Cette thèse est dédiée à tous mes proches et plus particulièrement à mes parents.

Remerciements

Voici la désormais célèbre page de remerciements. Indispensable pour témoigner ma gratitude à tous ceux qui ont permis l'aboutissement de ce travail, j'espère qu'elle sera complète et que personne ne sera oublié.

Pour commencer, je voudrais adresser mes plus sincères remerciements à Mr Roche Guy, professeur Émérite à l'université Blaise-Pascal, pour m'avoir encadré pendant cette thèse. Ses importantes qualités humaines et sa grande disponibilité m'ont été d'une aide précieuse tout au long de la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier la collaboration PHENIX et ses quelques 460 membres pour leur accueil chaleureux lors de mes multiples séjours au Laboratoire National de Brookhaven. Je tiens à remercier plus particulièrement mes collègues « muoners », et en particulier Mike Leitch, Ming Liu, Olivier Drapier, Frédéric Fleuret, mais aussi mes semblables étudiants dont Yann Cobigo, Vi-Nahm Tram, MinJung Kweon et DonJo Kim pour leur disponibilité et leur aide lors de mes travaux sur le site de l'expérience, mais aussi pour tous les bons moments passés ensemble. J'adresse également de chaleureux remerciements à Raphaël Granier de Cassagnac, aussi bien pour les sorties sur Long Island que pour le travail effectué en collaboration et sa grande disponibilité. Travailler à ses côtés fut autant instructif qu'un grand plaisir.

Je voudrais remercier Michel Gonin, directeur de recherche à l'École Polytechnique et porte-parole de la collaboration « PHENIX-France », et Barbara Erazmus, directrice de recherche à Subatech, pour m'avoir fait l'honneur de juger mon travail de thèse en qualité de rapporteurs.

Je désire remercier Philippe Rosnet et Alain Baldit pour avoir participé à mon jury de thèse. J'adresse également mes plus sincères remerciements à Mike Tannenbaum, senior physicist au Laboratoire de Brookhaven, pour s'être déplacé de New-York pour présider mon jury de thèse.

Je remercie les doctorants du LPC pour leur bonne humeur et pour m'avoir permis de travailler de plus en plus tard, grâce aux nombreuses pauses café prises ensemble... Et en particulier, je remercie Fabien Guerin, Sébastien Binet et Benjamin Labonne. Mes pensées vont également à mes compagnons de bataille depuis le DEA, voire plus longtemps... , Geoffroy Guibert, Matthieu Petit et Xavier Lopez pour leur soutien et leur amitié.

J'aimerais également adresser un remerciement spécial à mes compagnons du cours de japonais, Martine san, Sakura san, Jérémy san, Dominique san ainsi qu'à Aya sempei, notre professeur de japonais. Un grand merci pour tous ces moments « japonisants » passés ensemble et en espérant conserver votre amitié.

Enfin, cette page de remerciements ne serait pas complète sans un GRAND MERCI à ma famille et plus particulièrement à mes parents pour leur soutien depuis mon plus jeune âge, ainsi qu'à mon meilleur ami, Yann Rouillard, qui me supporte et me soutient depuis plus de 20 ans maintenant ! ! !

Table des matières

Introduction

La physique des ions lourds est une thématique relativement nouvelle et en plein essor. Les collisions d'ions lourds (ultra-)relativistes sont en effet le seul moyen accessible en laboratoire pour étudier la thermodynamique de la matière nucléaire. Elle constitue donc un champ de recherches de première importance pour la compréhension de la théorie de l'interaction forte, la *Quantum ChromoDynamics* (QCD). Différents accélérateurs ont déjà permis d'amasser un large éventail de résultats sur le comportement de la matière nucléaire en fonction de la densité d'énergie ou de la température atteinte lors des collisions.

Les expériences du *Super Proton Synchrotron* (SPS) au CERN ont ainsi mises en évidence plusieurs résultats importants dont une suppression anormale de la résonance J/ψ. La cause de cette suppression pourrait être un changement de phase de la matière nucléaire. Cet état, le plasma de quarks et de gluons, est prédit par la chromodynamique quantique lors de collisions suffisamment énergétiques. Cet effet de suppression, proposé théoriquement par H. Satz et T. Matsui en 1986, constitue une sonde privilégiée pour la découverte et l'étude de cette nouvelle phase de la matière nucléaire. L'expérience *A Large Ion Collider Experiment* (ALICE) au *Large Hadron Collider* (LHC), en cours de construction au CERN, possédera également un important programme d'étude de la suppression des résonances lourdes. Le LHC, qui devrait démarré à l'horizon de 2007, prendra la relève du SPS. Le *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) est le seul collisionneur d'ions lourds actuellement en fonctionnement. Il est capable d'accélerer un grand nombre de projectiles, du proton au noyau d'or et de leur fournir jusqu'à 200 GeV d'énergie par nucléon dans le cas des noyaux. Plusieurs résultats obtenus jusqu'à présent laissent supposer la mise en évidence de cette nouvelle phase. La principale difficulté de ce type de collisions provient des nouveaux effets exhibés par la matière nucléaire.

Le laboratoire de physique corpusculaire de Clermont-Ferrand possède une implication importante dans les différentes expériences d'ions lourds. Il possède entre autre une équipe formée de quatre personnes (dont deux permanents) travaillant sur l'expérience *Pioneering High Energy Nuclear and Ion eXperiment* (PHENIX), située à RHIC. En tant que membre de cette équipe, mon travail de thèse a consisté en la simulation et l'étude d'un échantillon statistique suffisant pour aborder l'étude du continuum dimuon dans les collisions $p+p$. Ces collisions sont de première importance car elles servent de référence à la séparation et l'étude des effets de milieu, présents seulement lors de collisions d'ions lourds. Le continuum dimuon présente un certain nombre de pics engendrés par la désintégrations dimuonique de résonances (J/ψ, $\psi\prime$) et plusieurs composantes continues, dont le charme ouvert et le Drell-Yan, contributions principales au fond continu obervé à RHIC. Des simulations sont nécessaires à l'étude de ces composantes continues afin de déterminer, d'une part, une méthode d'extraction de ces contributions des données récoltées et, d'autres part, leurs sections efficaces de production.

Ce mémoire présente une analyse du spectre dimuon observé à PHENIX lors de collisions $p+p$ à 200 GeV dans le centre de masse dans le but d'en extraire les sections efficaces de production des principales composantes. Celles-ci seront au nombre de trois : le J/ψ, le charme ouvert et le Drell-Yan. Ce mémoire est découpé en quatre parties. Dans un premier temps, nous rappelerons le contexte théorique lié aux collisions d'ions louds. Nous donnerons quelques éléments de QCD puis nous présenterons les principaux résultats obtenus dans la physique des collisions d'ions lourds auprès des principales expériences. Le chapitre deux présentera le complexe accélérateur RHIC et plus particulièrement le détecteur PHENIX sur lequel nous avons travaillé. Le chapitre 3 présentera les simulations effectuées. Celles-ci ont été réalisées avec PYTHIA, une description de ce logiciel sera donnée de façon à tenter de déterminer les paramètres les plus importants dans la génération des différents signaux d'intérêts. La partie inhérente à la production de charme sera plus particulièrement détaillée du fait qu'elle représente celle sur laquelle j'ai le plus travaillé. Le chapitre 4 présentera l'analyse des données et l'estimation des sections efficaces pour le J/ψ, le charme ouvert et le DRELL-YAN. Enfin, en conclusion, les principaux résultats et quelques perspectives à cette étude seront présentés.

Chapitre 1

Contexte physique

Sommaire

Dans ce chapitre, nous allons présenter comment les principaux axes de recherches effectués au RHIC, en particulier ceux de PHENIX, s'inscrivent dans une problématique d'une meilleure compréhension de la physique élémentaire. Pour ce faire, nous allons débuter par une présentation succincte du Modèle Standard et plus particulièrement de l'interaction forte en essayant de montrer les zones encore mal comprises de la théorie. Nous nous attacherons par la suite à la physique des quarks lourds, et plus particulièrement à celle du quark c.

1.1 Modèle Standard et partons

1.1.1 Le Modèle Standard

Pour décrire et comprendre la Nature, les physiciens se sont attachés, depuis la fin du XIX^e siècle, à déterminer les constituants élémentaires (les particules élémentaires) dont elle est constituée et à définir les interactions qui régissent leurs comportements (dites interactions fondamentales). Aujourd'hui, la physique est comprise à travers un ensemble de particules élémentaires, classées en deux grandes familles : les fermions (particules de spin demi-entier) et les bosons (de spin entier). Les fermions sont les particules constitutives de la matière – les proton, neutron et électron appartiennent à cette famille. Les bosons, quant à eux, sont les particules porteuses de l'information échangée entre fermions lors d'une interaction (à l'exception, peut-être, du boson de Higgs dont l'interaction avec les autres particules est à l'origine de leurs masses). Quatre interactions, dites fondamentales, ont été dénombrées : la gravitation, la force électromagnétique, la force faible (responsable de la radioactivité $\beta^{\pm}$) et la force forte (cohésion des noyaux). Exceptée la gravitation – qui peut être négligée lors de l'interaction entre particules élémentaires, du fait de la faiblesse de l'intensité de la force gravitationnelle comparée aux autres forces en présence : environ 10^{-38} fois plus faible que la force forte –, le Modèle Standard incorpore les trois autres interactions à travers les comportements quantiques et relativistes des particules. Cela est réalisé grâce à la théorie quantique des champs qui constitue le cadre mathématique du modèle.

La structure de chacune des interactions incluses dans le Modèle Standard est dictée par le groupe de symétrie qui laisse l'action [1] invariante [1, 2, 3]. Ainsi, pour l'interaction électromagnétique, la conservation locale du courant électrique se traduit par une invariance sous le groupe de jauge [2] U(1). La conservation de la charge de couleur, charge existante sous trois formes, est imposée par l'invariance sous le groupe SU(3) pour la théorie de l'interaction forte et la conservation du courant faible se traduit par l'invariance sous SU(2). On différencie ainsi les fermions suivant les interactions auxquelles ils sont sensibles : les leptons (e, μ, τ et leur neutrino associé ν_e, ν_μ et ν_τ) qui sont sensibles à la force électro-faible (unification de la force électromagnétique et de la force faible par Glashow [4], Salam [5] et Weinberg) et les quarks qui sont sensibles en plus à la force forte (puisqu'ils portent une charge de couleur). Les bosons, quant à eux, transmettent l'interaction et sont donc associés à une force donnée : le photon γ pour l'électromagnétisme, le Z^0 et les $W^{\pm}$ pour la force faible et les gluons g^a ($a = 1, \ldots, 8$) pour la force forte [3].

Outre le fait que le Modèle Standard intègre trois des quatre forces dans le même formalisme, son succès a été assuré par sa prédictibilité et son étonnante précision. Néanmoins, des ombres au tableau demeurent, notamment dans la partie du formalisme décrivant l'interaction forte.

1.1.2 Partons et interaction forte

Depuis l'avènement des premiers accélérateurs de particules, dans les années 1950, de nombreux hadrons [3] furent découverts. Le modèle des quarks, basé sur le groupe de symétrie SU(3) [4], fut alors proposé par Gell-Mann et Ne'eman, en 1964, pour pouvoir classer l'ensemble de ces particules [6, 7]. Dans ce modèle, aux deux représentations irréductibles 3 et $\bar{3}$ du groupe SU(3)

[1] La théorie quantique des champs repose sur le principe de moindre action. La minimisation de l'action donne les différents « chemins » possibles pour la particule. À la limite classique, seul un chemin subsiste : c'est la trajectoire, au sens classique du terme.

[2] Le terme de jauge rappelle ici que la solution est connue à une fonction près, ici à une phase près du fait de l'invariance sous le groupe de symétrie U(1) de l'interaction électromagnétique.

[3] La compositivité des hadrons n'étant alors pas connue, un hadron était défini comme une particule sensible à la force forte.

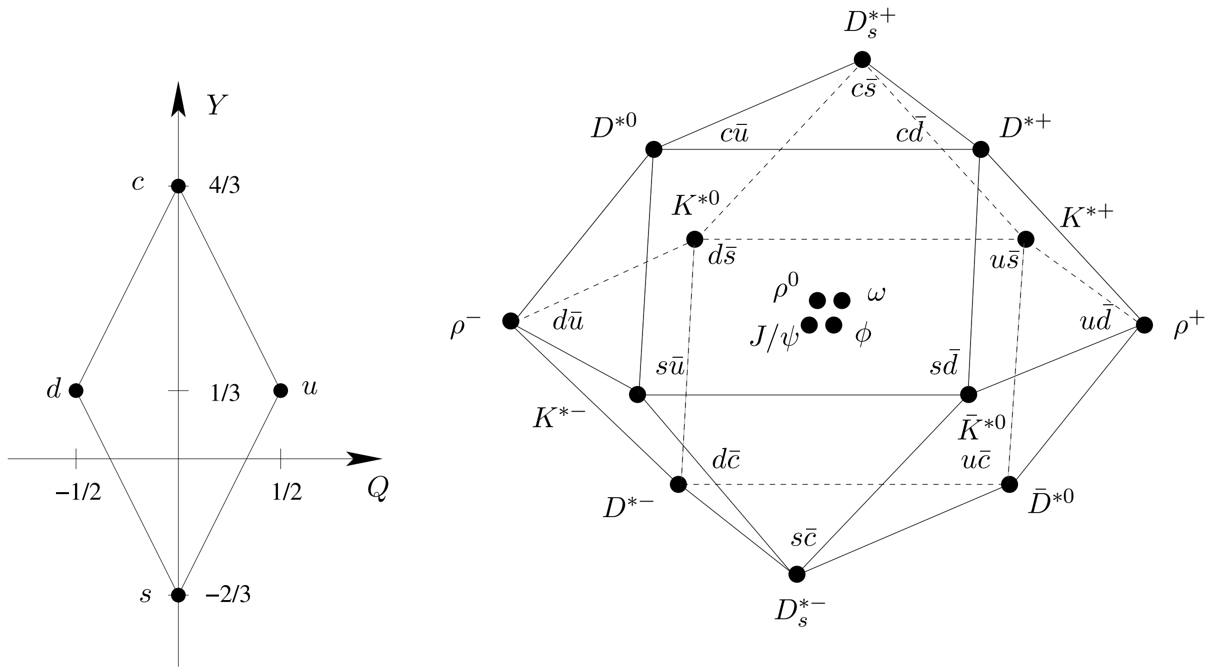
[4] Généralement notée SU$_f$(3) (f pour *flavour*) pour la distinguer d'une seconde symétrie également basée sur le groupe SU(3) et liée à la conservation de la couleur $SU_c(3)$.

sont associées les quarks (u, d, s) (représentation 3) et les anti-quarks $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ (représentation $\bar{3}$). Les hadrons sont alors construits par composition de ces deux représentations et classés en multiplets de $SU_f(3)$:

– les mésons, états $q\bar{q}$ sont obtenues par la composition $3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1$;

– les baryons, états qqq sont obtenues par la composition $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1$.

Ce modèle s'appuie sur la conservation de deux nombres quantiques, la troisième composante de l'isospin $\mathbf{I}_3$ et l'hypercharge [5] Y, et permit de prédire les masses de nouveaux hadrons grâce à la formule de masse de GELL-MANN et OKUBO [7]. Avec la découverte de nouveaux quarks, ce modèle doit être étendu à $SU_f(\mathrm{n}_f)$ avec n_f le nombre de saveurs de quarks. Ainsi, la découverte du quark charmé en 1974, via la découverte du méson J/ψ, état lié $c\bar{c}$, étend le nombre de hadrons connus, leur nombre et leurs caractéristiques pouvant être déterminés grâce à l'extension à $\mathrm{SU}_f(4)$ [6]. La figure 1.1 montre la représentation fondamentale 4, avec les quarks, ainsi que le multiplet contenant les mésons vecteurs.



a. **b.**

FIG. 1.1 - Extension de SU(3) à SU(4) saveur par ajout du quark charmé. La figure **a** montre la représentation fondamentale 4, constituée des quatre quarks. La figure **b** montre le 16-uplet, dans l'espace ($\mathbf{I}_3$, S, C), contenant les mésons vecteurs et donne leur contenu en quarks. Les quatre mésons du centre du multiplet sont une superposition d'états de $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ et $c\bar{c}$.

Malgré sa capacité à classer tous les hadrons connus, ce modèle se heurta rapidement à un nouveau problème. En effet, les quarks étant des fermions, un système de quarks (c'est-à-dire un hadron) doit satisfaire à la statistique de FERMI-DIRAC, c'est-à-dire qu'ils ne doivent pas posséder exactement les mêmes nombres quantiques. Or, certains hadrons sont formés de quarks ayant tous les mêmes nombres quantiques, ce qui est à priori erroné du fait du principe d'exclusion de PAULI. Ainsi le Δ^{++} est formé de trois quarks u ayant chacun un spin $+\frac{1}{2}$. Pour palier à ce problème, GREENBERG proposa d'ajouter aux quarks un degré de liberté supplémentaire : la couleur (pouvant prendre trois valeurs différentes et permettant ainsi au Δ^{++} de satisfaire à la

[5] $Y = 2 \times (Q - I_z)$, avec Q la charge électrique de la particule et I_z la composante suivant z de son isospin.

[6] L'ajout d'un nombre quantique nouveau, en plus de $\mathbf{I}_3$ et du spin S, caractérisant ces nouvelles particules est nécessaire : c'est le charme C.

statistique de Fermi-Dirac) [8]. C'est ainsi que fut introduit la couleur dans le modèle [7]. En 1969, Feynman proposa le modèle des partons [9] afin d'expliquer les expériences de diffusion profondément inélastique. Dans ce modèle, les hadrons sont composites, formés de particules appelées partons [8]. De plus, il prévoit que la distribution des partons au sein du hadron n'est pas affectée par la quantité d'énergie échangée au cours de l'interaction : c'est la loi de *scaling* de Bjorken [10]. Ce comportement fut tout d'abord vérifié dans les expériences du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, USA) mais rapidement une violation de cette loi apparut. Il fallut attendre l'avènement de la QCD (acronyme de l'anglophone *Quantum ChromoDynamics*) pour enfin comprendre cette violation.

1.2 Chromodynamique quantique

1.2.1 Le lagrangien de chromodynamique quantique

Fort du succès prédictif de l'électrodynamique quantique (ou QED pour *Quantum Electro-Dynamics*), la théorie quantique des champs de l'électromagnétisme, les physiciens voulurent construire une théorie de l'interaction forte également basée sur une symétrie de jauge. Ce fut possible dès que le cadre des théories de Yang-Mills fut posé [9] [11].

La QCD est construite sur le groupe $\mathrm{SU_c}(3)$ [10]. Le champ de quarks ψ_f appartient à la réprésentation fondamentale et peut donc exister sous trois couleurs différentes. Le champ de jauge (les gluons) A^μ, appartenant à la représentation adjointe existe sous huit couleurs différentes [11] [12, 13].

La dynamique des quarks est donnée par le lagrangien libre de Dirac [12]

$$\mathscr{L}_{dirac} = \sum_{f=1}^{n_f} \sum_{c=1}^{3} \bar{\psi}_c^f \,(\mathrm{i}\,\gamma^\mu\,\partial_\mu - m_f)\,\psi^{fc} \ , \tag{1.1}$$

où la sommation sur f et c représente les différentes saveurs (*flavours*) et couleurs possibles pour les quarks. On doit alors imposer l'invariance locale du champ de quarks sous un changement de couleur (un quark de couleur « i » devient « j »)

$$q^i(x) \ \rightarrow \ \Big[\exp\{\,\mathrm{i}\,g_s \sum_{a=1}^{8} T^a \Lambda^a(x)\,\}\Big]^{ij} q^j(x) \ , \tag{1.2}$$

les matrices T^a représentent les générateurs du groupe de jauge (on choisit habituellement les matrices de Gell-Mann λ^a avec $T^a = \dfrac{\lambda^a}{2}$) et $\Lambda^a(x)$ est un paramètre de phase arbitraire caractérisant la transformation de couleur. Imposer localement cette invariance conduit à définir la dérivée covariante D_μ

$$\partial_\mu \ \rightarrow \ D_\mu{}^{ij} = \partial_\mu\,\delta^{ij} - \mathrm{i}\,g_s \sum_{a=1}^{8} \big(T^a\big)^{ij} A_\mu^a(x) \ . \tag{1.3}$$

[7] La terminologie de « couleur » vient de l'analogie avec l'optique où la combinaison des trois couleurs « fondamentales » (rouge, vert, bleu), portées par les trois quarks, donne des hadrons « blancs », c'est-à-dire neutre vis-à-vis de la charge de couleur.

[8] L'assimilation des partons aux quarks, anti-quarks et aux gluons ne viendra que plus tard, lorsque les fluctuations quantiques du vide seront prises en compte.

[9] La théorie de Yang-Mills permet la description des théories de jauge basées sur un groupe non-abélien, comme c'est le cas pour toute théorie basée sur un groupe SU(N).

[10] L'indice « c » rappelle que nous considérons ici la symétrie venant de la charge de couleur, non celle venant de la saveur des quarks.

[11] Le groupe $\mathrm{SU_c}(3)$ comprend $3 \times 3 = 9$ générateurs, mais 8 sont linéairement indépendants, on a donc 8 gluons. De plus, parmi ces 8 gluons, on peut noter que deux d'entre eux conservent la couleur.

La dérivée ainsi redéfinie introduit le couplage entre quarks et gluons via le terme

$$g_s \, \bar{\psi}^f \, \gamma^\mu \, \mathbf{T}.\mathbf{A}_\mu \psi^f \ , \tag{1.4}$$

g_s est la constante de couplage de QCD, caractérisant l'intensité de l'interaction. Dans cette équation, la notation de sommation implicite sur la couleur a été utilisée. Enfin, la dynamique du champ gluonique est donnée par le lagrangien de MAXWELL

$$\mathscr{L} \;=\; -\frac{1}{4} \, \mathscr{F}^{\mu\nu\, a} \, \mathscr{F}^{a}_{\mu\nu} \ , \tag{1.5}$$

avec

$$\mathscr{F}^{a}_{\mu\nu} \;=\; \partial_\mu \, A^a_\nu \;-\; \partial_\nu \, A^a_\mu \;+\; g_s \, f_{abc} \, A^b_\mu \, A^c_\nu \ . \tag{1.6}$$

Le dernier terme de cette équation contient la différence fondamentale entre QCD et QED : la possibilité de couplage entre les champs de jauge eux-mêmes.

Le lagrangien de QCD, invariant de jauge, s'écrit alors [12]

$$\mathscr{L}_{QCD} \;=\; -\frac{1}{4} \, \mathbf{F}^{\mu\nu} \, \mathbf{F}_{\mu\nu} \;+\; \sum_{f=1}^{6} \, \bar{\Psi}^f \, (\, \mathrm{i} \, \gamma^\mu \, \mathbf{D}_\mu \;-\; \mathbb{1} \, m_f \,) \, \Psi^f \ . \tag{1.7}$$

Le lagrangien de QCD contient toute l'information sur la théorie de l'interaction forte. Bien que d'apparence très proche de celui de l'électrodynamique quantique, la QCD possède une structure et une phénoménologie bien plus riche que celles de la QED, dues aux différentes symétries du lagrangien – la symétrie de jauge $\mathrm{SU_c}(3)$, qui autorise le couplage des champs de jauge entre eux, la symétrie chirale et la symétrie d'échelle abordées toutes deux § 1.2.3 et § 1.2.4 respectivement. Ce sont ces symétries et leurs brisures qui dictent la structure du vide de la théorie et lui confèrent ses propriétés, incluant les différentes phases de la matière nucléaire, dont la phase plasma de quarks et de gluons très étudiée, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement.

1.2.2 Évolution de la constante de couplage de QCD

De façon similaire à la QED, la constante de couplage de QCD est redéfinie par

$$\alpha_s \;=\; {g_s}^2 / (\, 2 \, \pi \, \hbar \, c) \ . \tag{1.8}$$

La valeur du couplage de la théorie dépend de l'énergie échangée lors de l'interaction. Son évolution en fonction du quadri-moment de transfert Q peut être déduite des équations du groupe de renormalisation [2, 12] :

$$Q^2 \, \frac{\partial \, \alpha_s}{\partial \, Q^2} \;=\; \beta \, (\alpha_s) \ . \tag{1.9}$$

La fonction $\beta \, (\alpha_s)$ peut être déterminée en se plaçant dans le cadre de QCD perturbatif. En considérant le premier ordre en α_s, on obtient

$$\beta \, (\alpha_s) \;=\; - \, b \, \alpha_s^2 \, \left(1 \;+\; \mathscr{O}(\alpha_s^3)\right) \quad \text{avec} \quad b \;=\; \frac{33 \;-\; 2 \, n_f}{12 \, \pi} \ . \tag{1.10}$$

La solution de l'équation (1.9) donne la variation de la constante de couplage en fonction de l'énergie échangée Q

$$\alpha_s(Q^2) \;=\; \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \, \left(\dfrac{33 - 2n_f}{12\pi} \right) \, \ln \left(\dfrac{Q^2}{\mu^2} \right)} \ . \tag{1.11}$$

[12] Comme dans (1.4), les tenseurs en gras signalent que la sommation des indices de couleur a été effectuée.

Dans cette équation, le paramètre μ représente l'énergie à laquelle on renormalise, il constitue ainsi l'échelle à laquelle on observe le système et le degré de détail observé. En effet, les équations du groupe de renormalisations contiennent toute l'information sur les effets des fluctuations quantiques. Ainsi μ permet la connaissance de tous les processus « virtuels », c'est-à-dire issus des effets des fluctuations quantiques dont il faut tenir compte pour le calcul de l'observable physique, ici l'intensité du couplage entre quarks. Néanmoins μ n'est pas un paramètre de la théorie et la valeur d'une observable physique ne doit pas en dépendre. n_f est le nombre de saveurs possibles pour les quarks.

