phys. Lett. **B447** (1999) 31.
- [59] C. Spieles *et al.*, Phys. Rev. **C60** (1999) 54901.
- [60] D.E. Kahana *et al.*, P. P. Nucl. Phys. **42** (1999) 269.
- [61] N. Armesto *et al.*, Phys. Rev. **C59** (1999) 395.
- [62] N. Armesto *et al.*, Nucl. Phys. **A698** (2002) 583c.
- [63] M. Nardi and H. Satz, Phys. Lett. **B442** (1998) 14.
- [64] S. Digal *et al.*, Eur. Phys. J. **C32** (2004) 547.
- [65] J.Badier *et al.*, Z. Phys. **C20** (1983) 101.
- [66] C. Baglin *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B251** (1990) 465.
C. Baglin *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B262** (1991) 362.

- [67] O. Drapier, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 9042 (1990).
- [68] M.C. Abreu *et al.* (NA38 Coll.), Phys. Lett. **B423** (1998) 207.
- [69] S. Gavin and M. Gyulassy, Phys. Lett. **B214** (1988) 241.
- [70] J. Hüfner *et al.*, Phys. Lett. **B215** (1988) 218.
J.P Blaizot and J.Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B217** (1989) 392.
- [71] D. Kharzeev *et al.*, Phys. Lett. **B405** (1997) 14.
- [72] F. Karsch and R. Petronzio, Phys. Lett. **B193** (1987) 105.
M.C. Chu and T. Matsui, Phys. rev. **D37** (1988) 1851.
J.P Blaizot and J.Y. Ollitrault, Phys. rev. **D39** (1989) 232.
- [73] O. Drapier, Habilitation, Université Lyon-I, (1998).
- [74] M. Arneodo, Phys. Rep. **240** (1994) 301.
- [75] K.J. Eskola *et al.*, Nucl. Phys. **B535** (1998) 351.
- [76] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Phys. Lett. **B490** (2000) 196.
- [77] L. Grandchamp and R. Rapp, Phys. Lett. **B523** (2001) 60.
- [78] L. Grandchamp and R. Rapp, Nucl. Phys. **A709** (2002) 415.
- [79] The ALICE Collaboration, Letter of Intent CERN/LHCC 93-16 (1993).
- [80] The ATLAS Collaboration, Technical Proposal CERN/LHCC 94-43 (1994).
- [81] The CMS Collaboration, Technical Proposal CERN/LHCC 94-38 (1994).
- [82] The LHCb Collaboration, Technical Proposal CERN/LHCC 98-4 (1998).
- [83] The LHC Conceptual Design Report - The Yellow Book Conceptual, CERN/AC 95-05 (1995).
- [84] D. Brant, LHC Project Report 450 (2000).
- [85] The ALICE Collaboration, Technical Proposal CERN/LHCC 95-71 (1995).
- [86] The ALICE Collaboration, Technical Proposal, Addendum 1, CERN/LHCC 96-32 (1996).
- [87] The ALICE Collaboration, J. Phys. G **30** (2004) 1517.
- [88] The ALICE Collaboration, Technical Design Report n°5 CERN/LHCC 99-22 (1999).
- [89] The ALICE Collaboration, Technical Design Report n°5, Addendum 1, CERN/LHCC 2000-046 (2000).
- [90] The ALICE Collaboration, Technical Design Report n°11, CERN/LHCC 2004-025 (2004).
- [91] ALICE Off-line Project, <http://aliweb.cern.ch/offline/>.
- [92] ALICE Off-line Project, <http://morsch.home.cern.ch/morsch/MUONdoc/>.
- [93] S. Grigoryan *et al.*, ALICE-INT-2003-051 (2003).
- [94] A. Grigoryan *et al.*, PREPRINT YerPhi 1594(4)-2004 (2004).
- [95] H. Dekker, Proc. of the Third International Workshop on Accelerator Alignment (1993) 147.
- [96] H.L. Groenstege, NIKHEF ETR 94-10 (1994).
- [97] K.S. Hashemi and J.R. Bensingler, ATL-MUON-2000-024 (2000).

- [98] C. Amelung, ATL-COM-MUON-2001-007 (2001).
- [99] H. Gulkanyan, Internal Report of YerPhI (1999).
- [100] F. James and M. Roos, Comp. Phys. Comm. **10** (1975) 343.
<http://consult.cern.ch/writeup/minuit>.
- [101] A. Schricker, ATL-MUON-2001-017 (2001).
- [102] The NA60 Collaboration, Proposal CERN-SPSC-2000-010 (2000).
- [103] The NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-035 (2003).
- [104] The NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-001 (2003).
- [105] K. Borer *et al.*, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A440** (2000) 5.
- [106] J-Y. Grossiord *et al.*, NA60 Internal Note 2002-1 (2002).
- [107] A. Colla, Thèse, Università Degli Studi di Torino (2004).
- [108] L. Anderson *et al.*, Nucl. Inst. Meth. **A223** (1984) 26.
- [109] P. Sonderegger *et al.* (NA60 Coll.), J. Phys. **G30** (2004) S1027.
- [110] K. Banicz *et al.*, NA60 Internal Note 2001-2 (2001).
- [111] The NA60 Collaboration, Memorandum CERN-SPSC-2003-028 (2003).
- [112] K. Banicz *et al.* (NA60 Coll.), CERN-PH-EP/2004-021 (2004).
- [113] J. Van Hunen *et al.*, CERN-ALI-2001-015 (2001).
- [114] J.M. Heuser *et al.*, Communication to the Vertex 2004 Conference, To be published in NIM.
- [115] J.M. Heuser *et al.*, Communication to the CBM Tracking Week (2005).
- [116] R. Arnaldi, Communication interne à la collaboration NA60.
- [117] R. Shahoyan, Communications privées.
- [118] J.C Collins and D.E. Soper, Phys. Rev. **D16** (1977) 2219.
- [119] Particle Data Group, Phys. Rev. **D66** (2002) 010001.
- [120] T. Sjöstrand, Comp. Phys. Commun. **82** (1994) 74.
- [121] M. Glück *et al.*, Z. Phys. **C67** (1995) 433.
- [122] C. Lourenco, Thèse, Instituto Superior Técnico (1995).
- [123] R. Shahoyan, Thèse, Universidade Técnica de Lisboa (2001).
- [124] L. Capelli, Thèse, Université Lyon-I, LYCEN T 2001-21 (2001).
- [125] R. Shahoyan, NA60 Internal Note 2004-3 (2004).
- [126] R. Hagedorn, Riv. Nuovo Cimento **6** (1983) 1.
- [127] R. Shahoyan *et al.* (NA60 Coll.), Communication to the Hard Probe 2004 Conference, To be published in Eur. Phys. J. **C**.
- [128] R. Arnaldi, Communications privées
- [129] M.C. Abreu *et al.* (NA50 Coll.), Phys. Lett. **B499** (2001) 85.
- [130] R.J. Glauber, Phys. Rev. **100** (1955) 242.
- [131] C. Gerschel and J. Hüfner, Z. Phys. **C56** (1992) 171.
- [132] J.P. Blaizot and J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1703.
- [133] A. Bialas *et al.*, Nucl. Phys. **B111** (1976) 461.