De l'équation (1.11), si le nombre de saveur n'est pas grand ($n_f < 17$), on observe deux comportements distincts, dont celui de « liberté asymptotique », qui permit de valider la symétrie $\mathrm{SU_c}(3)$ comme fondamentale pour l'interaction forte [12, 14]. D'une part, lorsque $Q^2 \gg \mu^2$, la constante de couplage est faible, les partons interagissent très faiblement au sein du hadron : c'est le régime de « liberté asymptotique » ($\alpha_s \ll 1$). C'est dans ce domaine que la QCD permet de reproduire au mieux les résultats expérimentaux (expériences de diffusion profondément inélastique) car la petitesse de la constante de couplage autorise un développement perturbatif. Physiquement, cette « liberté asymptotique » est comprise par l'effet d'écrantage de la charge de couleur dû à la polarisation du vide par les paires quark-antiquark [15, 16] (effet similaire à celui de l'électrodynamique quantique pour la charge de l'électron). D'autre part, lorsque $Q^2 < \mu^2$, la constante de couplage augmente rapidement et diverge lorsque Q devient très faible. Ce domaine est appelé « l'esclavage infrarouge » et le développement en perturbation n'est plus possible. C'est ce comportement de la théorie qui serait à l'origine du confinement des quarks au sein des hadrons [12, 14]. Dans ce régime, on a à faire à un nouveau phénomène, provenant directement du caractère non-abélien de la théorie. En effet, en plus de l'effet d'écrantage de couleur (par les paires quark-antiquark) se rajoute un effet d'anti-écrantage dû aux gluons, eux aussi porteurs d'une charge de couleur. En fait, les deux effets sont en constante compétition, et dans ce régime, l'effet d'anti-écrantage prédomine et le couplage devient très important [15, 16].

La figure 1.2 montre l'évolution de α_s en fonction du quadri-moment de transfert Q. Des points expérimentaux, issus de différentes expériences, sont comparés aux prédictions théoriques. Les deux comportements décrits ci-dessus apparaissent clairement : un couplage faible à grand Q (les partons sont presque libres), et un couplage fort à faible énergie (les partons sont alors confinés).

De manière plus pratique, afin d'estimer la validité du développement perturbatif, on définit le paramètre Λ_{QCD}. Ce paramètre, empirique, vaut environ 200 MeV. En introduisant ce paramètre directement dans la définition du couplage, on obtient [13] :

$$\alpha_s(Q^2) \;=\; \frac{1}{\left(\dfrac{33-2n_f}{12\pi}\right)\ln\left(\dfrac{Q}{\Lambda_{QCD}}\right)^2}\;. \tag{1.12}$$

On peut alors déduire le régime dans lequel un processus donné a eu lieu. Si l'énergie Q^2 mise en jeu est de l'ordre de Λ_{QCD}, la constante de couplage diverge, le régime est alors non-perturbatif. Lorsque Q^2 augmente, α_s diminue. Pour $\alpha_s \ll 1$, le régime est alors perturbatif et le développement en perturbation justifié. Les termes du développement en $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$ seront alors négligeable par rapport aux termes en $\mathcal{O}(\alpha_s^{(n-1)})$. Pour $\alpha_s \sim 0$, les termes dominants seront les termes en α_s^2 : ce sont les termes à l'ordre dominant ou LO, *Leading Order*. Les termes en α_s^3 seront nommés NLO (*Next-to Leading Order*).

[13] on notera que, pour des valeurs de Q^2 élevées, cette équation tend à égaliser l'équation (1.11) définissant le couplage de QCD à partir des équations de renormalisations.

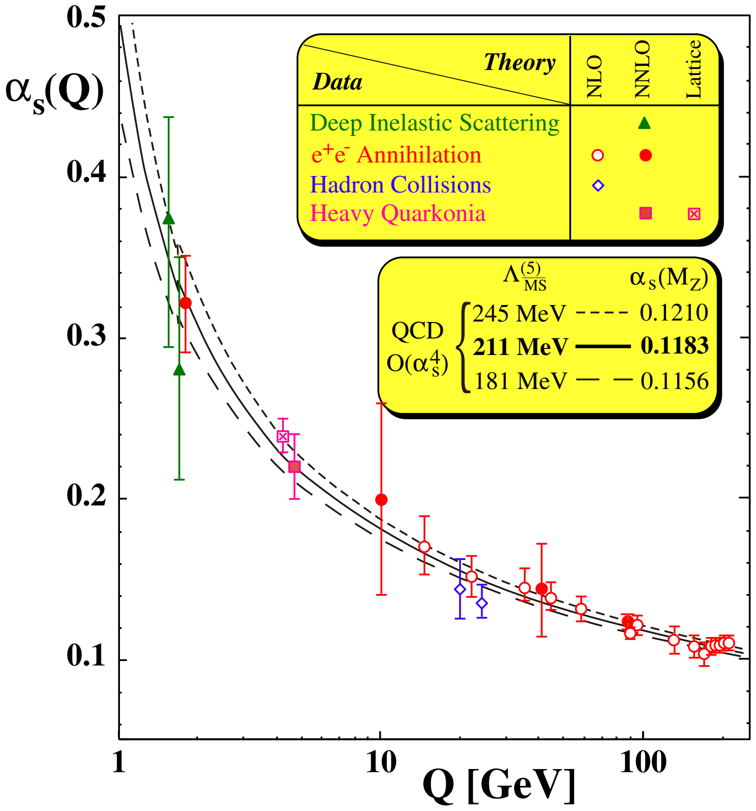


FIG. 1.2 - Évolution de la constante de couplage de QCD en fonction du quadri-moment de transfert.

1.2.3 Symétrie chirale

Le champ de quarks peut se décomposer en composantes de chiralité droite et gauche, ψ_{R} et ψ_{L} respectivement,

$$\psi_{\mathrm{R}} \;=\; \frac{1}{2}\,(1+\gamma_5)\,\psi \quad \text{et} \quad \psi_{\mathrm{L}} \;=\; \frac{1}{2}\,(1-\gamma_5)\,\psi\ . \tag{1.13}$$

Dans la limite de masse nulle pour les quarks, le lagrangien de QCD donné équation (1.7) possède une symétrie supplémentaire $\mathrm{SU_L(n_\mathit{f})} \times \mathrm{SU_R(n_\mathit{f})}$, avec n_f le nombre de saveur de quarks. L'opérateur de chiralité $V_{\mathrm{L,\,R}} \;\in\; \mathrm{SU_{L,\,R}(n_\mathit{f})}$, agissant sur la fonction d'onde fermionique, conserve la chiralité

$$V_{\mathrm{R,\,L}}\,\psi_{\mathrm{R,\,L}} \longrightarrow \psi_{\mathrm{R,\,L}} \quad \text{avec} \quad V_{\mathrm{R,\,L}} \;=\; \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\,\theta^i_{\mathrm{R,\,L}}\,\lambda^i}\ , \tag{1.14}$$

les $\theta^i_{\mathrm{R,\,L}}$ représentent les transformations infinitésimales à partir des deux états de chiralité possibles et λ^i les matrices caractérisant la transformation. Ainsi, on voit que les parties de chiralité différente ne se mélangent pas. La conséquence directe de ce phénomène devrait être un dédoublement du nombre de particules, puisque deux états de chiralité sont accessibles [14, 16]. Or, aucun partenaire chiral n'a été trouvé expérimentalement. Cette symétrie est donc brisée spontanément, au moins dans le domaine non perturbatif. En effet, cette brisure est due à la valeur d'attente dans le vide (*vacuum expection value*) non nulle pour le condensat de quarks [17]

$$\langle\, 0\,|\bar{\psi}\psi\,|\,0\,\rangle \equiv\; \langle\, 0\,|\bar{\psi}_{\mathrm{R}}\psi_{\mathrm{L}} + \bar{\psi}_{\mathrm{L}}\psi_{\mathrm{R}}\,|\,0\,\rangle \,=\, -(240\ \mathrm{MeV})^3\ , \tag{1.15}$$

qui permet le mélange des chiralités. Ainsi la structure du vide « brise » la symétrie chirale [18] et le condensat de quarks constitue le paramètre pertinent pour l'étude de la restauration de cette symétrie (cf. figure 1.5). Cette symétrie devrait être néanmoins restaurée dans une phase de plasma puisque dans celle-ci les effets du vide non perturbatif de QCD disparaissent. La principale conséquence est la perte de la masse effective des particules, et plus particulièrement celles des quarks. En effet, la masse d'un quark de valence est de l'ordre de 300 MeV pour les quarks u et d confinés au sein du nucléon, et seulement de quelques MeV pour les mêmes quarks dits de courant [19].

1.2.4 Invariance d'échelle

Toujours dans la limite chirale de chromodynamique quantique, c'est-à-dire dans la limite de masse nulle pour les quarks, le lagrangien de chromodynamique quantique, équation (1.7), ne possède aucun paramètre dimensioné. La théorie semble donc être invariante d'échelle. Ainsi, d'après le théorème de Noether, un « courant d'échelle » doit être conservé [14], $\partial^\mu s_\mu = 0$. De plus, l'absence de paramètre dimensioné entraîne la nécessité pour les états physiques de la théorie (les hadrons) d'être de masse nulle [15, 16]. Cette symétrie est en faite brisée lors de la quantification de la théorie, ainsi la trace du tenseur énergie-impulsion n'est pas nulle [15, 17]

$$\partial^\mu s_\mu \;\equiv\; \mathrm{tr}\,\Theta^{\,\mu}_{\;\;\mu} \;=\; \frac{\alpha_s}{12\pi}\,\mathbf{F}^{\mu\nu}\,\mathbf{F}_{\mu\nu} \;+\; m\,\bar{\Psi}\Psi\;. \tag{1.16}$$

Cela n'aurait pas de conséquence si les valeurs d'attente dans le vide du condensat de quarks et du condensat de gluons étaient nulles. Mais ce n'est pas le cas comme le montrent les équations (1.15) et (1.24) pour les valeurs d'attente du condensat de quarks et de gluons respectivement. Ces paramètres d'ordre seraient à l'origine de la structure gluonique du vide [18] et dicteraient les propriétès hadroniques. Cette structure adopte un comportement distinct en fonction du domaine d'étude. À faible couplage ou, de façon équivalente, à faible distance, le vide est « vide », la symétrie chirale est restaurée, l'interprétation de la physique en terme de quarks et de gluons est possible. La théorie est alors très prédictive grâce à l'utilisation du développement perturbatif. Au contraire, à fort couplage, ou faible énergie échangée, le vide acquiert alors une structure complexe, il est modifié, altéré par les processus dont il est le siège [20]. Les quarks sont confinés, les particules acquierent une masse effective... On est alors dans le domaine dit non perturbatif, car le développement en série n'est plus possible. Dans ce domaine, le principal outil pour explorer la physique est la QCD sur réseau ; néanmoins des modèles phénoménologiques apportent une compréhension qualitative, voire quantitative.

1.2.5 QCD perturbative et théorème de factorisation

Comme vue précédemment, cf. § 1.2.2 et § 1.2.4, la chromodynamique quantique exhibe deux régimes distincts en fonction de Q^2. Ainsi, pour une faible valeur de α_s, le développement en perturbation permet le calcul de quantités physiques. On fait alors un développement en série de l'observable physique d'intérêt suivant la constante de couplage forte : c'est la QCD perturbative ou pQCD. Néanmoins, pour le calcul d'une section efficace, le confinement des quarks implique des effets non perturbatifs de l'interaction forte qu'il faut prendre en compte. Bien que cette contribution ne soit pas calculable dans le cadre de la QCD perturbative, il a été montré que la section efficace peut, au moins juqu'à l'ordre en $1/Q^2$, être factorisée en une partie décrivant l'interaction à courte distance et calculable par la pQCD et une autre caractérisant l'interaction à longue distance et regroupant les effets non perturbatifs [21]. Ce dernier terme doit prendre en compte les fonctions d'onde hadronique, les fonctions de distribution partonique ainsi que l'hadronisation. La puissance prédictive de la QCD perturbative réside dans le fait que, du point de vue de la théorie, les éléments de matrice caractérisant ces différentes contributions à

[14] D'après le théorème de Noether, à toute symétrie du système correspond une quantité conservée ; ici, un *courant d'échelle* doit donc être conservé.

la partie non perturbative sont universels, c'est-à-dire indépendants du processus. Ainsi, une fois mesurés pour un processus donné, il suffit d'appliquer les équations d'évolution de QCD [15] afin de déterminer leur évolution à une plus grande échelle en énergie [12, 14].

Ainsi la section efficace de production de muons en collisions $p+p$ via la production de quarks lourds s'écrit [22]

$$\frac{E\,\mathrm{d}\sigma(p+p \to Q \to \mu)}{\mathrm{d}\,p^3} = \frac{E_Q\,\mathrm{d}^3\sigma(Q)}{\mathrm{d}\,p_Q^3} \otimes D\,(Q \to H_Q) \otimes f\,(H_Q \to \mu)\;, \tag{1.17}$$

où le symbole $\otimes$ dénote une convolution simple. Le premier terme décrit la section efficace de production pour un quark lourd Q donné et est déterminé par QCD perturbative. Le second terme prend en compte tous les effets non perturbatifs et, en particulier, permet l'hadronisation du quark en H_Q. Enfin, le dernier terme représente simplement le rapport d'embranchement du hadron H_Q formé en muon.

1.2.6 Confinement et plasma de quarks et de gluons

La transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons (ou QGP pour l'anglophone *Quarks Gluons Plasma*) peut être comprise à partir d'un modèle simple : « le modèle du sac ». Dans ce modèle [23], la phase hadronique est représentée par un gaz parfait de pions. La loi de Stefan-Boltzmann permet d'obtenir la relation entre la pression et la température de ce gaz :

$$p_\pi = 3 \times \frac{\pi^2}{90} \times T^4\;. \tag{1.18}$$

Le facteur 3 tient compte des trois états possibles pour le pion (π^0, π^+ et π^-). De même, la phase plasma est caractérisée par un gaz parfait de quarks et de gluons :

$$\begin{aligned} p_{quarks\ gluons} &= \left(2 \times 8 + \frac{7}{8}\,(3 \times n_f \times 2 \times 2)\right) \times \frac{\pi^2}{90} \times T^4 - \mathfrak{B} \\ &= \left(16 + \frac{21}{2} \times n_f\right) \times \frac{\pi^2}{90} \times T^4 - \mathfrak{B}\;. \end{aligned} \tag{1.19}$$

Le premier terme entre parenthèses tient compte du spin (2 états) et de la couleur (8 états) pour les gluons, et le second terme décrit les degrés de libertés associés aux quarks : 3 couleurs, n_f saveurs, 2 spins et 2 pour la dégénérescence particule-antiparticule (le facteur de 7/8 ne servant qu'à assurer la bonne statistique pour les quarks). Enfin, la constante du sac $\mathfrak{B}$ tient compte de la différence de pression entre le vide physique et l'état fondamental pour le plasma.

En thermodynamique, l'équilibre d'un système est atteint lorsque son énergie libre a été minimisée, sa pression étant alors maximisée. La figure 1.3 donne l'évolution de la pression et de la densité énergétique de ce modèle lors de la transition de phase. La transition de phase apparaît pour une température T_c, température à partir de laquelle la phase plasma permet de maximiser la pression. Le modèle donne

$$T_\mathrm{c} = \left(\frac{45}{38\,\pi^2}\right)^{1/4} \times \mathfrak{B}^{1/4} \simeq 0.59 \times \mathfrak{B}^{1/4}\;. \tag{1.20}$$

À partir de la spectroscopie de hadrons, la constante du sac est estimée à $\mathfrak{B}^{1/4} \simeq 0,2$ GeV, ce qui permet d'obtenir une température critique de transition de phase

$$\begin{aligned} T_\mathrm{c} &\simeq 145\ \text{MeV} \quad \text{pour un plasma avec 2 saveurs de quarks [15],} \\ T_\mathrm{c} &\simeq 118\ \text{MeV} \quad \text{pour un plasma avec 6 saveurs de quarks.} \end{aligned} \tag{1.21}$$

[15] Il s'agit des équations DGLAP, pour Dokshitzer Gribov Lipatov Altarelli Parisi, noms des physiciens les ayant mises en évidence.

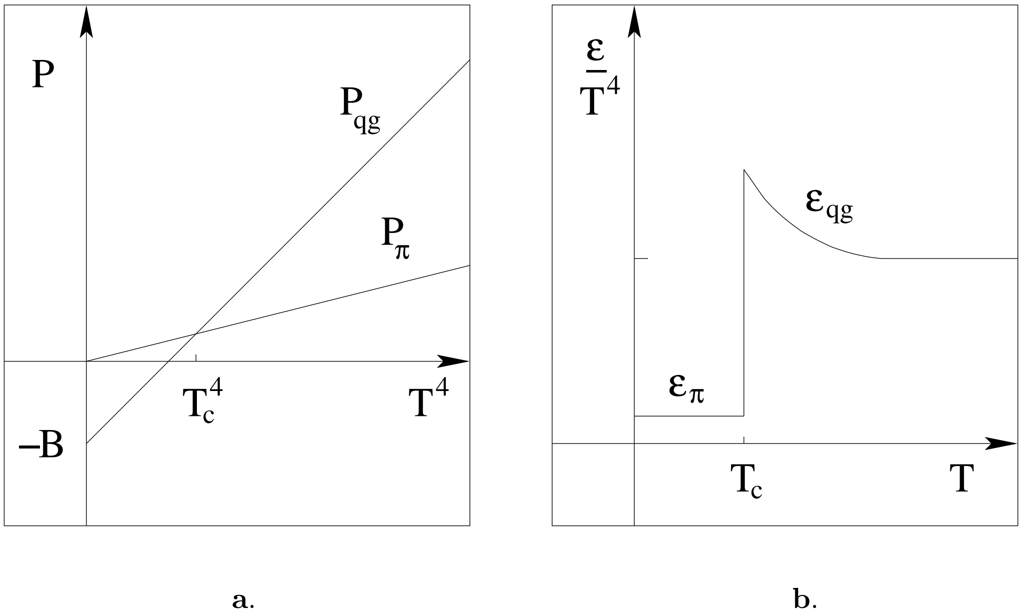


FIG. 1.3 - Pression (graphe **a**) et densité d'énergie (graphe **b**) pour la transition de phase d'un gaz parfait de pions vers un QGP.

Dans ce modèle, par construction, on obtient une transition de phase du premier ordre. La différence entre les densités d'énergie, figure 1.3, représente la chaleur latente nécessaire à la libération des degrés de libertés partoniques. Ces densités d'énergie peuvent être calculées :

$$\begin{aligned} \varepsilon_\pi &= 3 \times \frac{\pi^2}{30} \times T^4 && \text{pour la phase gaz de pions,} \\ \varepsilon_{quarks\ gluons} &= \left(16 + \frac{21}{2} \times n_f\right) \times \frac{\pi^2}{30} \times T^4 + \mathfrak{B} && \text{pour la phase plasma.} \end{aligned} \tag{1.22}$$

Ces quantités ont pu être déterminées dans l'approximation du gaz parfait (constituants sans interaction), l'équation d'état est alors donnée par $\varepsilon = 3 \times p$. Néanmoins, on peut noter pour la phase plasma une déviation par rapport à ce modèle du gaz parfait [23]

$$\varepsilon - 3\,p = 4\,\mathfrak{B} \,. \tag{1.23}$$

Cet écart n'est pas un artefact du modèle. Au contraire, il traduit l'existence d'un vide non trivial pour QCD, cf. § 1.2.4. La valeur d'attente dans le vide non nulle pour le condensat de gluons [24], terme en $\mathbf{F}^{\mu\nu}\,\mathbf{F}_{\mu\nu}$ dans l'équation (1.16), instaure une pression et une densité énergétique non nulle dans le vide qui confinent les partons au sein du hadron. Cet effet du vide de QCD est traduit dans « le modèle du sac » par le paramètre $\mathfrak{B}$ [17] :

$$48\,\mathfrak{B} \equiv \langle\, 0\, |\frac{\alpha_s}{\pi}\, \mathbf{F}^{\mu\nu}\, \mathbf{F}_{\mu\nu}\, |\, 0\, \rangle \approx 0,02 \text{ GeV}^4 \,. \tag{1.24}$$

Malgré la simplicité du modèle, la valeur de la température trouvée pour la transition de phase est proche des estimations plus réalistes effectuées grâce à la QCD sur réseau.

1.2.7 QCD sur réseau

La QCD sur réseau permet une approche statistique de l'interaction forte pour les systèmes complexes (QCD sur réseau à température et/ou densités finies). Elle donne ainsi accès aux caractéristiques thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons à l'équilibre, et ce, directement à partir du lagrangien de QCD grâce à l'évaluation numérique des intégrales de chemin. Le point de départ est l'amplitude de transition exprimée dans le formalisme des intégrales de chemin de Feynman. Elle permet la détermination de la fonction de partition définie dans l'espace minkowskien [25]

$$Z = \int \mathscr{D}A^a_\mu(x)\ \mathscr{D}\bar{\psi}(x)\ \mathscr{D}\psi(x)\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\int \mathrm{d}^4x\ \mathfrak{L}[A^a_\mu,\bar{\psi},\psi]}\ , \tag{1.25}$$

où le terme de phase représente l'action classique devant être intégrée sur tous les chemins possibles pour les différents champs $A^a_\mu(x)$, $\psi(x)$ et $\bar{\psi}(x)$. Le principe de Pauli est satisfait pour les champs fermioniques $\psi(x)$ et $\bar{\psi}(x)$ en imposant la relation

$$\psi(x_1)\,\psi(x_2)\ +\ \psi(x_2)\,\psi(x_1)\ =\ 0\ , \tag{1.26}$$

idem pour $\bar{\psi}(x)$. À partir de l'équation (1.25), on peut déduire la fonction de partition dans l'ensemble grand canonique en remplaçant dans l'équation le temps t par le temps imaginaire τ : $t \to \mathrm{i}\tau$ [16] [25, 26]

$$\mathcal{Z} = \int \mathscr{D}A^a_\mu(x)\ \mathscr{D}\bar{\psi}(x)\ \mathscr{D}\psi(x)\ \mathrm{e}^{-\int_0^\beta \mathrm{d}\tau \int \mathrm{d}^3x\ \mathfrak{L}_{\mathbb{E}}[A^a_\mu,\bar{\psi},\psi]}\ . \tag{1.27}$$

La justification de cette substitution vient de la constatation que l'opérateur de densité $\hat{\rho} = \mathrm{e}^{-\beta\hat{H}}$ avec $\mathcal{Z} = \mathrm{tr}\hat{\rho}$ est formellement identique à l'opérateur d'évolution (dans le temps) en mécanique quantique : $\mathrm{e}^{\mathrm{i}\hat{H}t}$ avec le changement $t \to \mathrm{i}\beta$. Le lagrangien euclidien $\mathfrak{L}_{\mathbb{E}}$ est obtenu de l'équation (1.7) dans laquelle on a substitué la dérivée par rapport au temps à celle par rapport au temps imaginaire [17] : $\partial_t \to -\mathrm{i}\partial\tau$. L'expression (1.27) est jusque là exacte. Mais l'intégration doit se faire sur tous les chemins d'espace-temps possibles, c'est-à-dire sur une infinité. Le problème est alors contourné en discrétisant l'espace-temps en un réseau de $N^3_{espace} \times N_\tau$ points, réduisant ainsi le nombre de chemins possibles et donc permettant l'évaluation de l'intégrale. Une fois l'intégration effectuée, on peut déterminer les caractéristiques thermodynamiques du système, telles que la densité d'énergie ε, la pression p ou l'entropie s à partir de la fonction de partition, par dérivation de celle-ci [27]. La température physique dépend, dans ce cadre, des paramètres du réseau, et s'écrit [18]

$$T\ =\ \frac{1}{\ell \cdot N_\tau}\ , \tag{1.28}$$

avec ℓ le pas du réseau. Avec la même méthode que celle utilisée pour obtenir l'équation (1.27), on peut déterminer et étudier toute observable $\hat{O}$ dépendant des champs $A^a_\mu(x)$, $\psi(x)$ et $\bar{\psi}(x)$ en formant la quantité

$$\langle\, 0 \,|\, \hat{O} \,|\, 0\, \rangle\ =\ \mathrm{tr}\,(\hat{\rho}\,\hat{O})\ , \tag{1.29}$$

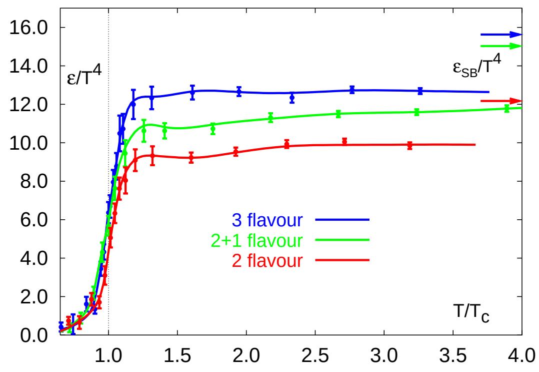
l'évaluation numérique se faisant au moment de l'intégration. Nous verrons ainsi que suivant le comportement de QCD étudié, certaines variables se révèlent plus appropriées.

La figure 1.4 montre les résultats obtenus par cette méthode pour l'étude du déconfinement. Le graphe de gauche montre l'évolution de la densité d'énergie en fonction de la température du système. Une brusque augmentation de la densité énergétique signe la libération des degrés de libertés partoniques et donc la transition de phase. Cette dernière dépend fortement des masses attribuées aux quarks. Pour deux saveurs légères (quarks u et d) et une de masse infinie (pour le quark s), la transition est continue pour μ_{B} faible puis devient du premier ordre lorsque celui-ci augmente. Pour trois saveurs de quarks légers, la transition est partout du premier ordre.

[16] Ce qui nous conduit également à redéfinir l'intervalle d'intégration, ainsi $[0,\ +\infty] \to [0,\ \beta = \frac{1}{T}]$.

[17] Il s'agit en fait de la rotation de Wick qui permet de passer de l'espace minkowskien à l'espace euclidien.

[18] De façon plus précise, la température dépend également du passage à la limite $\ell \to 0$ et est fixée par une quantité physique, comme la masse d'un hadron par exemple.



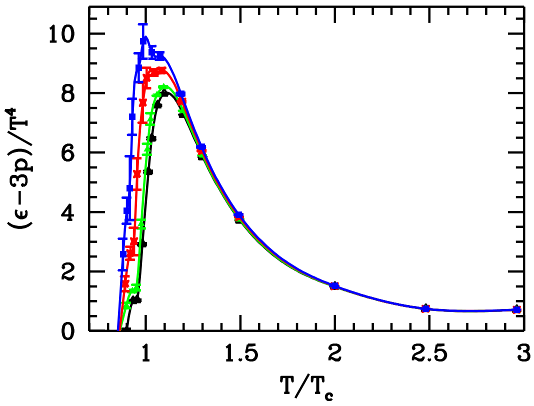


FIG. 1.4 - À gauche : densité d'énergie en fonction de la température. Les flêches à droite indiquent le cas limite du gaz parfait. La courbe rouge (basse) représente deux saveurs de quarks légers, la bleue (haute) trois saveurs légères et la verte (au milieu) deux saveurs légères et une plus lourde. À droite : déviation de l'équation d'état du QGP par rapport à celle du gaz parfait pour $\mu_{\mathrm{B}} = 0,\ 210,\ 410,\ 530$ MeV (de bas en haut) en fonction de la température pour un QGP de 2+1 saveurs de quarks [28].

La transition reste indéterminée pour une masse réaliste pour le quark s mais des simulations récentes semblent être en faveur du premier scénario [29]. Le graphe de droite (toujours 1.4) montre la déviation de l'équation d'état du QGP comparée à celle d'un gaz parfait de quarks et de gluons. La déviation importante lors de la transition de phase indique la criticité du phénomène et la corrélation entre les constituants du système. Même après la transition de phase, le système reste fortement lié, indiquant une forte interaction entre les partons. On est donc loin de l'image « naïve » d'un plasma faiblement interagissant [17, 30].

Comme indiqué précédemment, la QCD sur réseau permet une approche statistique d'un système de quarks et de gluons et utilise, de ce fait, les méthodes de la physique statistique. Ainsi, pour confirmer que l'augmentation brusque de la densité d'énergie correspond à la transition de phase, on va définir les paramètres d'ordre associés au déconfinement et à la restauration de la symétrie chirale [26, 31] :

- en l'absence de quarks légers, c'est-à-dire dans le cas limite où $m_q \to \infty$, le potentiel de couleur entre deux quarks se réduit à $V(r) \sim \sigma r$ pour $T < T_{\mathrm{c}}$ et devient nul pour $T > T_{\mathrm{c}}$. La valeur d'attente de la boucle de POLYAKOV définie par [26]

$$\langle\, 0\, |\mathrm{L}(T)\, |\, 0\, \rangle \equiv \lim_{r\to\infty} \mathrm{e}^{-V(r,T)/T} \;=\; \begin{cases} 0\ , & \text{les partons sont confinés,} \\ \mathrm{L}(T) > 0\ , & \text{les partons sont déconfinés,} \end{cases} \tag{1.30}$$

  constitue alors un paramètre d'ordre pour le confinement. En fait, $\mathrm{L}(T)$ possède un comportement très similaire à la magnétisation pour un système de spin et renseigne si le lagrangien de QCD possède la symètrie globale $Z(3) \in \mathrm{SU}(3)$ ou si cette symétrie est brisée pour l'état considéré [19] ;
- à l'opposé, lorsque $m_q \to 0$, $\mathscr{L}_{\mathrm{QCD}}$ possède une nouvelle symétrie, la symétrie chirale. Le condensat chiral $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ renseigne sur le terme de masse effective dans $\mathscr{L}_{\mathrm{QCD}}$ et constitue ainsi le paramètre d'ordre associé à la symétrie chirale

$$\langle\, 0\, |\bar{\psi}\psi\, |\, 0\, \rangle \;=\; \begin{cases} K(T) > 0\ , & \text{la symétrie chirale est brisée,} \\ 0\ , & \text{la symétrie chirale est restaurée.} \end{cases} \tag{1.31}$$

[19] Le comportement critique d'un système de spin basé sur la symétrie SU(N) est caractérisé par la brisure d'une symétrie globale $Z(\mathrm{N})$ [32].

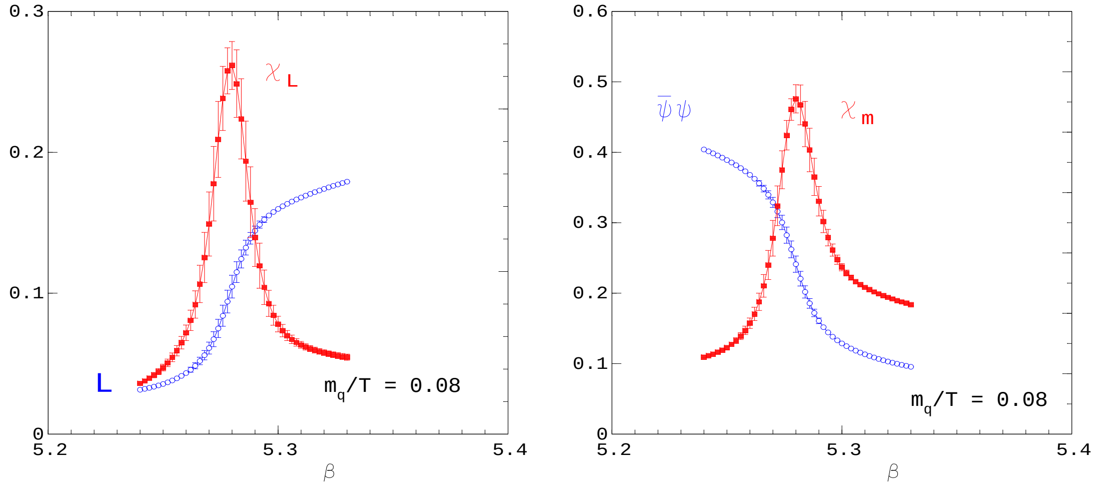


FIG. 1.5 - Évolution des paramètres d'ordre L et $\bar{\psi}\psi$ et de leur susceptibilité, associés respectivement au déconfinement et à la restauration de la symétrie chirale, en fonction de β ($\sim \frac{1}{T}$). Les pics exhibés par les susceptibilités permettent de situer plus facilement la température critique de changement de phase.

La figure 1.5 montre l'évolution des paramètres d'ordre L(T) et $\langle\bar{\psi}\psi\rangle(T)$ obtenus par QCD sur réseau ainsi que leur susceptibilité correspondante [31],

$$\chi_{\mathrm{L}} \;=\; V\,(\langle \mathrm{L}^2\rangle - \langle \mathrm{L}\rangle^2) \quad \text{et} \quad \chi_{\mathrm{m}} \;=\; \sum_{f=1}^{n_f} \frac{\partial\langle\bar{\psi}_f\psi_f\rangle}{\partial m_f}\;. \tag{1.32}$$

Le volume V dépend des paramètres du réseau, il s'écrit

$$V \;=\; (\ell \cdot N_{espace})^{\,3}\;, \tag{1.33}$$

avec ℓ, le pas du réseau et N_{espace} le nombre de points du réseau pour la partie espace. La détermination des températures de transitions se fait plutôt grâce aux susceptibilités, celles-ci exhibant un pic net lors de la transition de phase. On peut ainsi remarquer que les températures respectives de transition de phases sont égales $T_{\mathrm{c}} = T_{\chi}$. Cette observation avait déjà été faite grâce à QCD sur réseau à température finie pour des potentiels chimiques baryoniques nuls $\mu_{\mathrm{B}} = 0$. Cette caractéristique surprenante serait en fait une propriété à part entière de QCD. En effet, elle serait due à une corrélation entre les 2 paramètres d'ordre : l'introduction d'une masse effective pour les quarks (brisure de la symétrie chirale) a pour effet de créer un champ externe qui tend à ordonner L(T) (d'où le confinement) [33].

Les calculs récents donnent une température critique $T_{\mathrm{c}} \approx 170$ MeV pour deux saveurs de quarks de masse faible dégénérée à $\mu_{\mathrm{B}} = 0$, et une légèrement plus faible pour trois saveurs :

- 2 saveurs : $T_{\mathrm{c}} \;=\; \begin{cases} (171 \pm 4)\ \text{MeV [34]}\;, \\ (173 \pm 8)\ \text{MeV [35]}\;; \end{cases}$
- 3 saveurs : $T_{\mathrm{c}} \;=\; (154 \pm 8)$ MeV [35] .

La température de transition pour le cas à deux saveurs légères et une lourde, noté 2+1, est très proche de celle obtenue pour deux saveurs. L'erreur reportée est seulement statistique et ne tient donc pas compte de l'erreur systématique engendrée par la discrétisation du réseau.

1.2.8 Diagramme de phase de QCD

La QCD sur réseau est l'outil de prédilection pour l'exploration du diagramme de phase de la matière nucléaire. Elle permet d'obtenir des renseignements quantitatifs sur les modifications du vide grâce, entre autres, à l'évolution des paramètres d'ordre L et $\langle\bar{\psi}\psi\rangle$ associés au déconfinement et à la brisure de la symétrie chirale. Il est ainsi possible de tracer le diagramme d'état de la matière nucléaire en fonction de paramètres thermodynamiques tels que la densité en énergie ε ou la température T et le potentiel chimique baryonique μ_{B}. La figure 1.6 présente un croquis du diagramme de phase. On suppose qu'il se compose d'au moins trois phases [23, 29] :

- une phase isolante, car les états physiques sont neutres vis-à-vis de la couleur, c'est la phase de gaz hadronique, à faibles T et μ_{B} $(0 < \mu_{\mathrm{B}} \lesssim 1,5)$;
- une phase conductrice, c'est la phase plasma, pour les températures élevées, les quarks y seraient déconfinées ;
- une phase superconductrice, très dense pour μ_{B} élevé et une température faible, dans laquelle les quarks s'organisent en paires de COOPER.

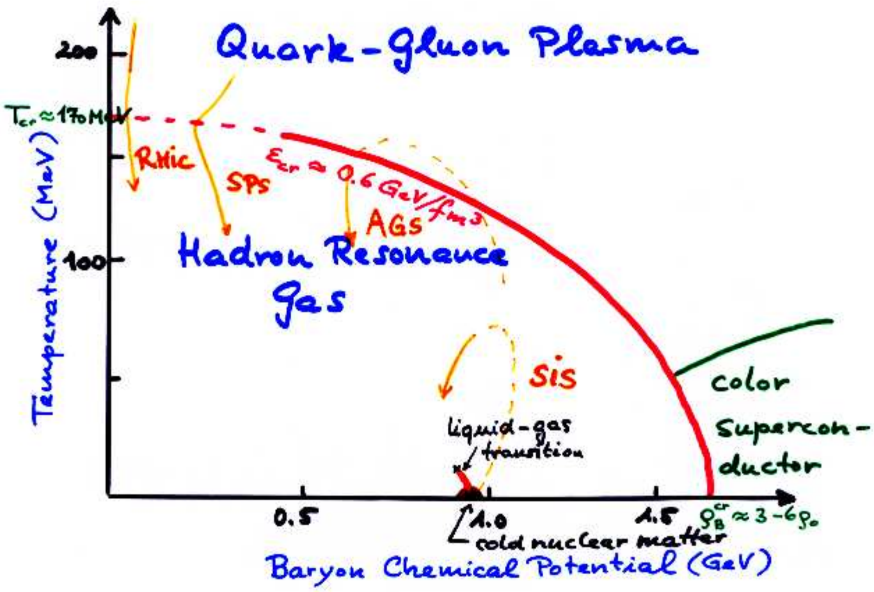


FIG. 1.6 - Diagramme de phases de la matière nucléaire ; croquis extrait de [25].

À l'heure actuelle, les calculs sont effectués pour deux à trois saveurs de quarks, les deux premières saveurs ayant une masse nulle, la troisième ayant quelquefois une masse nulle, mais le plus souvent infinie ou, en tout cas, très supérieure à la masse physique du quark s. Néanmoins, malgré ces approximations, il est possible de décrire, au moins qualitativement le diagramme de phase. La transition de phase entre le gaz de hadrons et le plasma serait continue à faible μ_{B} et deviendrait du 1^{er} ordre pour les μ_{B} plus importants. À la séparation entre ces deux régimes se trouve un point critique, probablement du second ordre [36]. Il serait le siège de phénomènes de type opalescence critique et pourrait être caractérisé par des signatures non-ambiguës lors de collisions d'ions lourds [37]. Enfin, ce point se déplaçerait vers la gauche du diagramme lorsqu'on fait tendre la masse du quark s vers sa masse physique [29, 36]. La masse donnée aux quarks est en effet un paramètre important qui a une incidence directe sur l'ordre de la transition, cf. § 1.2.7 et [29]. Comme en thermodynamique statistique, l'ordre de la transition est définie par rapport à la continuité des dérivées de la fonction d'état utilisée pour décrire le système, ici le logarithme de la fonction de partition, $\ln\mathcal{Z}$. Ainsi, la dérivée de cette dernière par rapport à la masse d'une saveur de quark donne la valeur moyenne du condensat de quarks de cette saveur et son évolution renseigne sur la transition. Le graphe de gauche de la figure 1.5 donne une transtion continue (pas de discontinuité) qui s'étalerait en fait sur un intervalle en énergie de l'ordre de 20 MeV. Dans cette partie du diagramme de phase, c'est-à-dire lorsque $\mu_B \to 0$, le système ne subit pas « réellement » de transition de phase. Une transition de phase est définie à partir du moment où une quantité caractérisant le système subit une discontinuité [20]. Cette transition de phase engloberait à la fois le déconfinement et la restauration de la symétrie chirale. Enfin, cette transition serait obtenue à partir d'une température de l'ordre de 170 MeV (cf. les valeurs données ci-dessus) pour les potentiels chimiques baryoniques faibles ou pour une densité énergétique d'au moins 0,6 GeV/fm^3. Il est fait souvent référence aux collisions d'ions lourds comme un moyen de recréer en laboratoire la genèse de l'Univers. En effet, celui-ci, à ses débuts, juste après le *Big Bang*, aurait été dans un état de densité d'énergie et de température presque infinies. Ainsi, durant ces premières micro-secondes, les quarks ne pouvaient pas se lier pour former des hadrons. La matière se serait donc présentée sous une forme de plasma de quarks et de gluons. L'asymétrie matière-antimatière étant alors inexistante, le potentiel baryonique μ_B était nul et l'Univers aurait suivi une trajectoire verticale sur le diagramme de phase à $\mu_B = 0$. La température diminuant drastiquement avec son expansion, les quarks auraient finalement finis par s'assembler pour former des nucléons. Enfin, la phase superconductrice, pour μ_B élevé et T faible, est la moins connue. La transition entre cette phase et la phase plasma (atteinte pour des températures plus élevées) serait du premier ordre [29]. Par contre, peu d'informations sont disponibles quant à l'ordre de la transition vers le gaz hadronique. De plus, il semblerait que cette phase soit en fait constituée de plusieurs phases distinctes [29, 38], toutes superconductrices. Cette méconnaissance est en partie due au fait que cet état n'est pas accessible à l'expérience. Mais elle intéresse néanmoins beaucoup les astrophysiciens. En effet, due à la densité excessive de la matière nucléaire dans le cœur de certaines étoiles (comme les étoiles à neutrons), les scientifiques pensent que celle-ci pourrait se trouver dans un état analogue [29, 38]. Dans certaines conditions, la présence du quark s pourrait devenir importante pour comprendre la structure de l'astre. Un nouveau type d'astre est ainsi né : les étoiles étranges. Une des observations clé pour cette recherche est l'irrégularité de la fréquence de rotation de l'étoile, cette fréquence subissant des sauts. Ces sauts se traduiraient par l'émission de « bouffées » de rayons X [38]. Enfin, on notera l'existence d'une transition liquide-gaz du 1$^{\text{er}}$ ordre pour des valeurs de $\mu_{\mathrm{B}} \approx 940$ MeV (matière nucléaire « normale »), transition qui devient rapidement continue.

Sur le diagramme d'état de QCD, donné figure 1.6, sont indiquées, de façon qualitative, les trajectoires suivies lors d'une collision centrale noyau sur noyau réalisée par différents dispositifs expérimentaux : au SIS, à l'AGS, au SPS et enfin au RHIC. Il est à noter que la partie pointillée de ces trajectoires, représentant l'évolution de la collision hors-équilibre (thermodynamique) ne devrait pas être représentée sur le diagramme et ne constitue donc qu'une information spéculative sur l'évolution de la collision.

1.2.9 Physique du spin

Un autre aspect incompris de la QCD est l'origine et la répartition du spin au sein des nucléons. La structure en spin du proton a été étudiée, depuis les années 70, grâce aux expériences de diffusions profondément inélastiques. On pensait alors que le spin du proton (égal à 1/2) était principalement porté par les trois quarks de valence. Mais il s'avéra que la contribution des quarks (légers, c'est-à-dire u, d et s) au spin du proton $\Delta\Sigma$ était bien plus faible que la valeur attendue, de l'ordre de 1. En effet, la règle de somme du moment cinétique angulaire donne [24, 39]

$$\frac{1}{2} \;=\; \frac{1}{2}\,\Delta\Sigma \;+\; \Delta G \;+\; \langle\, L_Z \,\rangle\;, \tag{1.34}$$

avec [39],

$$\Delta\Sigma = 0,31 \pm 0,07\;. \tag{1.35}$$

Cette découverte inattendue a été nommée « crise du spin ». La contribution manquante au spin est supposée venir des gluons ΔG d'une part, et/ou, d'une résultante des moments cinétiques des

[20] Si on a une discontinuité de la dérivée première de la fonction d'état, on parle de transition du 1$^{\text{er}}$ ordre, une discontinuité de la dérivée seconde est nommée transition du second ordre.

partons au sein du proton. La détermination de la contribution des gluons au spin est difficile pour les expériences de diffusions profondément inélastiques, du fait d'incertitudes théoriques importantes. Il convient donc de trouver d'autres méthodes pour la détermination de ΔG. Parmi les possibilités existantes, la mesure de la double asymétrie longitudinale du spin [21] A_{LL} peut être réalisée en collisionneur [40, 41]. L'asymétrie de spin est en fait le rapport de la section efficace d'un processus avec les particules résultantes polarisées sur cette même section efficace mais sans polarisation des particules dans l'état final. Cette quantité aide à la détermination de la probabilité de trouver tel ou tel parton avec une hélicité donnée [40] (détermination des fonctions de structure partonique polarisées).

1.3 Collisions d'ions lourds ultra-relativistes

1.3.1 Enjeu des collisions d'ions lourds

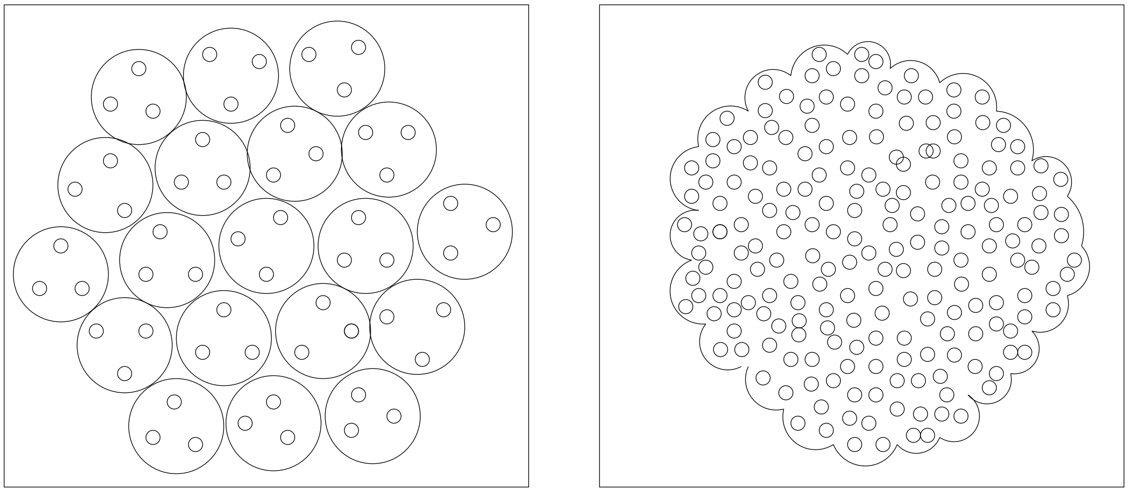
Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, comme celles réalisées au RHIC, permettent l'étude de la matière nucléaire sous des densités d'énergie et/ou des températures très supérieures à celles de la matière nucléaire atomique. En effet, après collision, la densité d'énergie du milieu formé, atteinte à RHIC pour une collision centrale est estimée à environ 15 GeV/fm^3 [42], à comparer à celle de la matière nucléaire ordinaire qui est d'environ $0,16$ GeV/fm^3. Dans de telles conditions, les fonctions d'onde des nucléons se recouvreraient, permettant ainsi aux partons de se déplacer librement dans un espace beaucoup grand (dans le volume créé par le recouvrement de tous ces nucléons) et les autorisant donc à quitter le nucléon auquel ils appartenaient initialement [23]. Le degré de liberté du système, au moins localement, devient le parton : la matière nucléaire se trouve alors sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. La figure 1.7 en donne une illustration schématique.

Ces collisions fournissent donc un environnement d'étude nouveau, permettant un traitement théorique car la constante de couplage est faible mais révélant les aspects non-linéaires de la théorie dus aux intenses champs de couleurs engendrés par un phénomène de saturation partonique [16]. La figure 1.8 illustre schématiquement ce nouveau domaine d'étude. En effet, jusqu'à récemment, la physique nucléaire s'intéressait à la fois mais séparément au comportement des noyaux, de numéros atomiques accessoirement élevés, dans des conditions thermodynamiques « ordinaires » (axe verticale sur la figure 1.8), ou au comportement de la matière nucléaire lors de processus mettant en jeu des moments de transferts importants, comme en collision profondément inélastique (axe horizontal). Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent ainsi l'accès à la fois à des systèmes mettant en jeu un nombre importants de nucléons, dans des conditions thermodynamiques extrêmes. On peut donc souligner deux principaux champs d'étude [43] :

- l'étude de l'évolution (non linéaire) et de la saturation de la densité partonique au sein des noyaux avant collision – modèle du CGC (acronyme pour *Color Glass Condensate*). Cette description des noyaux apporte les conditions initiales à la compréhension de l'évolution du système après collision ;
- la production en laboratoire et l'étude de la matière nucléaire sous une nouvelle phase (la phase « déconfinée »), la transition entre les deux phases et l'évolution du système jusqu'à l'hadronisation des particules détectées par le dispositif expérimental.

Le tableau 1.1 donne les caractéristiques des principaux accélérateurs auprès desquels les collisions d'ions lourds sont et seront étudiées. Chaque accélérateur permettant d'atteindre et donc d'explorer un nouveau domaine en énergie.

[21] L'indice L rappelle qu'on considère ici une polarisation initiale longitudinale.



a. **b.**

Fig. 1.7 - Matière nucléaire, dite « normale », en tant qu'amas de nucléons fortement lié (graphe **a**), et sous une pression et/ou une température extrême, atteinte lors de collisions d'ions lourds, graphe **b** [23].

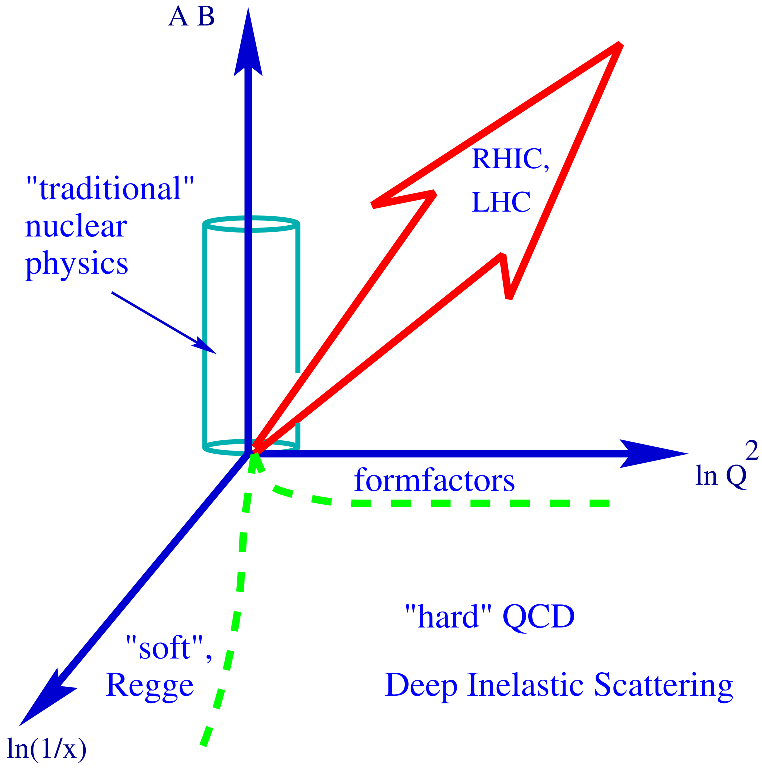


Fig. 1.8 - Domaine d'étude de QCD atteint grâce aux collisions d'ions lourds ; l'axe vertical est le produit des nombres atomiques du projectile et de la cible, les axes horizontaux sont respectivement le quadri-moment de transfert Q^2 et la rapidité $y = \ln(1/x)$ (x étant la variable de Bjorken) ; croquis extrait de [16].

Machines	SPS(CERN)	RHIC (BNL)	LHC(CERN)
$\sqrt{s}$ (GeV/nucléon)	$17,8$	200	5500
ε (GeV/fm^3)	$3,5$	5-15	20-30
τ_0 (fm/c)	~ 1	$\sim 0,2$	$\sim 0,1$
τ_{QGP} (fm/c)	~ 1	2-4	>10

Tab. 1.1 - Énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$, densité d'énergie atteinte ε, temps de formation du plasma τ_0 et durée de vie de celui-ci τ_{QGP} pour des collisions centrales produites auprès des principaux accélérateurs hadroniques [44, 45, 46, 47]. L'estimation de l'énergie atteinte se base sur l'hypothèse de formation du plasma après un temps de 1 fm/c après la collision.

1.3.2 Évolution d'une collision

On peut distinguer plusieurs étapes lors de l'évolution de la collision. Une description qualitative, et même quantitative en terme de densité énergétique atteinte, en fut donné par Bjorken dès 1983 [48]. La figure 1.9 représente l'évolution temporelle d'une collision avec formation du plasma. On peut ainsi découper la collision en plusieurs étapes, t représentant le temps propre [22] :

- t < 0, la collision est sur le point d'avoir lieu, *le modèle du CGC* est ici particulièrement important pour la compréhension de l'évolution de la collision ;
- entre $0 <$ t $\lesssim 1$ fm/c, c'est l'étape de *thermalisation*, le système produit est hors-équilibre, il est constitué de partons qui interagissent fortement entre eux, thermalisant ainsi le milieu ;
- entre $1 \lesssim$ t $\lesssim 10$ fm/c, si la thermalisation est atteinte alors que la densité d'énergie est supérieure à la densité critique pour la création du plasma, le système est alors sous forme de *plasma de quarks et de gluons* ; le système continue de s'étendre et se refroidit donc rapidement ;
- pour t $\gtrsim 10$ fm/c, le système s'étant alors considérablement refroidi, *l'hadronisation* des partons a lieu, donnant ainsi les hadrons qui vont bientôt se désintégrer pour produire la multitude de particules qui seront ensuite détectées dans les différents détecteurs.

Reprenons, afin de mieux comprendre l'évolution de la collision, les différentes étapes données ci-dessus. Tout d'abord, la connaissance de l'état initial est indispensable. D'après les expériences de diffusion profondément inélastique réalisées à HERA [23], la structure du nucléon avant collision semble révéler une certaine complexité. En particulier, la densité gluonique s'accroît rapidement à mesure que x (la variable de Bjorken [24]) diminue ou/et que Q^2 augmente. En effet, la densité gluonique, donnée par

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}y} = \mathrm{x}\, G(\mathrm{x}, Q^2) \ . \tag{1.36}$$

Cette densité augmente très rapidement avec l'augmentation de Q^2 comme indiquée par la figure 1.10 [50, 51]. Cette augmentation est néanmoins stoppée lorsque la densité atteint une échelle de saturation Q_s, échelle à partir de laquelle la fusion de gluons vient stabiliser la densité gluonique à petit x. Une fois proche de l'échelle de saturation, due à cette densité extrême en gluons, la constante de couplage forte est très faible : $\alpha_s \ll 1$. Les fonctions d'onde des nucléons avant

[22] C'est le temps défini dans le référentiel du centre de masse.

[23] HERA est un collisionneur électron-proton situé à DESY, près Hambourg en Allemagne.

[24] Pour des hadrons très énergétique, l'énergie de ce hadron se répartit alors suivant ses constituants fondamentaux : quarks, anti-quarks et gluons. x est alors défini comme l'énergie portée par un parton sur l'énergie totale du hadron.

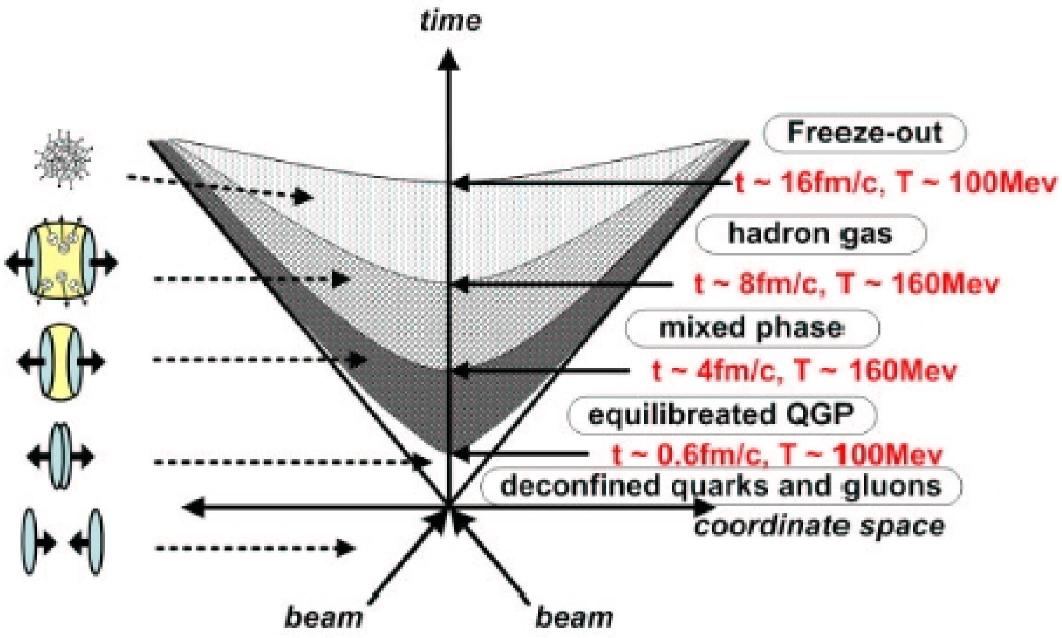


Fig. 1.9 - Évolution d'une collision centrale d'ions lourds ultra-relativiste selon le scénario de Bjorken [48] ; température et temps extrait de [49].

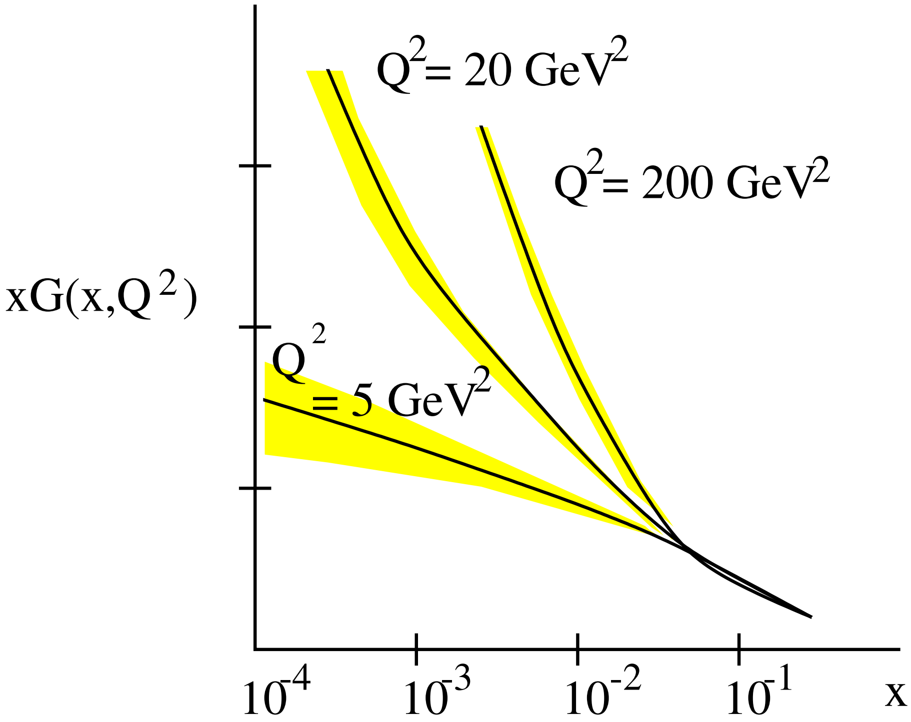


Fig. 1.10 - Évolution de la densité gluonique dans un proton par unité de rapidité pour différentes résolutions Q^2 [50].

interaction seraient donc dominées par cette effet : c'est le modèle du condensat de verre coloré [25] (ou CGC).

La collision a lieu, les noyaux se traversent, les partons des deux noyaux sont diffusés lors de processus durs, à petit x, décrits par QCD perturbative : création de photons et de jets de haut p_T, production de quarks lourds, corrélations entre jets, création du flot. Du fait des conditions extrêmes, au moins localement, des amas de matière nucléaire déconfinée apparaissent comme illustré sur la figure 1.7. On a alors un milieu non thermalisé mais partiellement déconfiné. Des modèles de percolation [23, 52] prévoit alors la possibilité que le déconfinement s'étendent à l'ensemble du volume interagissant si les conditions thermodynamiques requises se maintiennent suffisamment longtemps pour permettre la thermalisation du milieu, donc l'établissement d'un certain « équilibre » : c'est le plasma de quarks et de gluons. Si le plasma est créé, on s'attend à un comportement différent d'un certains nombre d'observables. En outre, la création du plasma devrait s'accompagner d'une restauration, au moins partielle de la symétrie chirale (cf. § 1.2.3). Cette restauration partielle de la symétrie chirale devrait s'accompagner d'une diminution de la masse des particules ayant été créées et s'étant désintégrées dans le plasma. De plus, s'agissant d'un milieu coloré, on s'attend à priori à de nouveaux comportements pour l'ensemble des particules sensibles à l'interaction forte.

On peut également noter, à ce niveau de l'évolution de la collision, qu'on ait ou pas formation du plasma de quarks et de gluons, que la matière nucléaire semble adopter un comportement collectif. La physique de la collision ne peut donc pas s'interpréter comme la superposition de collisions nucléon-nucléon indépendantes. C'est ce comportement qui justifie l'applicabilité, et les bons résultats, des modèles hydrodynamiques.

Enfin, avec l'expansion rapide du système et donc son refroidissement, l'hadronisation a lieu avec le confinement progressif des quarks au sein de hadrons. Lorsque l'énergie mise en jeu au cours des interactions ne permet plus de créer ou de casser des particules, la composition en terme de nature des particules est alors « gelée », on a franchi le gel chimique ou *chemical freeze-out*. Les particules peuvent néanmoins toujours interargir entre elles et donc s'échanger de l'énergie. Une fois toutes les interactions terminées, on a atteint le gel thermique ou *thermal freeze-out*. La nature des particules ainsi que leurs énergies sont alors figées. Celles-ci vont se désintégrer pour donner des particules stables qui finiront leur course dans le détecteur.

1.3.3 Effets dans l'état initial : Effet Cronin, *shadowing*

Le *shadowing* est un autre effet nucléaire caractérisant l'état initial. Il s'agit d'une modification des densités partoniques des noyaux comparés à celles des nucléons. En première approximation, lors d'une collision centrale noyau+noyau, on s'attend à ce que les sections efficaces soient multipliées par un facteur $A \times B$, avec A et B les nombres de nucléons des deux noyaux. Un noyau de nombre atomique A est alors approximé par la superposition de A nucléons indépendants, on doit donc avoir la relation, pour la production de la résonance J/ψ lors de collisions centrales par exemple,

$$\sigma(A + B \to J/\psi) \;=\; A \times B \;\times \sigma(p + p \to J/\psi) \;. \tag{1.37}$$

La justification de ce facteur trouverait son origine dans la liberté asymptotique de QCD. En effet, pour une diffusion profondément inélastique, les partons peuvent être considérés libres au sein des nucléons, eux-mêmes libres au sein des noyaux. Pour passer d'une collision $p + p$ à une collision $A + B$, on aurait ainsi juste à tenir compte du nombre de nucléons contenu dans le noyaux. Néanmoins, il n'en est rien et la distribution partonique au sein d'un noyau est largement modifiée. Afin de quantifier cette différence, on forme le facteur de modification nucléaire, defini

[25] Le nom vient du fait que l'état est dominé par une grande densité de gluons, on a donc un condensat, « gelé » sur une petite échelle de temps du fait de la dilatation du temps, d'où l'analogie avec le verre, et coloré puisque les gluons portent une charge de couleur

par :

$$R_{AB} \; = \; \frac{1}{A \times B} \; \times \frac{N^{A+B}}{N^{p+p}} \; , \tag{1.38}$$

avec N^{A+B} et N^{p+p}, le nombre de particules d'une espèce donnée trouvées respectivement dans une collision $A+B$ et $p+p$. Du fait que le processus dominant les diffusions inélastiques (pour la production de quarks lourds) serait la fusion de gluons, la différence de distribution des gluons au sein d'un noyau par rapport à celle au sein d'un nucléon apparaît donc capitale. Ainsi le facteur de modification nucléaire de la densité gluonique est donné par :

$$R_g^A \; = \; \frac{1}{A} \, \frac{f_g^A(x,Q^2)}{f_g^p(x,Q^2)} \; , \tag{1.39}$$

avec $f_g^{p/A}(x,Q^2)$ la densité gluonique au sein d'un proton p ou d'un noyau A. Ce facteur de modification de la densité gluonique a pu être déterminé en fonction des paramètres x et Q^2 grâce aux équations d'évolution de QCD [53]. Cette évolution est donnée sur la figure 1.11.

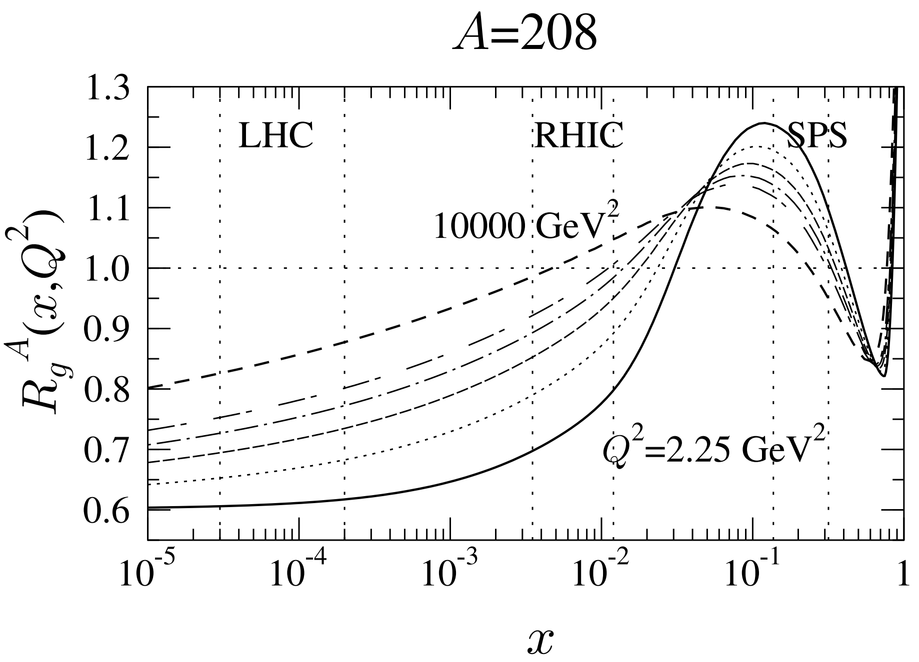


FIG. 1.11 - Évolution du facteur de modification nucléaire dans un noyau A=208 en fonction de x et de Q^2 [54] ; les régions en x accessibles aux différents collisionneurs sont indiquées.

Différentes régions sont à distinguer. Pour des valeurs de x très petites, la densité gluonique dans le noyau devient plus petite que 1, c'est-à-dire qu'elle devient inférieure à celle attendue si cette densité devait être la simple superposition de la densité de A nucléons. Dans cette zone, la production de quarks (issus de la fusion de gluons) sera nettement diminuée : c'est le *shadowing*. Pour des valeurs de x de l'ordre de $0,1$ on a au contraire une densité très importante qui favorisera d'autant la production de quarks lourds : on parle alors d'*anti-shadowing*. Enfin, pour des $x \sim 1$, on a de nouveau une chute de cette densité, c'est l'effet EMC [26]. Enfin, on remarquera que les différentes régions tendent à disparaître avec l'augmentation de Q^2.

[26]L'acronyme EMC signifie *European Muon Collaboration*, c'est le nom de l'équipe qui a mis en évidence cette chute de la densité de gluons pour des x $\lesssim$ 1.

Enfin, un dernier phénomène à considérer dans l'état initial est l'effet CRONIN. Cet effet, contrairement aux précédents, n'est pas dû aux propriétés de la matière nucléaire. Il s'agit simplement d'un phénomène de diffusions multiples élastiques (dites *softs*, c'est-à-dire n'engendrant pas de création de particule) du parton considéré avant interaction dure. Du fait de ces diffusions multiples, une partie de l'impulsion longitudinale du parton se voie transférée en impulsion transverse. Ainsi, cet effet se traduit notamment par un taux de production accru pour les hadrons possédant un p_T modéré ($\sim$ 2-4 GeV/c).

1.4 Signatures du déconfinement et quelques autres résultats

Si le plasma de quarks et de gluons est réellement formé, on s'attend à une modification de certains paramètres physiques. Cet écart par rapport au comportement attendu dans le cas où le plasma n'est pas formé signe ainsi sa formation. Plusieurs signatures ont été données, issues de prédictions théoriques. Néanmoins, la tâche n'est pas aisée pour autant. Le plasma, si formée, aurait une durée de vie très courte, de l'ordre de 10^{-23} s. De plus, comment s'assurer que l'écart observé ne provient pas d'un effet purement hadronique ou nucléaire et donc relève réellement de la phase déconfinée ? Il semblerait donc raisonnable de penser que seul l'observation d'un ensemble de signatures puisse réellement permettre d'écarter toute ambiguité quant à l'interprétation [55]. Nous allons revoir ici les observations les plus intéressantes qui laissent présager un possible déconfinement de la matière nucléaire. On peut classer ces observables en deux grandes catégories :
- les observables globales, qui permettent surtout de caractériser l'événement et de sélectionner ceux qui peuvent être passés par une phase déconfinée ;
- les observables directement sensibles au plasma, c'est-à-dire toutes les particules sensibles à l'interaction forte, ou créées dans celui-ci.

1.4.1 Observables globales

Énergie transverse

En s'appuyant sur le modèle de BJORKEN, on peut estimer la densité énergétique atteinte lors d'une collision [48]. Celle-ci est reliée à l'énergie dans le plan transverse E_T :

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0 c} \left| \frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}y} \right|_{y=0} , \tag{1.40}$$

avec R le rayon de la boule de matière nucléaire formée (dans son référentiel d'inertie) et τ_0 le temps estimé de formation de ce milieu. La mesure de l'énergie transverse permet ainsi une estimation de l'énergie atteinte après formation du milieu. Le tableau 1.1 donne les densités en énergie atteintes pour différents collisionneurs et celle attendue pour le LHC. Néanmoins, cette estimation prend comme hypothèse un temps de formation ou, plus précisément, un temps de thermalisation pour le milieu déconfiné τ_{form} de 1 fm/c. Une étude plus détaillée de la masse transverse moyenne des particules produites à PHENIX à permis d'estimer un temps de formation τ_{form} à 0,35 fm/c [42]. À ce temps correspond une densité en énergie de 15 GeV/fm^3. Pour que la création du plasma de quarks et de gluons puisse se produire, la thermalisation doit avoir lieu tout en conservant une densité suffisamment élevée pour maintenir un milieu déconfinée. Une fois la thermalisation réalisée, le système est supposé se comporter comme un fluide et obéir à l'équation d'état de la matière nucléaire. L'évolution de la densité d'énergie serait alors donnée par cette équation. Néanmoins, pour le moment, cette équation reste en grande partie indéterminée. Les modèles hydrodynamiques utilisés pour comprendre le comportement de certaines observables permettent malgré tout d'obtenir certaines indications. En particulier, l'amplitude du flot elliptique observé à RHIC nécessite une thermalisation rapide du milieu [56].

Ces modèles hydrodynamiques requiert également une thermalisation pour $\tau \lesssim 1$ fm/c pour pouvoir reproduire de façon satisfaisante les données. Malgré tout, ce paramètre, nécessaire pour reproduire le comportement des données, n'en demeure pas moins un paramètre (ajustable) du modèle et peut donc être différent du temps au bout duquel la thermalisation est réellement réalisée (si celle-ci a effectivement lieu). Ces estimations sont illustrées schématiquement sur la figure 1.12.

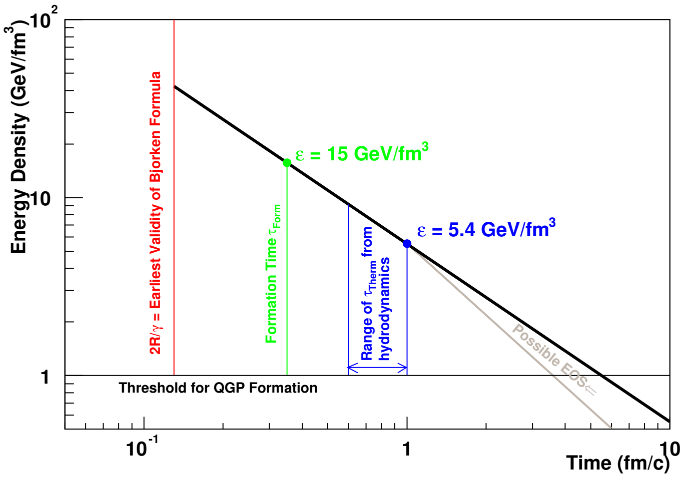


FIG. 1.12 - Densités d'énergie atteintes lors du déconfinement $\varepsilon_{form} = 15$ GeV/fm^3 et lors de la thermalisation du milieu $\varepsilon_{therm} = 5{,}5$ GeV/fm^3 (obtenue pour $\tau = 1$ fm/c) estimées d'après la formule de BJORKEN par PHENIX [42].

Multiplicité

La multiplicité est le nombre de particules créées au sein d'une collision. Les premières données récoltées à RHIC montrèrent une faible augmentation de la multiplicité par rapport aux estimations. Celles-ci étaient basées sur des calculs de QCD perturbative. En effet, on pensait alors les diffusions dures, ayant lieu aux premiers instants de la collisions, comme la contribution principale à la multiplicité. Ces diffusions dures augmentant drastiquement à mesure que la collision devient central du fait de l'augmentation du nombre de nucléons participants. La figure 1.13 montre la multiplicité en fonction du nombre de nucléons participants mesurée par PHENIX. Un effet de saturation apparaît si l'on regarde le rapport des multiplicités mesurées à 200 GeV sur celles obtenues à 130 GeV.

Le seul modèle permettant de reproduire correctement l'évolution de la multiplicité est le modèle KLN (construit par KHARZEEV NARDI LEVIN) [57] basé sur le condensat de verre de couleur (cf. § 1.3.2 et [50, 51]). La densité en gluons sature due à la fusion non-linéaire entre gluons qui vient contrebalancer puis stabiliser l'émission gluonique des gluons à grand x. Cette saturation en gluons dans l'état initial limite donc la multiplicité pouvant être atteinte quelque soit la centralité et l'énergie du faisceau.

1.4.2 Perte d'énergie dans un milieu dense

1.4.2.1 Suppression des hadrons de hauts p_T

La connaissance des facteurs de modification nucléaire est nécessaire de façon à la séparation les phénomènes intervenant avant collision (Effet CRONIN, *shadowing*, CGC) de ceux se

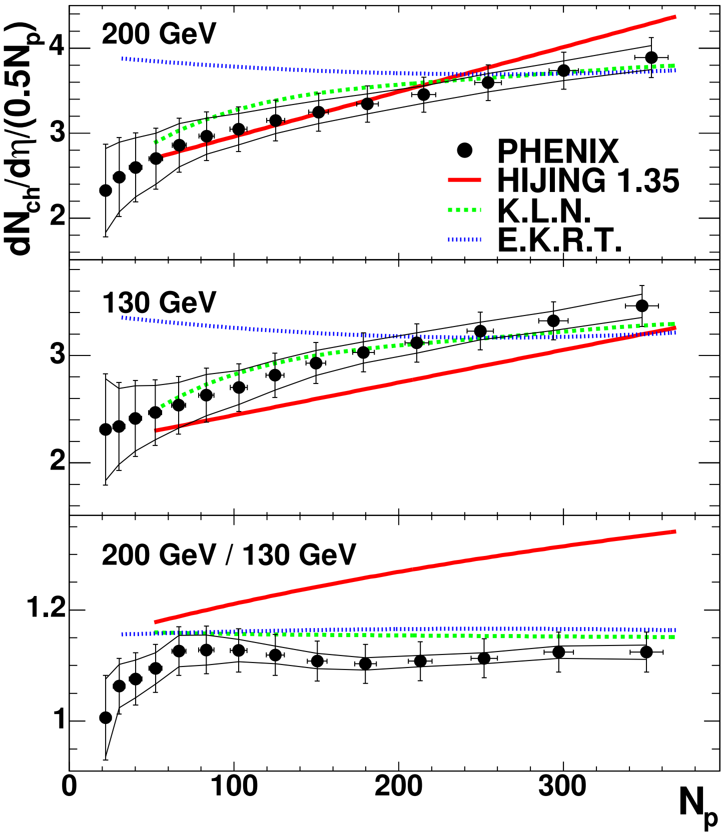


Fig. 1.13 - Multiplicité en particules chargées par unité de rapidité et par nombre de nucléons participants dans chaque noyau en fonction de la centralité, pour $\sqrt{s_{nn}}$ = 130 et 200 GeV, mesurée par PHENIX pour des collisions $Au + Au$, comparée à une prédiction donnée par le modèle HIJING (basé sur pQCD), et des modèles de saturation gluonique dans l'état initial (modèle KLN) et dans l'état final (modèle EKRT) [42].

produisant dans l'état final. La mesure de ces facteurs de modification nucléaire a été réalisée à RHIC. La figure 1.14 donne les valeurs du rapport R_{AB} pour les hadrons chargés et pions neutres obtenues par les collaborations PHENIX (en **a**) et STAR (en **b**). Intéressons-nous tout d'abord aux données obtenues en collisions $d + Au$. On observe, en **a**, une augmentation due à l'effet Cronin pour les hadrons chargés, effet qui semble persister jusqu'à des p_T de l'ordre de 8 GeV/c. Cet effet est accentué pour des collisions centrales : on constate en effet en **b** une augmentation de la production de hadrons chargés lors de collisions centrales relativement aux collisions au minimum de biais. Ce dernier résultat est néanmoins attendu du fait que la marche aléatoire (parcours moyen avant diffusion inélastique) d'un parton dans le noyau « cible » augmente avec la centralité [27]. Si l'on s'intéresse maintenant aux courbes labellées « $Au + Au$ », on remarque que le rapport R_{AA} est plus important pour les hadrons chargés que pour les pions neutres dans la région 1 GeV/c $\lesssim p_T \lesssim$ 4 GeV/c. Néanmoins, cette différence disparaît pour des p_T supérieurs à 4-5 GeV/c et l'on observe alors une suppression de la production des hadrons de haut p_T d'un facteur 5 environ comparativement aux taux de production observés en collisions $p + p$ corrigés du nombre de collisions binaires (censé donner le nombre moyen de processus durs survenus au cours d'une collision $A + A$). Cette suppression devient flagrante avec l'analyse des données $d + Au$ pour lesquelles l'augmentation due à l'effet Cronin est observée sans diminution

[27] L'impulsion transverse acquise par un parton évolue comme la racine carrée du nombre de collisions élastiques subies avant l'interaction dure engendrant le hadron.

jusqu'à 8 GeV/c environ (en **a**). Cette suppression ne peut être expliquée par un effet dans l'état initial. En effet, la présence d'un atome d'or en collisions $d + Au$ devrait permettre la persistence de tout effet dans l'état initial pour ce type de collisions [58]. Cette suppression des hadrons de haut p_T semble donc être causée par un effet dans l'état final, impliquant la formation d'un milieu dense créé lors de collisions $Au + Au$ [17, 25, 59], qui serait à l'origine d'une perte importante d'énergie des partons. Cette conclusion est d'ailleurs renforcée par d'autres observations comme l'écrantage des jets.

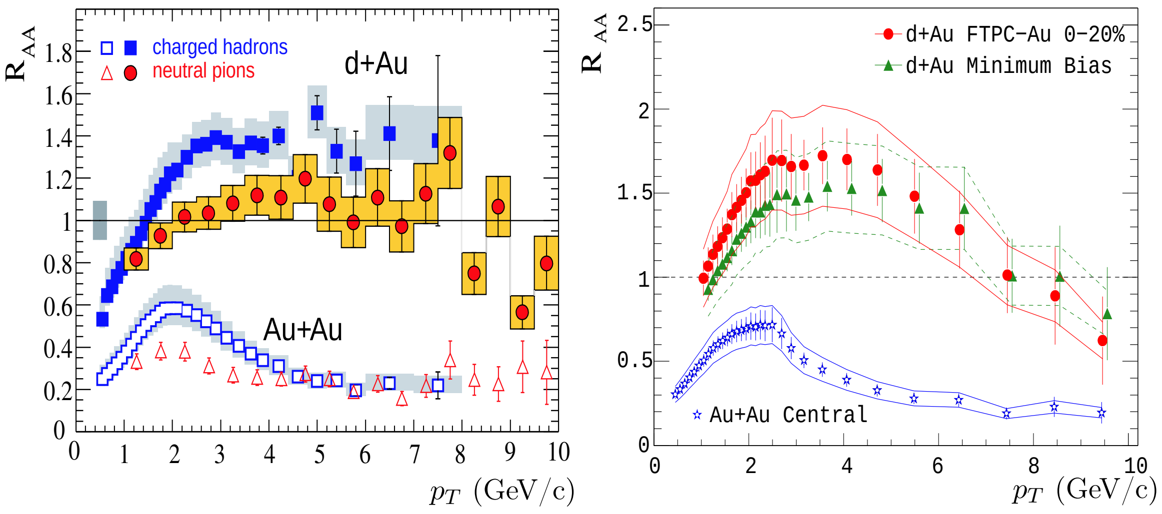


FIG. 1.14 - Facteur de modification nucléaire R_{AA} pour des collisions $d + Au$ et $Au + Au$ à 200 GeV/c^2 pour hadrons chargés et pions neutres mesurés par la collaboration PHENIX [59] en **a** et pour hadrons chargés mesurés par la collaboration STAR [60] en **b**.

1.4.2.2 Écrantage de jets ou *jet quenching*

Bien que la suppression des jets constitue une sonde précieuse de la matière nucléaire, son interprétation était sujette à controverse. Elle pouvait en effet être imputée à des effets dans l'état initial (*shadowing*, CGC), comme dans l'état final [61]. La figure 1.15 montre les corrélations entre hadrons (supposés dominer les jets) observées par STAR. Une paire de hadrons produite par un jet simple sera caractérisée par une corrélation importante à $\phi \sim 0$ pour les diverses collisions réalisées avec une intensité comparable. Si cette paire de hadrons est créée par un di-jet, la corrélation sera alors présente pour $\phi \sim \pi$. Sur la figure 1.15, on remarque que cette corrélation, présente pour les hadrons émis dans le plan de la réaction, semble disparaître pour les hadrons émis en dehors du plan de réaction. La prise de données en collisions $d + Au$ permis, là encore, de mieux comprendre le phénomène. La figure 1.16 montre les résultats observés. On retrouve bien la suppression en collision $Au + Au$ mais aucune suppression n'apparaît pour les collisions $d + Au$, ce qui indique un effet dans l'état final et non dans l'état initial. Cette suppression serait due à la perte d'énergie des partons dans le milieu créé lors des collisions $Au + Au$ [62]. La figure 1.15 semble conduire à la même conclusion. En effet, on peut remarquer que la suppression est faible pour les hadrons émis dans le plan de réaction alors que celle-ci est forte pour ceux émis en dehors de ce plan. Ces derniers hadrons, ayant un parcours dans la matière nucléaire formée après la réaction bien plus long que ceux émis dans le plan de réaction, sont naturellement plus sensible à cette perte d'énergie, d'où une suppression bien plus importante [43].

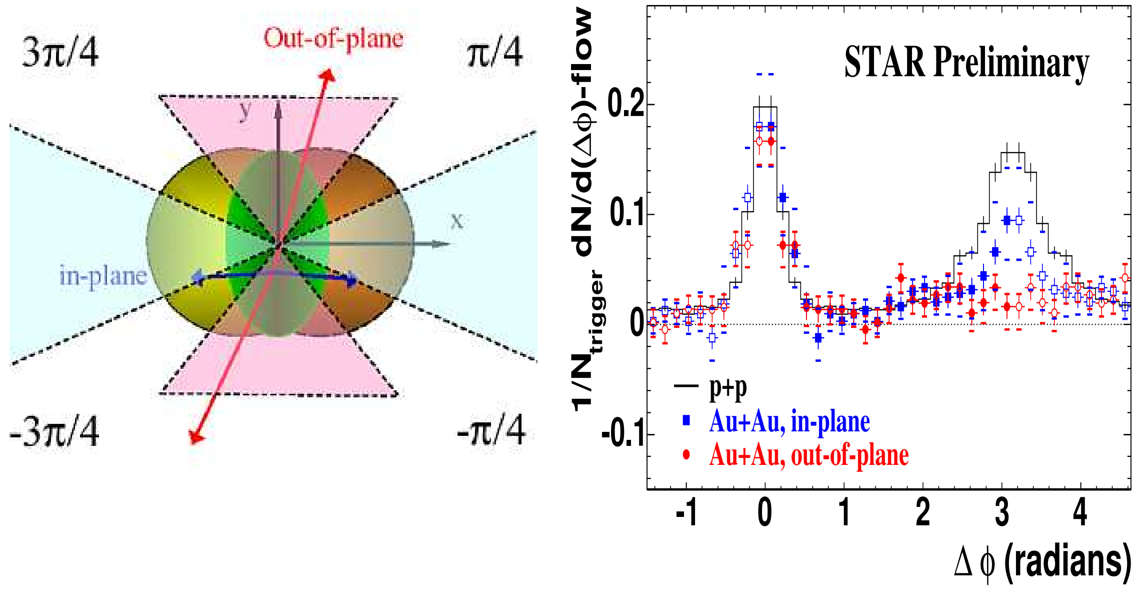


Fig. 1.15 - Corrélation azimuthale entre hadrons de hauts p_T suivant leur direction d'émission en collisions $Au + Au$ (pour une centralité de 20 à 60 %) et $p + p$ pris comme référence [63].

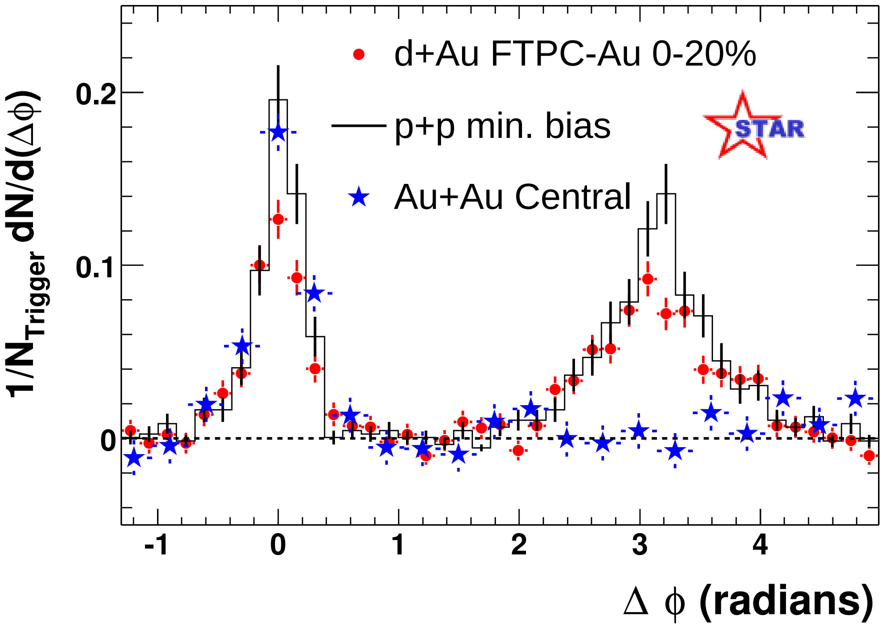


Fig. 1.16 - Corrélation azimuthale entre hadrons de hauts p_T pour les collisions $Au + Au$, $p + p$ et $d + Au$ observée par la collaboration STAR [60].

1.4.3 Production des résonances lourdes : suppression ou augmentation ?

1.4.3.1 Scénarii de suppression

Certainement une des signatures qui a suscité le plus d'intérêt parmi les physiciens est la suppression des résonances lourdes comme celles de la famille du J/ψ (état lié $c\bar{c}$). Cette signature a tout d'abord été prédite par Mastui et Satz en 1986 [64]. En effet, un phénomène de type écrantage de Debye pourrait exister pour la charge de couleur dans le plasma de quarks et de gluons [28]. On définit ainsi la longueur de Debye qui caractérise la force exercée par l'un des quarks sur le second. L'état lié $c\bar{c}$, modélisé comme un atome de Bohr, est dissout lorsque le rayon de Debye est inférieur à la distance entre les deux quarks au sein de la résonance (« taille » de la résonance). L'écrantage entre deux quarks doit donc être d'autant plus important que l'énergie de liaison de la résonance est faible (ou, de façon équivalente, que la masse de la résonance est importante). Le rayon de Debye doit donc être inversement proportionnel à la masse de la résonance. Celui-ci étant inversement proportionnel à la température de dissociation [65]

$$R_{\text{Debye}} \sim \frac{1}{T_d} , \tag{1.41}$$

ainsi au sein d'une même famille, les résonances lourdes doivent être dissociées avant les plus légères. La température de dissociation est la température à partir de laquelle l'état résonant ne peut plus être formé, on doit donc observé un taux de production de cette résonance plus faible que celui attendu. Le tableau 1.2 indique les masses et les températures de dissociation prédites par différents modèles pour les résonances de la famille du J/ψ (états liés $c\bar{c}$, encore dénommés charmonia) et Υ (paires $b\bar{b}$ ou bottomonia). On constate en effet que les résonances lourdes sont dissociées avant les plus légères (la même remarque s'applique également aux résonances de la famille du Υ). Ce qui implique une suppression de la production en « escalier ». Les résonances lourdes, telles que le ψ' seront dissoutes plus tôt que le χ_c, elles-mêmes dissoutes avant le J/ψ.

	Famille du J/ψ			Famille du Υ				
	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
masse (GeV/c^2)	3,096	3,510	3,685	9,460	9,859	10,023	10,232	10,355
contrib. au fondamental	62%	30%	8%	52%	26%	10%	10%	2%
$B_{\mu\mu}$	5,88	0	0,7	2,48	0	1,31	0	1,81
T_d/T_c (Digal *et al.* [66])	1,10	0,74	0,20	2,31	1,13	1,10	0,83	0,75
T_d/T_c (Wong *et al.* [67])	0,99	0,90	0,50					

Tab. 1.2 - Caractéristiques pour les résonances de la famille du J/ψ et Υ. La ligne « contrib. au fondamental » donne la contribution de la résonance considérée à l'état fondamental de la famille [19]. Les températures de dissociation sont extraites de [66, 67]. Les masses et rapport d'embranchement en dimuons $B_{\mu\mu}$ proviennent de [19].

La figure 1.17 illustre ce comportement. On peut également remarquer que les états χ_c et ψ' sont dissociés avant la formation du plasma puisque $T_d < T_c$. Une suppression pourrait ainsi être observée sans pour autant que le plasma ait été formé.

[28] L'écrantage de Debye, pour un plasma électromagnétique, conduit à affecter à une particule chargée une charge électrique effective, inférieure à sa charge réelle, de telle sorte qu'une autre particule placée dans le plasma ressente moins cette charge. Cet abaissement de la charge effectivement « vue » est causé par un effet d'écrantage dû aux charges de signe opposé placées entre les deux charges.

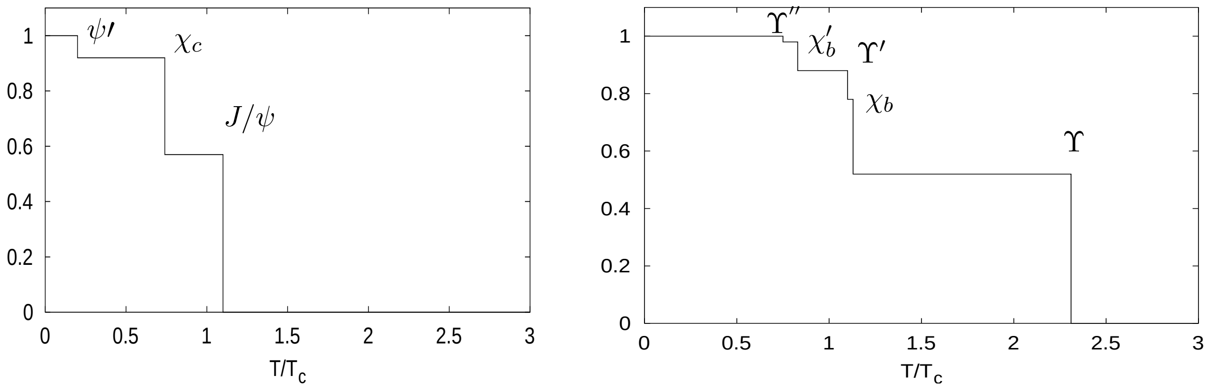


Fig. 1.17 - Suppression des charmonia, figure de gauche, et des bottomonia, figure de droite en fonction de la température du milieu. La caractéristique en « escalier » de la suppression de l'état fondamental (J/ψ et Υ) apparaît nettement. Figures extraites de [66].

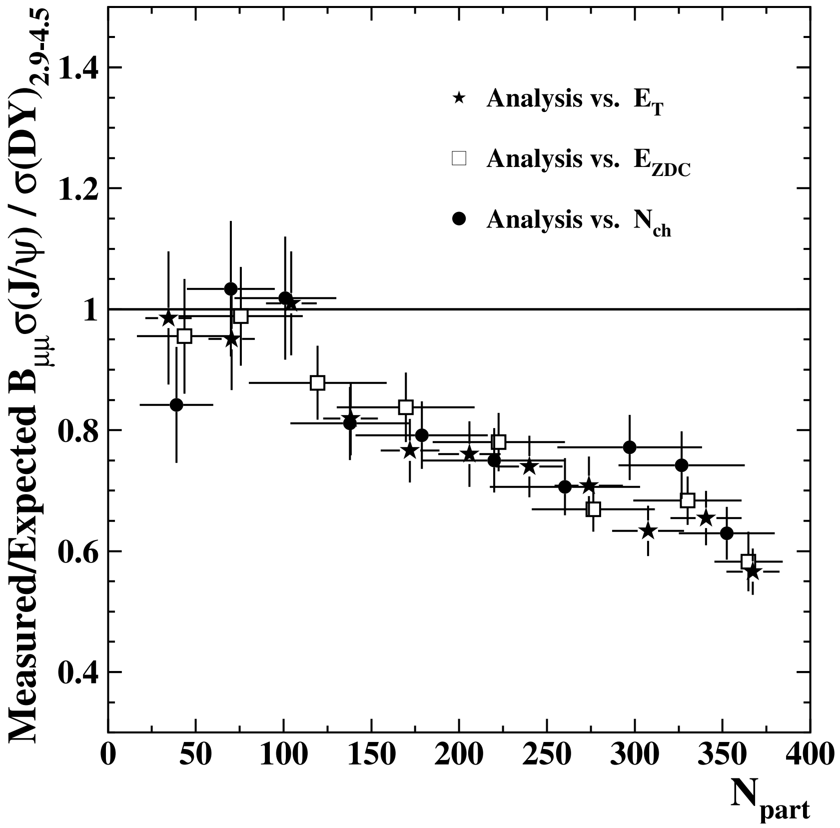


Fig. 1.18 - Rapport J/ψ sur Drell-Yan en fonction du nombre de participants divisé par l'absorption nucléaire normale pour trois analyses des données $Pb+Pb$ recueillies en 2000 par NA50 ; cette figure est extraite de [68].

La collaboration NA50, au SPS, s'intéressa beaucoup à ces effets de suppression des charmonia. L'observation de cette signature est néanmoins relativement délicate puisqu'il faut pouvoir « calibrer » la production afin de justifier une diminution. La référence choisie par la collaboration NA50 est le Drell-Yan. Celui-ci étant de nature essentiellement électromagnétique et produit très tôt dans la collision, il doit être insensible à son passage dans le plasma. De plus, c'est un processus très bien connu, car sa production relève directement de QCD perturbative. En 2000, la collaboration observa ainsi une suppression de la production du J/ψ dans les collisions $Pb+Pb$ comparées aux collisions $p+p$ et à mesure que la centralité de la collision augmente [69]. Cette suppression, dite anormale parce que ne pouvant être expliquée par l'absorption normale de la résonance dans la matière nucléaire, semble être accentuée lorsque la densité d'énergie atteinte augmente. Ce qui semble pouvoir s'interpréter comme une suppression due à la formation du plasma de quarks et de gluons pour les collisions $Pb+Pb$ les plus centrales.

La figure 1.18 montre la suppression du J/ψ ainsi observée dans les données récoltées en 2000 [68]. De plus, une suppression en « escalier » semble apparaître. Une première suppression débute pour un nombre de participants de l'ordre de 100 nucléons puis une seconde est initiée vers les 325 nucléons. Ces suppressions successives peuvent ainsi s'interpréter comme étant l'écrantage successif du χ_c puis du J/ψ (le $\psi\prime$, du fait de sa température de dissociation faible serait dissout même pour les collisions $Pb+Pb$ les plus périphériques).

Néanmoins, il convient de rester prudent lors de l'interprétation de ce résultat. En particulier, d'autres scénarii, sans introduction d'un état déconfiné permettent d'expliquer, au moins partiellement, cette suppression. Citons par exemple le modèle des « comovers ». Dans ce modèle, la dissociation du J/ψ s'explique par les interactions, après hadronisation, de celui-ci avec les autres hadrons, dans le gaz hadronique. En effet, les collisions noyaux-noyaux étant très énergétiques, la multiplicité est très importante et un très grand nombre de particules est produit. Cette densité excessive pourrait ainsi expliquer cette suppression par une hausse importante des interactions dans l'état final [70]. Ainsi, bien qu'un changement de régime apparaisse dans le taux de production du J/ψ, aucune conclusion définitive n'est, pour le moment, possible.

1.4.3.2 Scénarii d'augmentation

L'interpolation de ces observations (décrites au paragraphe précédent) aux énergies accessibles à RHIC est encore plus complexe. Tout d'abord, de récents calculs sur réseau semblent indiquer la possibilité que le J/ψ puisse survivre dans un environnement à une température bien au-dessus de la température de transition de phase [71, 72]. Sa suppression débuterait donc un peu plus tardivement que prévu, à environ de $1,5\ T_c$, avec T_c la température critique de transition de phase, mais un pic élargi et amoindri mais significatif persisterait jusqu'à $\sim 3\ T_c$. De plus, le modèle de Mastui et Satz de suppression du J/ψ discuté plus haut pose comme hypothèse de départ que les quarkonia ne puissent être formés que durant les premiers instants de la collision. Cette hypothèse est vérifiée aux énergies du SPS où, au plus, une paire $c\bar{c}$ est produite par événement. Au RHIC en $Au+Au$, ainsi qu'au LHC en $Pb+Pb$, le nombre de paires $c\bar{c}$ produites est bien supérieur à l'unité : 10 au RHIC et une centaine attendue au LHC comme indiqué tableau 1.3 page 31. Ce grand nombre de quarks charmés autoriserait la production de charmonia via un nouveau processus combinant deux quarks générés dans deux collisions nucléon-nucléon différentes [73, 74, 75]. Ce nouveau processus de création, nommé recombinaison statistique pourrait être le processus dominant aux énergies de RHIC et du LHC pour la création du J/ψ. Deux modèles différents le prédisent. Le premier s'appuie sur un modèle d'hadronisation statistique appliqué au quark charmé (nous reviendrons plus en détails sur ces modèles statistiques à la fin de ce paragraphe), le second sur un modèle de formation cinétique. Dans ces modèles, deux processus sont en compétition : un premier de dissolution de la résonance par des gluons déconfinés et le second est le processus de création par recombinaison. Une équation de type Boltzmann permet de prédire l'évolution de la production. Cette évolution générique est donnée figure 1.19. Dépendant de certains paramètres à ajuster (dont la température initiale, la masse du quark charmé et le taux de production de celui-ci), ces modèles prédisent une augmentation de la production de J/ψ dans les collisions $Au + Au$ a RHIC entre $1,2$ et $5,5$ fois la production attendue sans effet de suppression [73]. Cependant, les données acquises à RHIC jusqu'à présent restent trop entachées d'erreurs (essentiellement au niveau des systématiques) pour contraindre suffisamment ces deux modèles. En particulier, ils sont très sensibles à la section efficace de production du charme ouvert, qui rentre comme paramètre libre et invervient de façon quadratique dans les prédictions [74].

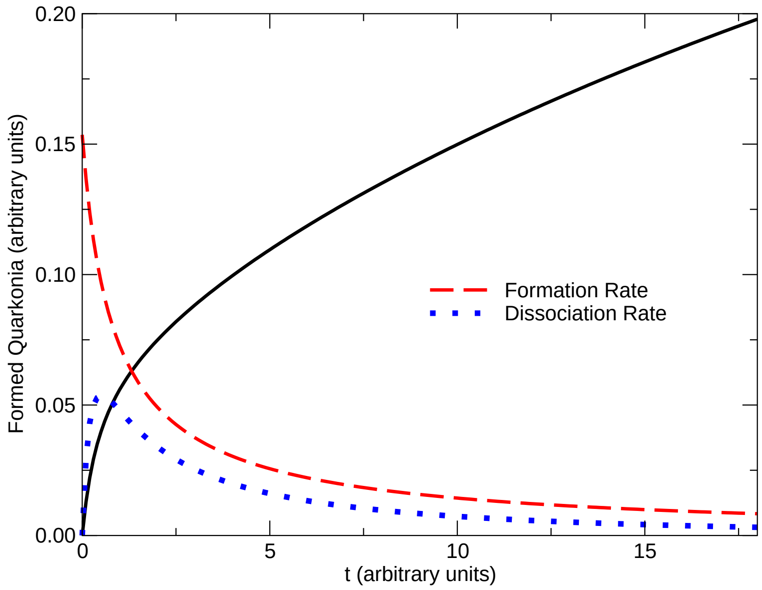


Fig. 1.19 - Évolution « générique » de la population de J/ψ en fonction du temps (courbe noire) et des taux de formation (tirets rouge) et de dissociation (points bleus) des paires $c\bar{c}$ en J/ψ dans un modèle de formation cinétique [75].

Le modèle d'hadronisation statistique mentionné plus haut appartient à un ensemble de modèles s'appuyant sur des concepts de physique statistique. Ce type de modèle d'hadronisation statistique permit la prédiction des abondances relatives des hadrons légers en collisions d'ions lourds [76]. Fort de ce succès, le modèle a ensuite été élargi pour la prise en compte du charme (ouvert et fermé) [77]. Il suppose que la production des quarks charmés se situe aux premiers instants de la collision, au cours de processus partoniques durs, et que l'hadronisation, aussi bien pour le charme ouvert que celui fermé, a lieu au moment du gel chimique par coalescence de quarks [29]. On notera ici une différence fondamentale avec certains scénarii de suppression qui postulent la formation de la résonance (charme fermé) au tous premiers instants de la collision seulement. La distribution des quarks charmés au moment du gel chimique et de l'hadronisation est déduite des lois de la physique statistique, et donc, de ce fait, dépend des conditions thermodynamiques du système (le modèle a donc trois paramètres libres : le volume, la température et le potentiel chimique baryonique [30]). On réfère souvent à ce modèle par l'appelation de CSM pour *coalescence statistical model*. Il s'est avéré capable de décrire la production du

[29] Contrairement au modèle discuté plus haut, qui permet une création dynamique du J/ψ, celui-ci suppose que la création a lieu uniquement au moment du gel chimique.

[30] On notera cependant l'existence d'un « facteur d'augmentation » du charme γ_c, introduit dans le modèle du fait que l'équilibre chimique du charme n'est pas réalisé lors de l'hadronisation, et nécessaire pour reproduire les données de NA38/50 [77].

	SPS ($Pb+Pb$)	RHIC ($Au+Au$)	LHC ($Pb+Pb$)
$N_{c\bar{c}}$	0,2	10	130
$N_{b\bar{b}}$	-	0,05	5

Tab. 1.3 - Nombre de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ calculé pour des collisions centrales $Pb+Pb$ au SPS et attendues au LHC et pour des collisions $Au+Au$ au RHIC [82].

J/ψ à 158 GeV par nucléon en collision $Pb+Pb$ observée par NA50 [77, 78, 79]. Ce type de modèle peut en outre incorporer des mécanismes d'absorption pour les résonances. Ainsi, comme signalé plus haut, il prédit une augmentation de la production de J/ψ à RHIC [73, 77, 80, 81] et non une suppression comme attendu en tenant seulement compte d'effets d'absorption dus à un déconfinement (brisure de la résonance par un gluon déconfiné ou écrantage de couleur) et/ou de suppression de type hadronique (les « comovers »). Les modèles d'hadronisation statistique fournissent donc une alternative intéressante pour la compréhension de la production des charmonia. On notera cependant, que dans ces modèles, la signature d'une transition de phase vers un QGP est redéfinie : elle est réalisée par une augmentation de la production du J/ψ et non plus par une suppression. Cette importante caractéristique devrait permettre la séparation entre les divers mécanismes de suppression de production d'une part et d'augmentation d'autre part. Néanmoins, les données accessibles actuellement restent trop limitées, en statistique et au niveau des systématiques, pour permettre une quelconque conclusion. Plus de données, aussi bien en J/ψ qu'en charme ouvert, sont nécessaires afin de contraindre ce type de modèle et donc de le confirmer ou l'infirmer.

La production du J/ψ a rapidement été perçue comme une sonde privilégiée pour sonder la matière nucléaire et sa transition de phase vers un QGP : celle-ci serait en effet soit supprimée ou soit augmentée. Les mécanismes sous-jacents à cette production et les effets nucléaires dont ils sont sensibles restent pourtant mal connus. Cependant, l'analyse des dernières données J/ψ récoltées par l'expérience PHENIX (en particulier les données en $Au+Au$ et $Cu+Cu$) permettent d'apporter quelques éléments de réponses. Comme attendu, les mécanismes de suppression prédisent une diminution de la production trop importante [79]. L'ajout d'une source de production supplémentaire pour le J/ψ semble être nécessaire afin d'ajuster les données expérimentales [83].

1.4.4 Résumé succinct de ces observations

Le tableau 1.4 rassemble les principales signatures possibles pour la mise en évidence d'un plasma de quarks et de gluons. Certaines d'entre elles n'ont pas été discutées dans ce mémoire. Il s'agit, par exemple, de la température de gel chimique ou *chemical freeze-out* qui signe la fin des collisions inélastiques et, avec elle, le gel du contenu chimique des hadrons. La figure 1.20 porte sur un diagramme de phase les différents points obtenus sur différents complexes expérimentaux. L'ensemble des points se situe sur une même courbe. Ceci est dû en fait à une corrélation entre le nombre de particules créées et leur énergie moyenne. On a ainsi $<\mathrm{E}>/<\mathrm{N}> \simeq 1$ GeV/c^2 [84]. Sur cette figure, les points déterminés au SPS et à RHIC se situe au niveau de la transition de phase déduite des calculs sur réseau et semble donc indiquer que le système provient d'un état au moins en partie déconfiné. Le tableau 1.4 donne également les signatures observées au SPS et à RHIC. On peut noter que l'avénement de RHIC a permis de mettre en évidence de nouveaux phénomènes non observés au SPS. Il a également permis de caractériser la matière formée après collision. De plus, les différentes observations semblent converger vers une même caractérisation de cette matière formée. Les données collectées à RHIC montrent que la matière nucléaire formée adopte un comportement collectif et se modélise donc bien par des modèles hydrodynamiques.

Néanmoins, afin de reproduire correctement les données, une viscosité non nulle doit être utilisée (on est donc loin de l'image d'un plasma faiblement interagissant). Ce qui semble en accord avec d'autres résultats, comme l'écrantage des jets ou la suppression des hadrons de hauts p_T, phénomènes ayant pour origine une perte d'énergie des partons initiaux conséquente due à un milieu dont les constituants seraient fortement corrélés. L'ensemble des résultats en $Au + Au$ permettent de penser que le milieu nucléaire créé est bien un plasma de quarks et de gluons mais fortement interagissant [50].

Signature	SPS(CERN)	RHIC (BNL)
$\varepsilon > \varepsilon_{critique}$?	oui	oui
$T_{freeze-out} > T_{critique}$?	oui	oui
photons	peut-être	peut-être
suppression résonances lourdes	NA50	PHENIX
modification résonances légères	CERES	pas encore
augmentation étrangeté	NA 57	STAR
flot	NA 49	STAR, PHENIX, PHOBOS
écrantage de jets	non	STAR, PHENIX

Tab. 1.4 - Résumé succinct des signatures observées au SPS et au RHIC.

Néanmoins, il reste encore beaucoup d'inconnues. L'étude des quarks lourds, par exemple, n'en est encore qu'à ses débuts et devrait permettre d'étudier plus en détails la perte d'énergie dans le milieu, effet déjà observé via l'écrantage des jets, et de comparer directement les prédictions théoriques aux mesures, la production de quarks lourds relevant de QCD.

1.5 Spectre de masse invariante dans le canal dimuon

Nous allons décrire dans cette section les différentes composantes au continuum dimuon. La compréhension des divers mécanismes de production en jeu permettra de dégager les intérêts physiques. Après une rapide comparaison avec quelques résultats obtenus (et attendus) au CERN, nous rappelerons quelques propriétés physiques propres à chacune de ces composantes.

1.5.1 Mise en perspective : du SPS au LHC

Le spectre de masse invariante est constitué de la superposition d'un certain nombre de composantes continues et de résonances. Les composantes continues sont au nombre de trois : une contribution venant des quarks lourds, charme et beauté ouverts, le Drell-Yan, et enfin un bruit de fond combinatoire venant de la coïncidence fortuite entre muons de désintégration de diverses particules. On citera également les dimuons thermiques produits lors de collisions d'ions lourds (mais pas en $p+p$). Au RHIC, plus de 90% des particules produites lors d'une collision noyaux-noyaux sont des pions. Enfin, on observe un ensemble de résonances dont la masse invariante signe l'identité. Parmi celles-ci, on trouve les résonances dites de masses « intermédiaires » : le ρ, ϕ et ω. Pour des masses plus élevées, on observe les quarkonia. On trouve ainsi le J/ψ et $\psi\prime$, vers les 3 GeV/c^2 puis la famille du Υ à partir de 9 GeV/c^2. Le tableau 1.2, page 27, donne quelques caractéristiques dont la masse et le rapport d'embranchement en dimuons pour les quarkonia. La figure 1.21 montre le spectre dimuons observé par la collaboration NA50 [68]. On y distingue nettement les J/ψ et $\psi\prime$ ainsi que les trois composantes continues ajustées : le charme ouvert (tirets), le Drell-Yan (pointillés) et le fond combinatoire (tirets-pointillés).

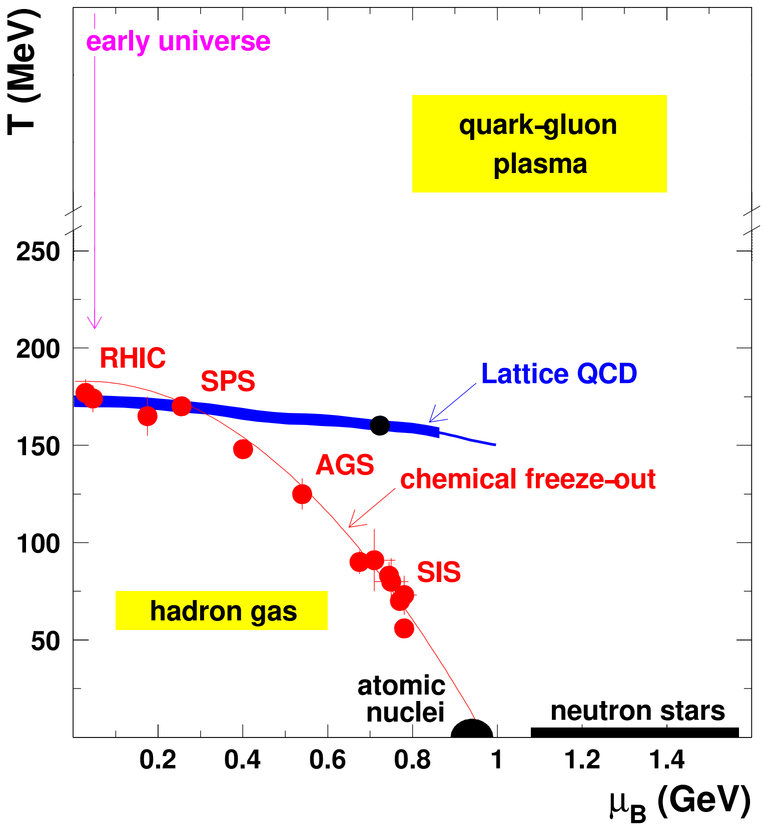


FIG. 1.20 - Diagramme de phase de la matière nucléaire. L'ensemble des températures de « freeze-out » obtenues auprès de différents accélérateurs ont été portées sur la courbe.

L'énergie mise en jeu au LHC, $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,5 TeV pour les collisions $Pb+Pb$, devrait permettre d'explorer des masses invariantes plus élevées et même de distinguer les différents états de la famille du Υ. Le J/ψ étant vraisemblablement totalement supprimé, le Υ serait alors la seule résonance à survivre, au moins partiellement et constituerait la meilleure source d'information sur l'écrantage de couleur au LHC [86]. La beauté ouverte devrait également être étudiée en détail. Son étude étant néanmoins plus complexe du fait de l'émergence d'une contribution significative de paires de muons corrélés de même signe. Cette contribution a deux origines [82] :

- l'oscillation du système $B^0\bar{B}^0$;
- la première génération de désintégration des mésons beaux B contient un grand nombre de mésons charmés D, ceux-ci pouvant se désintégrer également de manière semi-leptonique :
  $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 + e^+ + \nu_e$, et $\bar{D}^0 \rightarrow e^- + \mathrm{X}^+$,
  $B^- \rightarrow D^0 + \pi^-$, et $D^0 \rightarrow e^+ + \mathrm{X}^-$,
  ce canal, par exemple, donne ainsi une paire corrélée e^+e^+ en addition à deux paires e^+e^-.

La figure 1.22 montre les différentes contributions attendues et leurs proportions respectives pour des collisions centrales $Pb + Pb$ dans le bras dimuon d'ALICE. Le tableau 1.3 page 31 montre le nombre de paires de quarks lourds produites au SPS, à RHIC et au LHC. D'après ce tableau, RHIC, avec une dizaine de paires produites à chaque collision centrale, devrait pouvoir permettre une étude détaillée de la production de charme et des divers effets de milieu agissant sur celle-ci. C'est un prérequis important avant le LHC. Les effets observés à RHIC serviront donc de point de départ pour l'observation du charme au LHC mais aussi de la beauté qui sera alors produite en quantité comparable (au charme à RHIC) et devrait à priori exhiber un

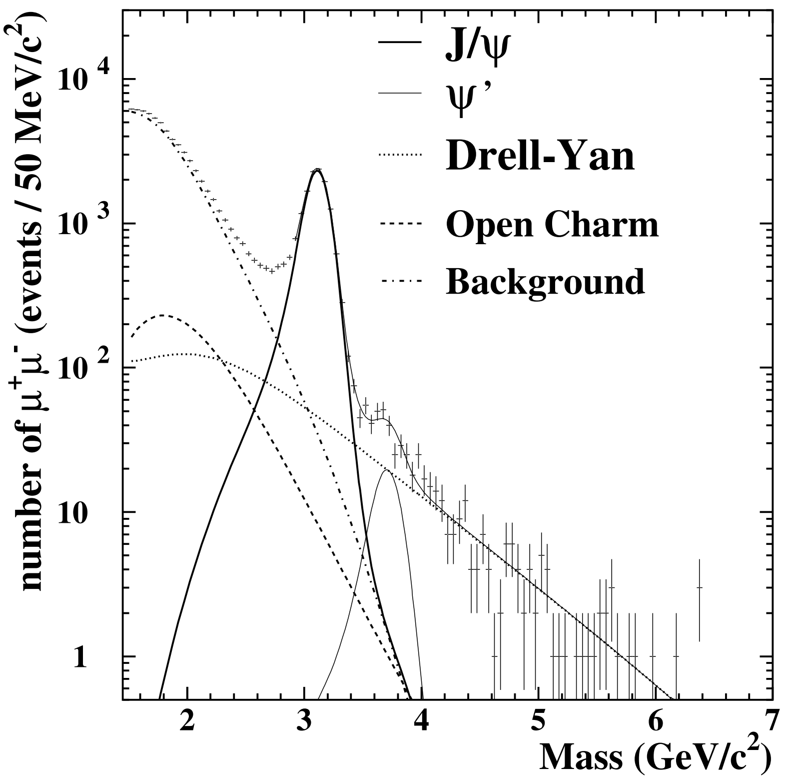


Fig. 1.21 - Spectre en dimuons, obtenu en collisions $Pb + Pb$ à 158 GeV par nucléon, et ajustement des différentes contributions par la collaboration NA50 [68].

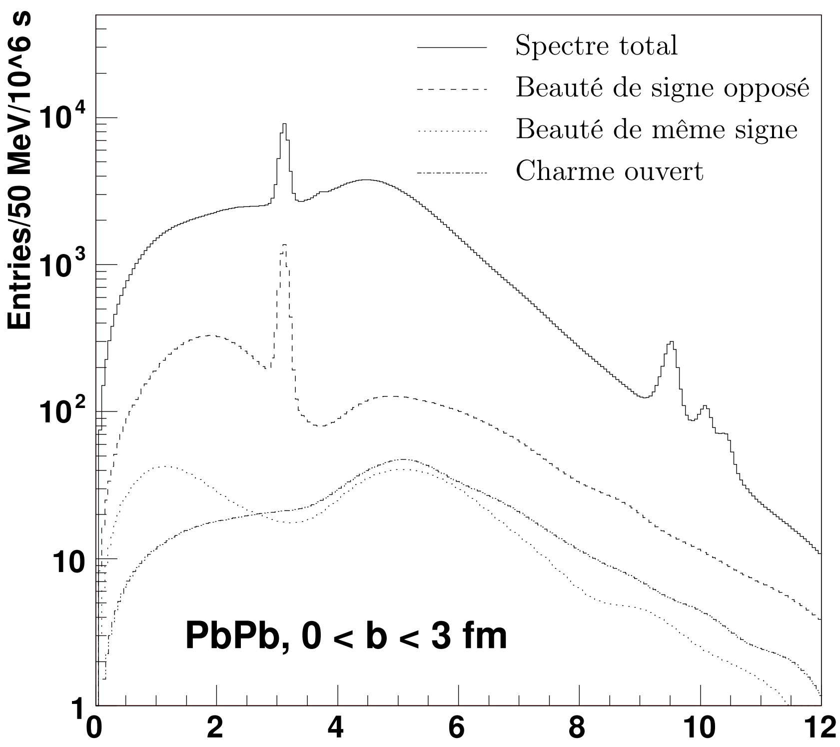


Fig. 1.22 - Spectre en dimuons et contributions en charme et beauté ouverte attendues par la collaboration ALICE pour un mois de collisions $Pb + Pb$ et un paramètre d'impact inférieur à 3 fm [85].

comportement similaire.

De plus, le RHIC devrait aussi permettre une étude détaillée de l'écrantage de la résonance J/ψ. Cet effet d'écrantage, en partie étudié au SPS, devrait faire totalement disparaître la résonance au LHC (à moins qu'un mécanisme de recombinaison conduise à une augmentation de sa production). RHIC se positionne donc encore une fois de façon cruciale pour la compréhension de l'écrantage de couleur et de la production des charmonia, et en particulier pour celle du J/ψ.

1.5.2 Quarks lourds : charme et beauté ouverte

L'étude des quarks lourds est de toute première importance pour la compréhension des collisions d'ions lourds. Étant de masse élevée (l'énergie mise en jeu vaut environ $2m_Q \gg \Lambda_{QCD}$), leur production a lieu dans les premiers instants de la collision et relève donc de QCD perturbative. Le théorème de factorisation, cf. § 1.2.5 page 8, permet ainsi d'en déterminer la section efficace de production pour des collisions $p+p$. Il convient néanmoins de nuancer ce propos. Dans le cas du charme, du fait de sa masse relativement faible ($m_c \gtrsim \Lambda_{QCD}$), les processus à l'ordre suivant, ou NLO (*Next-to-Leading Order*) doivent intervenir de façon non négligeable dans la production [87, 88, 89]. À l'ordre dominant (termes en α_s^2), les processus de production pour les quarks lourds sont la fusion de gluons et l'annihilation quark anti-quark (regroupés sous l'appellation « création de paire »). Ces processus sont donnés figure 1.23. Les processus à l'ordre suivant (termes en α_s^3) sont données figure 1.24 et figure 1.25. Dans le premier cas, ce sont les corrections pour le processus de fusions de gluons à l'arbre (excitations de saveurs). La figure 1.25 indique, quant à elle, un nouveau processus de production de quarks lourds : la « brisure de gluon » ou *gluon splitting*, processus qui devrait dominer la production de charme ouvert au LHC pour les faibles masses invariantes [82].

Pour des collisions noyaux-noyaux, la production de quarks lourds est particulièrement sensible à la densité partonique au sein de ceux-ci : elle est donc sensible aux effets dans l'état initial (CGC, *shadowing*). En ce sens elle permet de sonder la matière nucléaire au tout premiers instants de la collision [90]. Elle est également sensible aux effets dans l'état final : perte d'énergie dans le milieu. Un grand nombre d'inconnues existent sur l'importance de ces différents effets et, bien que la production soit théoriquement calculable par QCD, peu de prédictions existent dans la littérature. La détermination de la production de quarks lourds en collisions $p+p$ constitue, du fait qu'aucun effet nucléaire n'est en à considérer pour ces collisions, une référence indispensable pour la compréhension de la production en collisions $A+B$.

Des prédictions récentes pour la production différentielle en p_T pour des collisions $p+p$ permettent de poser une référence [22]. Ces prédictions se font grâce à l'approche FONLL [91]. Ce cadre permet à la fois la prise en compte des processus NLO et la resommation de termes dont la contribution devient importante pour les hauts p_T – ces termes contribuent en puissance de $\log(p_T/m)$. La figure 1.26 montre ainsi la comparaison entre les données (obtenues en collisions $p+p$) pour les électrons, produits par la décroissance de saveurs lourdes, avec ce modèle FONLL et des prédictions de PYTHIA [92]. La forme du spectre en p_T obtenue est satisfaisante mais les prédictions sous-estiment systématiquement les données.

Cette analyse a permis une première estimation de la section efficace de production du charme en collisions $p+p$, corrigée et intégrée dans tout l'espace, de :

$$\sigma_{p+p\to c\bar{c}+X} \ = \ 0,92 \ \pm \ 0,15 \ (\text{stat}) \ \pm \ 0,54 \ (\text{syst}) \ \text{mb} \ . \tag{1.42}$$

La collaboration STAR a également déterminé cette section efficace de production grâce à leur capacité de reconstruction des mésons charmés D^0 [93]. Celle-ci a été trouvé égale à :

$$\sigma_{p+p\to c\bar{c}+X} \ = \ 1,3 \ \pm \ 0,2 \ (\text{stat}) \ \pm \ 0,4 \ (\text{syst}) \ \text{mb} \ . \tag{1.43}$$

Ces deux mesures sont cohérentes entre elles et autorisent une première estimation de la section efficace de production du charme à RHIC de l'ordre de $1,1$ mb. Néanmoins, on remarquera l'écart

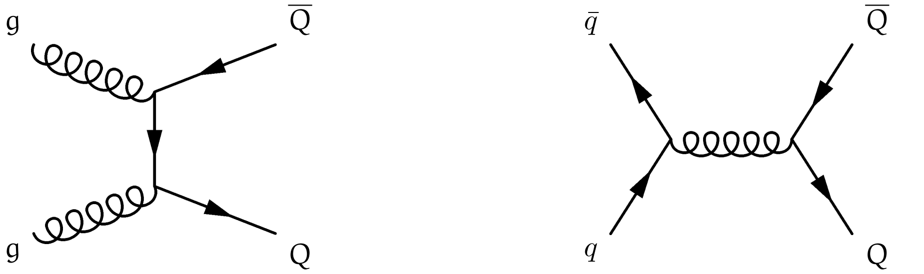


Fig. 1.23 - Processus à l'arbre « leading order » pour la production de quarks lourds. À gauche, il s'agit de la fusion de gluons ; à droite l'annihilation quark anti-quark.

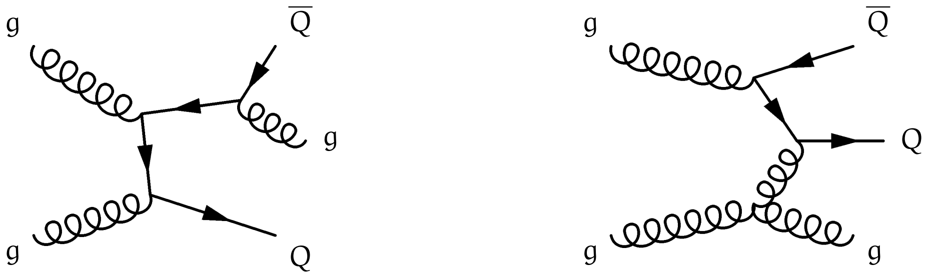


Fig. 1.24 - Correction des processus à l'arbre pour la production de quarks lourds ; processus à l'ordre suivant « next to leading order » de la fusion de gluons (émission d'un gluon dans l'état final), à gauche, et d'excitation de saveur, à droite.

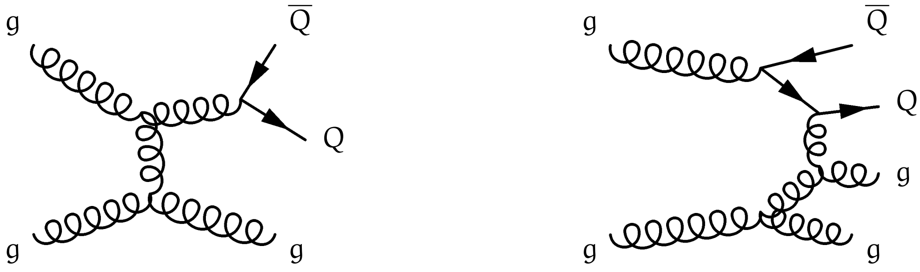


Fig. 1.25 - Autre processus de correction des processus à l'arbre : processus de brisure de gluon ou « gluon splitting ». Le processus à droite est une correction à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$.

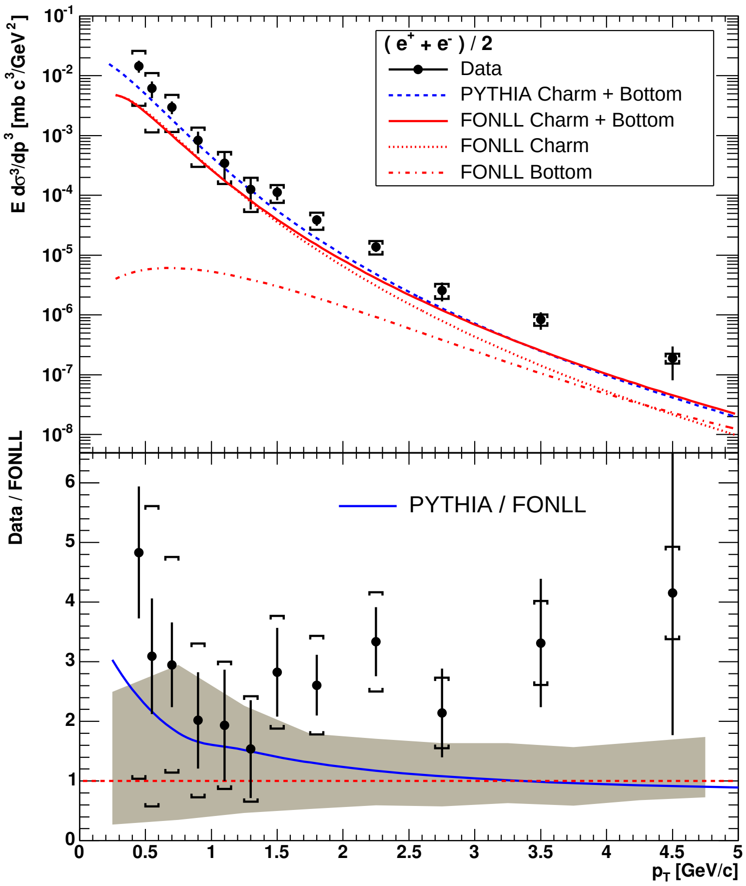


FIG. 1.26 - Sections efficaces différentielles des électrons, produits par la décroissance des saveurs lourdes, mesurés par le détecteur PHENIX pour des collisions $p{+}p$ à 200 GeV. Ces sections efficaces sont comparées aux prédictions de PYTHIA et FONLL pQCD (graphe du haut). Les barres (crochets) correspondent aux erreurs statistiques (systématiques) des mesures ; la zone grisée sur le graphe du bas montre l'incertitude théorique sur la prédiction faite par FONLL pQCD [92].

significatif entre cette première estimation et les prédictions théoriques de [22] qui diffère de près d'un facteur 5. Ces dernières donnent en effet une section efficace de :

$$\sigma_{p+p\to c\bar{c}+X} \;=\; 0,26\,^{+0,40}_{-0,15}\ \text{mb}\ , \tag{1.44}$$

l'incertitude théorique tient compte de la méconnaissance partielle de certains paramètres libres (en particulier de la masse du quark c, cf. § 3.2.3.2). Malgré cet écart important, les prédictions théoriques restent compatibles, à la limite des barres d'erreur, avec les valeurs expérimentales. Il est donc nécessaire d'affiner à la fois les prédictions théoriques et les mesures expérimentales, en particulier en diminuant les erreurs systématiques de ces dernières. De nouvelles mesures permettraient également de confirmer ou d'infirmer ces deux valeurs expérimentales.

1.5.3 Résonances : J/ψ, ψ' et Υ

Du fait de leur suppression annoncée dans un milieu dense et/ou chaud [64], les résonances du spectre en dimuon constituent des observables privilégiées en collisions d'ions lourds relativistes (cf § 1.4.3). Elles ont donc stimulé aussi bien la recherche expérimentale que théorique qui a produit divers modèles pour expliquer les données. Nous discuterons ici essentiellement des résonances charmés, J/ψ et ψ' mais les mêmes mécanismes s'appliquent également aux différents états du Υ à ceci près que celui-ci se forme à partir d'une paire $b\bar{b}$ (et donc qu'une énergie plus élevée est requise). Nous utiliserons le terme générique *onium* pour désigner à la fois le charmonium et le bottomonium.

Mécanismes de production

La production d'un onium se fait tout d'abord par la création d'une paire de quarks (voir section précédente). Cette production, relevant de QCD perturbative – l'échelle en énergie mise en jeu est de l'ordre de $2 \times m_Q \sim 3$ GeV/$c^2 \gg \Lambda_{QCD}$, avec m_Q la masse du quark Q –, il est attendu que la production soit dominée par les processus perturbatifs, et plus particulièrement par la fusion de gluons du fait, d'une part de la nécessité d'extraire un anti-quark de la mer pour le processus d'annihilation quark anti-quark et, d'autre part, que la densité gluonique sature avant collision dans les noyaux (cf § 1.3.2). Cette création nécessite un temps de formation très court, de l'ordre de $\tau_{pert} \sim (2 \times m_Q)^{-1}$. L'hadronisation vers un état résonant peut alors se faire. Cette hadronisation va dépendre de l'état dans lequel se trouve la paire de quarks après création. Si l'état créé est coloré, cette charge de couleur excendentaire devra être neutralisée puisque expérimentalement aucun hadron coloré n'est observé. Cette neutralisation nécessite une évolution de la paire sur une longue échelle de temps (comparée à celle nécessaire à la création de la paire), impliquant ainsi des phénomènes non perturbatifs. De ce fait, la principale différence dans les divers modèles vient de la façon dont est gérée l'hadronisation. De nombreuses données existent pour contraindre ces modèles, en terme de sections efficaces de production mais également en terme de rapport de sections efficaces (rapport qui semble indépendant de l'énergie en jeu) ou de polarisation. Il existe trois modèles principaux qui seront présentés dans l'ordre chronologique de leur création.

Le modèle d'évaporation de couleur (CEM) [94, 95, 96] est le premier modèle décrivant la production de résonance basé sur l'application de concepts de QCD. Il fut développé par Harold Fritzsch en 1977 [94] et permit l'obtention des sections efficaces de production pour les quarkonia. Il décrit la création de la résonance par neutralisation de la couleur de la paire par interaction avec l'environnement (émission ou absorption de gluons). Cette neutralisation n'étant pas toujours nécessaire, le modèle autorisant la création de paires non colorées. Ce modèle, relativement simple, ignore les divers nombres quantiques des quarks et postule qu'une fraction donnée des paires de quarks créées s'hadronisent. Cette fraction dépend seulement de l'énergie mise en jeu (au travers de la dépendance en énergie de la section efficace de production des quarks charmés) et se définit donc empiriquement (à partir des données expérimentales). La production d'une résonance, comme le J/ψ par exemple, est alors donnée par

$$\sigma_{J/\psi}\ (\hat{s}) \ = \ f_{J/\psi}\, \sigma_{c\bar{c}}(\hat{s}) \ , \tag{1.45}$$

avec $\hat{s}$ l'énergie partonique mise en jeu lors de la création de la résonance. Une des conséquences principales de ce modèle est que le rapport entre la production de deux charmonium ne dépend pas de l'énergie mise en jeu, comme semblait l'indiquer les données [65] (le terme dépendant de l'énergie mise en jeu se simplifiant lors du rapport). Ce modèle donne de bons résultats pour des données où le p_T des particules est faible. Il reproduit ainsi la section efficace de production du J/ψ en photo-production ou hadro-production pour des données obtenues à basses énergies [97] et lorsque le p_T est faible [98, 99] mais n'explique plus les données de CDF mettant en jeu des impulsions transverses plus élevées [100].

Un modèle plus sophistiqué, le modèle du singulet de couleur (CSM), prenant en compte à la fois le spin des particules et les nombres quantiques de la paire de quarks a vu le jour [101]. Il s'appuie sur la QCD perturbative et prend en compte les processus NLO. Il permit de comprendre la production du J/ψ aux énergies des ISR ($\sqrt{s}$ = 30 à 63 GeV/c^2) [102] et certaines données obtenues à CDF [103]. Il apporta une explication plus précise du taux de production des charmonia. La fraction des différents charmonia créés n'est plus empirique mais dépend des nombres quantiques de la paire de quarks. Ainsi la projection de ces nombres quantiques dans un espace de Fock donné (procédure d'hadronisation) définit l'état singulet créé (la résonance créée) : une paire de quarks de spin S et de moment orbital L évoluera vers un état résonant ${}^{2S+1}L_J$, avec J moment orbital total [31]. Néanmoins, ce modèle échoua dans la détermination des sections efficaces différentielles en p_T des données $p+\bar{p}$ obtenues au Tevatron à $\sqrt{s} = 1,8$ TeV/c^2 [104]. En effet, la paire de quarks étant produite dans un état singulet de couleur, la neutralisation est supposée se produire avant hadronisation, ou, plus précisement elle doit être réalisée de façon perturbative, sur une échelle de temps très courte. La possibilité d'une neutralisation lente de la couleur est donc simplement ignorée.

Au contraire du modèle précédent, qui imposait la production d'un charmonium à partir d'une paire de quarks dans un état singulet, le modèle de l'octet de couleur (COM) autorise également la formation d'une résonance à partir d'une paire dans un état d'octet de couleur [106]. Ce modèle réintroduit donc la possibilité d'une neutralisation de la couleur s'effectuant pendant l'hadronisation elle-même. Il fut développé, dans les années 1990, afin de comprendre pourquoi la production de la résonance $\psi\prime$ était sous-estimée par les autre modèles, comme le montre la figure 1.28. Bien plus raffiné que ses prédécesseurs, il s'appuie sur un cadre effectif de QCD, la QCD non relativiste et permet ainsi la factorisation de la section efficace en deux termes, un premier prenant en compte les effets perturbatifs et le second englobant ceux non perturbatifs. La section efficace de production de la résonance $\mathscr{R}$ de nombres quantiques $n^{2S+1}L_J$ s'écrira

$$\sigma(\mathscr{R}) = \sum_n \mathscr{F}(\Lambda_{QCD}) \, \langle\, 0\, | O_n^{\mathscr{R}} \,|\, 0 \,\rangle \; . \tag{1.46}$$

$\mathscr{F}(\Lambda_{QCD})$ contient l'ensemble des contributions à courte portée et est donc calculable par QCD perturbative. La seconde partie correspond à un élément de matrice englobant l'ensemble des effets à longue portée (donc non perturbatifs). Ce modèle offre une meilleure prise en charge de la dépendance en impulsion transverse (indiquée figure 1.27), ce qui lui permit d'expliquer avec succès l'écart observé (voir figure 1.28). Le succès de ce modèle semble indiquer que, avec l'augmentation de l'énergie disponible lors de la collision, la création de quarks lourds se fait pour des valeurs de x de plus en plus petites. La densité gluonique augmentant à petit x favorise la neutralisation de la paire de quarks « colorée ». Néanmoins, le fait que la paire puisse être formée dans un état d'octet de couleur introduit plusieurs paramètres libres (les éléments de matrice $\langle\, 0\, | O_n^{\mathscr{R}} \,|\, 0 \,\rangle$ de l'équation ci-dessus) dont la détermination, le plus souvent empirique, reste controversée. Il demeure malgré tout le modèle qui ajuste le mieux l'ensemble des données sans pour autant donner pleine satisfaction. La compréhension de la formation d'une résonance n'est donc pas encore complète et de nouvelles données devraient permettre d'affiner (ou rejeter) ces différents modèles qui prédisent par ailleurs des polarisations différentes pour la résonance.

Principaux résultats

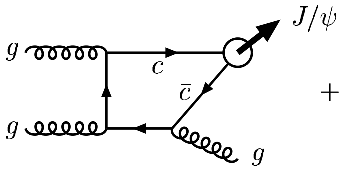
L'analyse des données $p+p$ à 200 GeV/c^2 a permis d'obtenir de premiers résultats concernant le J/ψ. Les mesures ont été effectuées à la fois dans le canal diélectron et le canal dimuon. La section efficace mesurée pour les données $p+p$ obtenue en 2002 est de [108],

$$\sigma_{p+p\to J/\psi} \;=\; 3,99 \pm 0,61(stat) \pm 0,58(syst) \pm 0,40(abs)\ \mu\text{b} \tag{1.47}$$

Cette première estimation de la section efficace est conforme à la prédiction effectuée avec le modèle COM [97]. Ces données, découpées en tranches de rapidité, sont présentées figure 1.29. Sur ce graphe est également porté des prédictions des modèles COM et PYTHIA obtenues avec différentes fonctions de distributions partoniques (PDFs). Ces courbes sont ajustées au données. De cet ajustement est déduit la section efficace totale reportée ci-dessus.

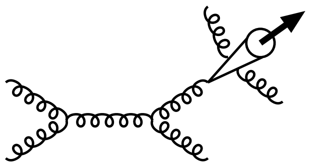
[31] Le moment angulaire total est donné par $J = L + S$.

(a) leading-order colour-singlet: $g + g \to c\bar{c}[^3S_1^{(1)}] + g$



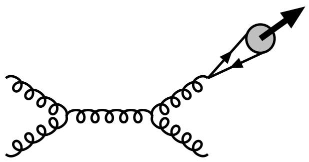
$+\ldots \qquad \sim \alpha_s^3 \, \frac{(2m_c)^4}{p_t^8}$

(b) colour-singlet fragmentation: $g + g \to [c\bar{c}[^3S_1^{(1)}] + gg] + g$



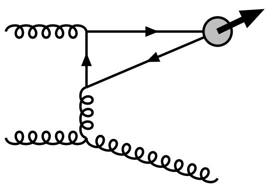
$+\ldots \qquad \sim \alpha_s^5 \, \frac{1}{p_t^4}$

(c) colour-octet fragmentation: $g + g \to c\bar{c}[^3S_1^{(8)}] + g$



$+\ldots \qquad \sim \alpha_s^3 \, \frac{1}{p_t^4} \, v^4$

(d) colour-octet t-channel gluon exchange: $g + g \to c\bar{c}[^1S_0^{(8)}, {}^3P_J^{(8)}] + g$



$+\ldots \qquad \sim \alpha_s^3 \, \frac{(2m_c)^2}{p_t^6} \, v^4$

Fig. 1.27 - Dépendance en p_T des différents diagrammes intervenant dans la production d'une résonance selon le modèle de l'octet de couleur COM [105].

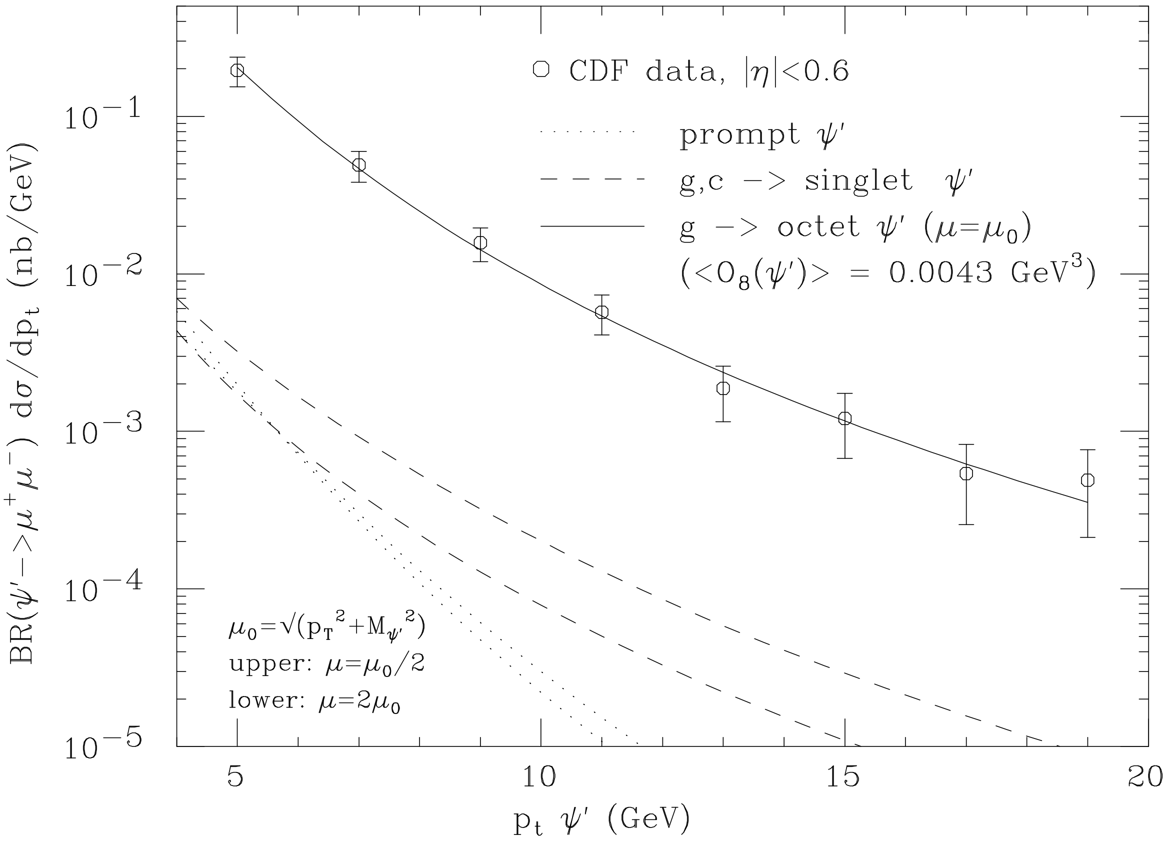


FIG. 1.28 - Prédictions des différents modèles de production de charmonium comparées aux sections efficaces différentielles en p_T obtenues pour le $\psi\prime$ à CDF, lors de collisions $p + \bar{p}$ [107].

Néanmoins, la prise de données de 2003 a permis d'obtenir des résultats bien plus intéressants, d'une part avec le bras Nord opérationnel, et, d'autre part grâce à de nouvelles espèces collisionnées $d + Au$, également à 200 GeV/c^2 (la luminosité acquise ayant été plus importante également). Outre une section efficace totale plus précise [109],

$$\sigma_{p+p\to J/\psi} \ = \ 2,66 \pm 0,20(\text{fit}) \pm 0,26(\text{abs}) \ \mu\text{b} \tag{1.48}$$

une étude du facteur de modification nucléaire a pu être entreprise.

La figure 1.30 donne le facteur de modification nucléaire, obtenu en collisions $d + Au$, en fonction de la rapidité et comparé à différents modèles prenant en compte des effets de milieu. Ces différents modèles prennent en compte du *shadowing*, de l'*anti-shadowing* et de l'absorption nucléaire normale [110, 111]. Ces différents modèles reproduisent globalement les données bien que les modèles EKS semblent plus proches de celles-ci, surtout pour les rapidités positives. Cela semble donc indiquer la présence d'un faible *shadowing*, mêlé d'un faible effet d'absorption. Néanmoins, au vu de la statistique actuelle, il est impossible de pouvoir quantifier précisement l'importance de ces deux effets.

1.5.4 Drell-Yan

Une importante contribution au spectre en dimuon provient du processus Drell-Yan [112]. C'est un processus essentiellement électromagnétique, il s'agit de l'annihilation d'une paire quark anti-quark qui produit un photon virtuel, lequel peut se désintégrer en letpons (électrons, muons ou taus) [87]. Plus précisément, le processus Drell-Yan est une annihilation de quark et anti-quark léger par échange d'un boson vecteur. De ce fait, il peut faire intervenir un photon virtuel

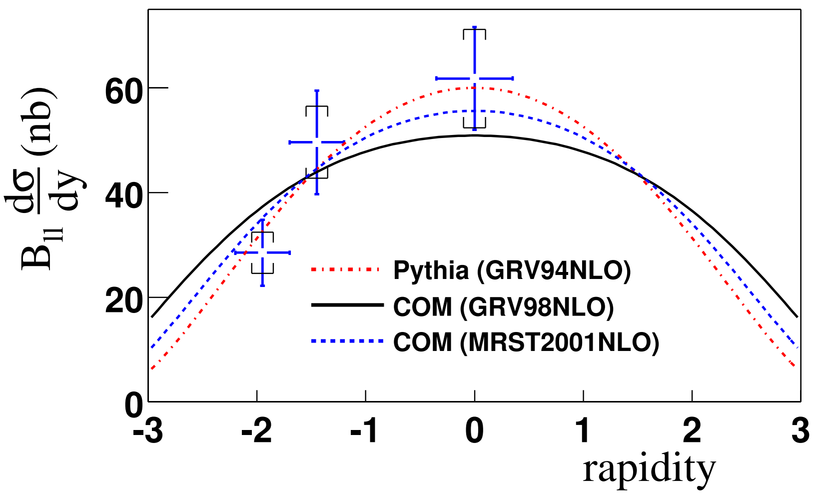


Fig. 1.29 - Le point central représente la mesure $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et les deux autres sont extraits des mesures $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les collisions $p+p$ à 200 GeV enregistrées par PHENIX, les données du bras Sud étant découpées en deux tranches en rapidité. Sur ce graphe sont également porté différentes prédictions obtenues par le modèle COM et PYTHIA. L'ajustement de ce dernier au point expérimentaux permet la détermination de la section efficace totale de production pour le J/ψ.

mais aussi un boson Z^0 ou l'interférence des deux. À l'arbre, le diagramme de ce processus, donné figure 1.31, est purement électro-faible. Rapidement ce processus fut utilisé pour sonder la structure partonique du nucléon et plus particulièrement celle en anti-quarks [113]. Il permet ainsi l'étude de l'asymétrie de saveur des quarks de la mer [113, 114].

Processus Drell-Yan dans le modèle des partons

Du fait de la simplicité de la réaction, la section efficace de production est relativement simple à exprimer dans la cadre du modèle des partons :

$$\frac{\mathrm{d}^2\sigma}{\mathrm{d}M^2\,\mathrm{d}x_F^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2\,s}\,\frac{1}{x_1+x_2}\sum_f e_f^2\left(q_f(x_1)\,\overline{q}_f(x_2)+\overline{q}_f(x_1)\,q_f(x_2)\right)\,, \tag{1.49}$$

où $q_f(x_1)$(respectivement $q_f(x_2)$) est la fonction de structure partonique du quark de saveur f évaluée à l'impulsion x_1 (respectivement x_2). x_1 et x_2 représentent la fraction de l'impulsion du hadron parent emportée par le quark considéré et $x_F = x_1 - x_2$. M est la masse invariante de la paire de leptons formées et s l'énergie dans le centre de masse $q\bar{q}$.

Dans ce modèle, la distribution angulaire des dileptons est caractéristique de la désintégration d'un photon virtuel polarisé transversalement,

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = \sigma_0\,(1+\lambda\,\cos^2\theta^*)\,, \tag{1.50}$$

avec θ^* l'angle polaire du lepton dans le référentiel d'inertie du photon et $\lambda = 1$. Cette distribution angulaire fut vérifiée expériementalement avec des faisceaux de pions et de protons [115] mais souffre néanmoins d'erreurs statistiques importantes.

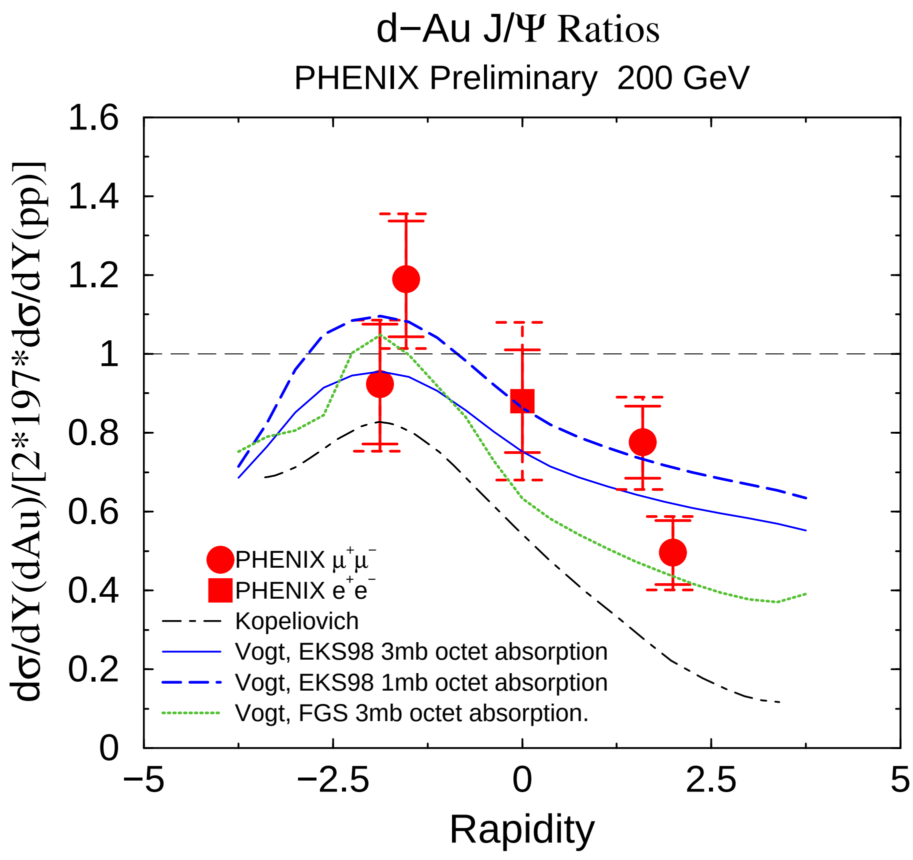


Fig. 1.30 - Facteur de modification nucléaire R_{d+Au} obtenu par PHENIX en fonction de la rapidité et comparé à différents modèles de *shadowing*; chaque bras dimuons est découpé en deux tranches de rapidité (marqueurs ronds), le bras central (marqueur carré) ne représente qu'une seul tranche en rapidité.

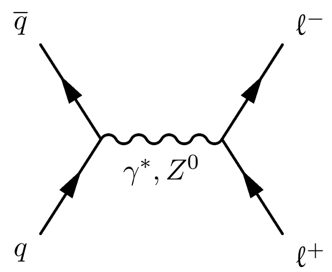


Fig. 1.31 - Processus à l'arbre pour la production du Drell-Yan.

Processus Drell-Yan et QCD

L'importance de corrections à l'ordre suivant (NLO) est rapidement apparue. En effet, la section efficace de production donnée dans le cadre du modèle des partons sous-estime d'un facteur 2 environ les données expérimentales. QCD permet la détermination des contributions NLO à la section efficace du Drell-Yan [116]. Incluant ces corrections, la distribution angulaire devient plus complexe, et s'écrit

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \propto 1 + \lambda \cos^2\theta^* + \mu \sin(2\theta^*) \cos\phi^* + \frac{\nu}{2} \sin^2\theta^* \cos(2\phi^*) \,, \tag{1.51}$$

avec ϕ^* l'angle azimuthal et λ, μ et ν des paramètres dépendants de ϕ^*. L'amplitude des corrections à l'ordre suivant est proportionnelle à p_T/Q, indiquant que celles-ci doivent être prises en compte dès que $p_T \sim Q$. Les corrections NLO induisent de ce fait une légère déviation, inférieure à 5 %, par rapport à la formule obtenue dans le cadre du modèle des partons (1.50) pour des dimuons dont le p_T est inférieure à 3 GeV/c [117].

1.6 Intérêts du continuum dimuons

Nous avons discuté de plusieurs résultats importants obtenus à RHIC. Pour la plupart, ces résultats ont été acquis en collisions d'ions lourds. Nous avons néanmoins indiqué, à plusieurs reprises, la nécessité de la référence en collisions $p+p$ pour l'interprétation de ces résultats. Dans ce paragraphe, nous nous proposons de récapituler les intérêts des collisions $p+p$. Deux intérêts majeurs sont à distinguer :

- les collisions $p+p$ permettent un test direct de QCD perturbative ;
- du fait de l'absence d'effet nucléaire, elles représentent une référence indispensable à la compréhension et à la séparation des divers effets nucléaires présents en collisions d'ions lourds – notamment le rapport R_{AA} très utilisé nécessite la connaissance de la section efficace $p+p$, cf. équation (1.38).

Nous allons reprendre et détailler ces deux points pour le Drell-Yan tout d'abord puis pour la production de quarks lourds.

Comme indiqué précédemment, le processus Drell-Yan relève directement de QCD perturbative. Sa production est calculable très précisément dans cette théorie et permet donc de la tester directement. Bien que le Drell-Yan soit encore peu étudié, que ce soit en collisions $p+p$ ou $A+B$, il constitue néanmoins une sonde privilégiée pour l'étude de l'effet de *shadowing* et des effets dans l'état initial plus généralement en collisions d'ions lourds. En effet, le photon virtuel, tout comme le Z^0, sont totalement insensibles au milieu nucléaire (car insensibles à la force forte) et n'interagit donc pas avec celui-ci. De plus, les dimuons issus de la désintégration bénéficient d'un libre parcours moyen important ce qui les rend presque insensible à leur environnement – les leptons n'interagissent que de manière électromagnétique avec celui-ci. Le Drell-Yan est donc uniquement sensible à l'état initial (via la distribution des quarks), ce qui en fait donc une sonde idéale de celui-ci. Enfin, le Drell-Yan étant originaire d'une annihilation quark et anti-quark, ce processus permet de tester la structure en anti-quarks des nucléons [113] et apporte également de précieuses informations sur la répartition du spin au sein de ceux-ci [113] – via la polarisation des bosons vecteurs, le photon virtuel à RHIC.

Du fait de la masse élevée des quarks lourds, leur production est également calculable par QCD perturbative et en permet le test. On notera en ce sens l'écart actuel entre prédictions théoriques et mesures expérimentales réalisées à RHIC. Cet écart, discuté au § 1.5.2, nécessite d'affiner et confirmer les mesures expérimentales existantes et d'améliorer la compréhension des mécanismes de production des quarks lourds (la théorie sous-estimant les valeurs expérimentales). Ce type d'écart avait déjà été observé au Tevatron pour la production du quark b et il permit d'affiner les prédictions théoriques [118], en incluant des processus négligés lors des calculs en NLO, grâce à un nouveau cadre de traitement du développement perturbatif : l'approche FONLL [91]. Les quarks lourds, produits aux tous premiers instants des collisions $A+B$, gardent la mémoire de ceux-ci [90]. De plus, étant sensibles à la fois aux effets dans l'état initial et dans l'état final, ils permettent l'étude de l'évolution de la collision. La determination, en $p+p$, des sections efficaces de production et des distributions des quarks en fonction de diverses variables (p_T, y, ...) constitue donc une ligne de référence pour la compréhension des effets nucléaires lors de l'étude des collisions $A+B$ et de l'évolution temporelle de celles-ci. Enfin, on notera la possibilité de mesurer la polarisation des gluons en étudiant la production de saveurs lourdes en collisions $p+p$ (cf. § 2.1.2). Un dernier intérêt pour l'étude du charme (mais cette fois pour des collisions $A + B$) réside dans l'étude des quarkonia, signature privilégiée pour la transition de phase vers un plasma. La suppression et régénération du J/ψ peuvent être étudiées comparativement à la production de charme ouvert. Celui-ci étant sensible aux même effets que le J/ψ (excepté bien sûr pour les mécanismes de suppression et de régénération), il pourrait s'avèrer une référence idéale. Enfin, on notera que la connaissance de sa section efficace est primordiale dans les mécanismes de regénération de J/ψ [74] (recombinaison statistique ou coalescence de quarks).

Chapitre 2

Complexe expérimental

Sommaire

Le détecteur PHENIX est situé auprès du collisionneur RHIC – acronyme de *Relativistic Heavy Ion Collider*. Il permet d'accélérer toute une gamme de projectiles, allant du proton au noyau d'or. Il est également le seul collisionneur au monde à pouvoir accélérer des protons polarisés. Il offre donc un potentiel d'étude physique unique et très intéressant. Après une courte description du collisionneur, nous nous attarderons sur le détecteur PHENIX. Nous en donnerons tout d'abord un aperçu général. Puis nous nous intéresserons aux spectromètres à muons, sous-système sur lequel porte le travail présenté dans ce mémoire. J'ai aussi contribué d'une part à l'obtention d'une carte du champ magnétique pour le spectromètre Nord répondant aux spécifications (avec le groupe PHENIX du Laboratoire de Physique Corpusculaire, à Clermont-Ferrand) et d'autre part au montage de l'électronique de lecture des chambres à fils du spectromètre Nord et aux tests de celles-ci (avec la sous-collaboration PHENIX-France muons, celle-ci ayant la responsabilité de l'électronique de lecture des chambres de trajectographie des deux spectromètres à muons). Un descriptif exhaustif de l'accélérateur ainsi que des différentes expériences peut être trouvé en [119].

2.1 Le collisionneur RHIC

2.1.1 Présentation du complexe accélérateur

Le collisionneur se situe au *Brookhaven National Laboratory* (BNL), dans l'état de New-York, sur Long Island. Il se compose de deux anneaux, indépendants et de même centre, d'accélération et de stockage, d'une circonférence de 3,83 km chacun. Ses aimants sont superconducteurs, refroidis à une température de 4,2 K par des cryostats à hélium liquide. Parmi les six points d'intersection, quatre sont actuellement utilisés par des dispositifs expérimentaux. La figure 2.1 montre une vue shématique du RHIC ainsi que ses spécifications techniques.

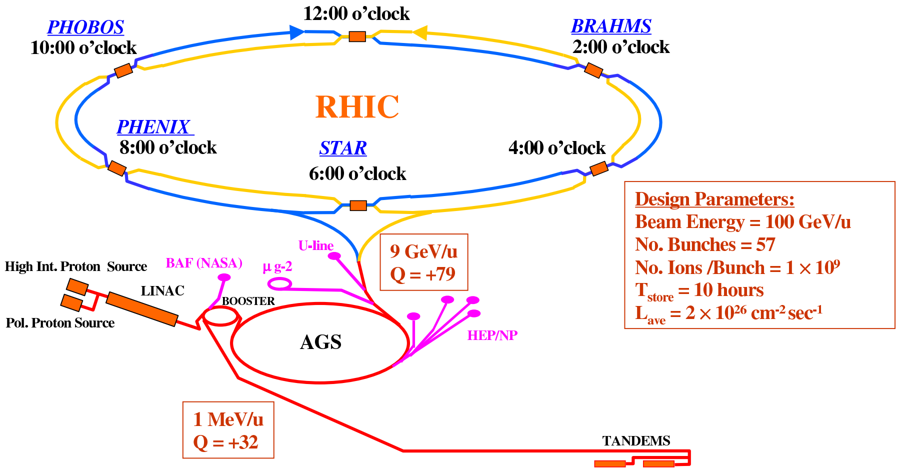


Fig. 2.1 - Vue d'ensemble du complexe accélérateur du RHIC.

Le RHIC peut faire collisionner toute une gamme de projectiles, allant du proton au noyau d'or, les ions pouvant être de nature différente, du fait de l'indépendance des anneaux de stockage. L'énergie maximale pouvant être obtenue est de $\sqrt{s} = 500$ GeV pour les collisions $p + p$ et de $\sqrt{s_{\mathrm{NN}}} = 200$ GeV pour celles $Au + Au$. Les ions sont produits par une source qui les envoie directement dans le *Tandem Van der Graaf*. À leur sortie du *Tandem*, ils sont partiellement épluchés de leurs électrons ($Q = +32$) et possèdent une énergie de l'ordre de 1 MeV par nucléon. Ils passent ensuite dans le *Booster* puis dans le *Alternating Gradient Synchrotron* (AGS) où ils sont totalement épluchés de leurs électrons et accélérés jusqu'à environ 9 GeV par nucléon. L'accélération des protons est très similaire, à ceci près qu'ils sont générés par le *LINear ACcelerator* (Linac).

Les particules sont groupées en paquets ce qui permet d'augmenter le taux de collisions tout en diminuant le courant moyen utilisé pour guider les particules. Ainsi RHIC utilise deux systèmes radio-fréquence. Le premier, à 28 MHz, permet la capture des paquets circulant dans l'AGS et l'accélération de ceux-ci jusqu'à leur vitesse finale. Les paquets sont injectés dans RHIC en moins d'une minute de façon à limiter la diffusion intra-paquet, une des principales causes de perte de luminosité pour les faisceaux d'ions lourds [120]. Le second système radio-fréquence, à 197 MHz, permet de limiter la longueur des paquets à ~ 30 cm (la « longueur du diamant [1] »). Ce dernier paramètre dicte la luminosité utilisable par les expériences. Chaque faisceau est ainsi constitué d'une cinquantaine de paquets pouvant contenir jusqu'à 10^{11} protons ou 10^{9} ions d'or. Les principales caractéristiques pour des faisceaux d'or et de protons sont donnés dans tableau 2.1.

[1] Cette longueur définit la zone de l'espace autour du point d'interaction dans laquelle aura lieu la collision. Les collisions se distribueront ainsi suivant une gaussienne centrée au point d'interaction et de largeur à mi-hauteur de 30 cm suivant l'axe du faisceau.

Type de collisions	$Au + Au$	$p + p$
Énergie du faisceau	$30 \rightarrow 100$ GeV par nucléon	$30 \rightarrow 250$ GeV par nucléon
Luminosité moyenne à l'énergie max.	$2 \times 10^{26}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$1.4 \times 10^{31}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
nombre de paquets par anneau	$60 \rightarrow 120$	$60 \rightarrow 120$
Temps de vie du faisceau	~ 10 heures	> 10 heures
β^* (fonction amplitude)	$10 \rightarrow \sim 1$ m	$10 \rightarrow \sim 1$ m

Tab. 2.1 - Spécifications de RHIC pour les collisions $p + p$ et $Au + Au$ [121].

Le facteur β^*, ou fonction amplitude, caractérise la capacité matérielle (configuration des aimants) à faire converger le faisceau au point d'interaction. La luminosité délivrée étant inversement proportionnelle à ce paramètre, il doit être le plus petit possible.

Le tableau 2.2 donne les caractéristiques de l'ensemble des prises de données ou *runs* effectuées jusqu'au moment de l'écriture de ce mémoire. Définissons le terme de « prise de données » ou *run*. Celui-ci réfère toujours au même concept mais couvre deux définitions. Dans le premier cas, une prise de données représente l'acquisition ininterrompue de données (donc délimitée par deux arrêts de l'acquisition), d'une heure environ. Cette prise de données sera alors définie par un numéro de *run*. De façon plus générale, un *run* représente plusieurs mois d'acquisition pendant lesquels le détecteur est opérationnel. Celles-ci sont entrecoupées de périodes de maintenance et de mises à jour du détecteur et des différents logiciels nécessaire à son fonctionnement. Ce *run*-ci sera labellisé par l'année au cours de laquelle il aura eu lieu.

Même si la luminosité atteinte pour les prises de données en ions lourds parait faible, il faut remarquer que, en raison d'effets géométriques nucléaires [2], les sections efficaces sont approximativement augmentées d'un facteur $A \times B$, produit des nombres atomiques des 2 noyaux [3]. De plus, on peut noter que pour le dernier *run*, labelisé *run* 4, la luminosité délivrée par RHIC pendant la période de collisions $Au + Au$ à 200 GeV a dépassé les spécifications données dans le tableau 2.1 d'un facteur trois [122].
Cinq expériences fonctionnent actuellement sur 4 des zones d'interaction :

- le *Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer* (BRAHMS), permet la mesure des impulsions des hadrons chargés sur un vaste domaine en rapidité et en impulsions transverses ;
- pp2pp occupe la même zone d'interaction que BRAHMS. Son objectif est de déterminer les sections efficaces élastique et inélastique des collisions $p+p$ afin de les comparer à celles obtenues en collisions $p + \bar{p}$;
- le *Solenoid Traker At Rhic* (STAR), peut identifier avec une très bonne résolution une grande partie des particules produites lors de collisions $Au + Au$ grâce à sa chambre à projection temporelle (TPC) ;
- PHOBOS étudie la multiplicité des particules chargées dans les collisions $Au+Au$ les plus centrales grâce à ses nombreux détecteurs au silicium ;
- PHENIX est en fait le regroupement de différents projets expérimentaux. Ce détecteur permet la mesure de nombreuses sondes physiques, leptons, photons et hadrons et couvre ainsi, grâce à la variété des collisions fournies par RHIC, différents champs d'étude : la physique du spin (collisions $\vec{p} + \vec{p}$), le QGP ($Au + Au$) et l'étude de la matière nucléaire dite froide ($d + Au$).

[2]En diffusion inélastique, les nucléons peuvent être supposés « libres » à l'intérieur du noyau (théorème de factorisation de QCD), un noyau de nombre atomique A est alors équivalent à une superposition de A nucléons indépendants.

[3]Cet effet n'est néanmoins à considérer que pour les collisions les plus centrales.

Numéro de run	Type de faisceau	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\int \mathcal{L}$ dt	$\int \mathcal{L}_{\mathrm{PHENIX}}$ dt
Run 1	$Au + Au$	130	6,5 µb^{-1}	1 µb^{-1}
Run 2	$Au + Au$	200	84 µb^{-1}	24 µb^{-1}
	$\vec{p} + \vec{p}$	200	0,6 pb^{-1}	0,15 pb^{-1}
	$Au + Au$	19,6	<1 µb^{-1}	?
Run 3	$d + Au$	200	24 nb^{-1}	2,74 nb^{-1}
	$\vec{p} + \vec{p}$	200	1,2 pb^{-1}	0,35 pb^{-1}
Run 4	$Au + Au$	200	1,37 mb^{-1}	241 µb^{-1}
	$Au + Au$	62,4	22 µb^{-1}	9,1 µb^{-1}
	$\vec{p} + \vec{p}$	200	894 nb^{-1}	352 nb^{-1}
Run 5	$Cu + Cu$	200	4,84 nb^{-1}	3,06 nb^{-1}
	$Cu + Cu$	62,4	370 µb^{-1}	190,2 µb^{-1}
	$\vec{p} + \vec{p}$	200	En cours	

Tab. 2.2 - Caractéristiques des différentes prises de données passées. La première colonne donne la dénomination du *run*, la seconde et la troisième le type de faisceau et l'énergie des collisions. Les 2 dernières indiquent respectivement la luminosité délivrée par RHIC [122] et la luminosité réellement acquise par PHENIX. La notation « $\vec{p} + \vec{p}$ » indique les *runs* de protons polarisés.

2.1.2 Étude du spin

La production et l'accélération des protons est très semblables à celles des ions. Ils proviennent du Linac, puis sont accélérés par le *Booster* et l'AGS pour être injectés dans RHIC avec une énergie de l'ordre de 24 GeV. RHIC les accélère jusqu'à leur énergie finale. La polarisation est maintenue dans RHIC grâce à des « serpents sibériens » [123]. Outre le programme spin de RHIC [40, 41], les collisions $p{+}p$ procurent une référence pour l'étude des effets de milieu dus à la matière nucléaire, effets accessibles lors des collision d'ions lourds. Le programme spin du RHIC, et de PHENIX plus particulièrement, a pour but la détermination de la contribution des gluons ΔG au spin du proton, cf. § 1.2.9, via la détermination de la double asymétrie longitudinale du spin A_{LL}. Ainsi la polarisation des gluons devrait être mesurée sur un large domaine d'impulsions, lors de processus très énergétique, assurant l'applicabilité du calcul perturbatif. Les processus choisis, tous indépendants entre eux, sont :

- la production de photons directs ou *prompt*, c'est-à-dire de hauts p_T, $\vec{p} + \vec{p} \to \gamma X$;
- la production de « jet » ;
- et la production inclusive [4] de saveur lourde, comme le charme ou la beauté $\vec{p}{+}\vec{p} \to Q\bar{Q}X$.

La production de saveur lourde – charme et beauté – constitue donc une sonde de choix, l'asymétrie A_{LL} s'écrit alors [124],

$$A_{LL}^{QQ} = \frac{\Delta g(x_1)}{g(x_1)} \frac{\Delta g(x_2)}{g(x_2)} \, a_{LL}^{gg \to Q\bar{Q}X} \ , \tag{2.1}$$

où $x_{1(2)}$ représente la fraction d'impulsion emportée par chaque parton et $a_{LL}^{gg \to Q\bar{Q}X}$ l'asymétrie partonique pour le processus inclusif $g + g \to \bar{Q}QX$. Pour minimiser au possible les erreurs de mesure, le rapport signal sur bruit doit être suffisant. La production de charme, et plus exactement celle du J/ψ est un très bon candidat puisque le signal est facilement extractible et

[4]Un processus est dit inclusif si une partie des produits n'est pas connue. Ici X dénote l'ensemble des produits inconnus.

sa section efficace de production suffisamment élevée. Néanmoins des incertitudes importantes demeurent sur $a_{LL}^{gg \to Q\bar{Q}X}$, en particulier, ce paramètre est fortement dépendant du processus considéré. Une bonne connaissance des processus de production mis en jeu est donc nécessaire.

2.2 Vue d'ensemble du détecteur PHENIX

PHENIX combine divers types de détecteurs. Mécaniquement, il se décompose en quatre groupes de détecteurs – deux bras centraux, spécialisés dans la détection des hadrons, électrons et photons et deux bras latéraux dédiés à la détection des muons –, trois aimants et quelques détecteurs « internes », dits globaux car ils sont nécessaires à tous les autres sous-systèmes. Un schéma détaillé de PHENIX est donné en figure 2.2.

Les deux bras centraux sont situés à mi-rapidité avec un minimum de matériel intermédiaire de façon à minimiser les pertes d'énergie. La déviation induite par l'aimant central, en première approximation parallèle à l'axe des faisceaux, permet de reconstruire hadrons et électrons détectés dans les bras centraux. Mais cet aimant joue aussi le rôle d'absorbeur pour les bras dimuons, stoppant la plupart des particules pénétrant à l'intérieur de celui-ci, laissant ainsi passer presque exclusivement les muons. La figure 2.3 montre l'acceptance couverte par les différents détecteurs de PHENIX.

2.3 Détecteurs globaux

Les détecteurs globaux sont au nombre de quatre :
– le *Beam Beam Counter* (BBC) ;
– le *Zero Degree Calorimeter* (ZDC) ;
– le *Normalization Trigger Counter* (NTC) ;
– et le *Multiplicity Vertex Detector* (MVD).
Ils permettent la caractérisation de la collision en fournissant des paramètres importants, nécessaires à l'analyse de données. Il s'agit de la position du vertex de la collision primaire, de la centralité de la collision et de sa multiplicité. Pour un collisionneur, la position du vertex n'est pas connue à l'avance, on connait juste sa distribution dans l'espace (elle est définie par la « longueur du diamant », cf. § 2.1), sa détermination événement par événement est donc essentielle pour permettre la reconstruction des traces des particules. La centralité et la multiplicité doivent être également déterminées pour chaque événement puisque l'évolution de certaines observables en fonction de ce paramètre signe le phénomène d'intérêt. Du fait de l'importance de ces paramètres, et de la rapidité de lecture de leur électronique, ces détecteurs sont souvent utilisés en système de déclenchement pour la sélection des événements de premier niveau [5]. Dans la suite de ce chapitre, nous allons donner une description succincte de ces détecteurs. Le tableau 2.3 donne les fonctions principales de ces détecteurs dont une description plus complète peut être trouvée en [125].

Caractéristiques	Position du vertex	Centralité	Multiplicité
Détecteurs utilisés	MVD, BBC, BBC+NTC	BBC+ZDC	ZDC, MVD

Tab. 2.3 - Utilisation des détecteurs globaux pour la caractérisation des collisions.

[5]Lors d'une expérience, dû au grand nombre de collisions et à l'impossibilité de toutes les enregistrer, une première sélection s'opère en ne gardant que celles qui semblent les plus intéressantes compte tenu des phénomènes physiques étudiés

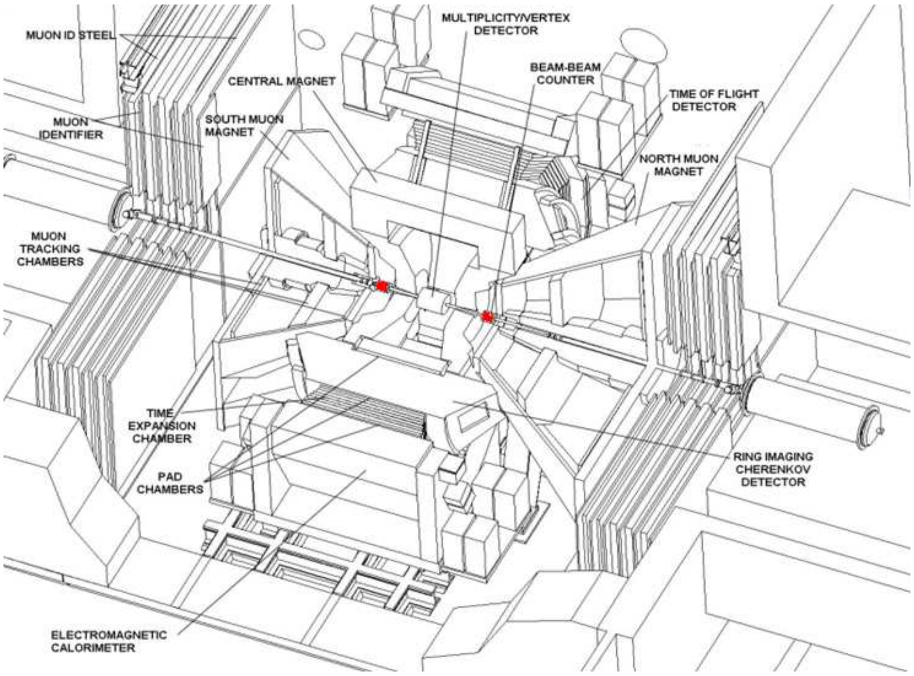


Fig. 2.2 - Vue d'ensemble du détecteur PHENIX.

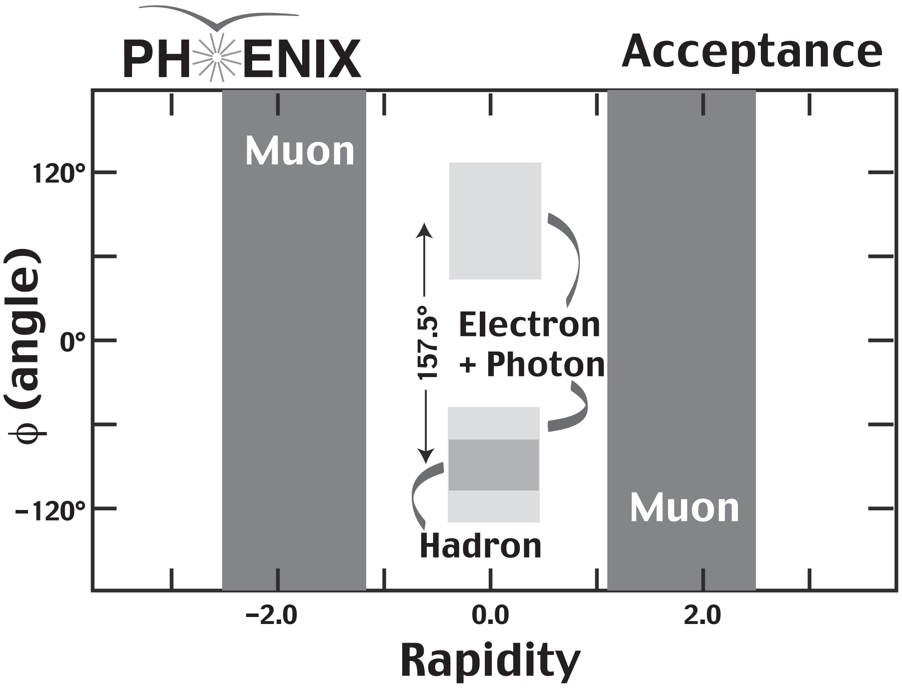


Fig. 2.3 - Acceptance de PHENIX dans le plan azimuth - rapidité.

2.3.1 BBC

Le BBC est particulièrement important pour la physique des muons. Il est en effet utilisé comme système de déclenchement de niveau 1, détermine la position du vertex primaire et informe, en s'appuyant également du ZDC, sur la centralité de la collision. Il est constitué de deux parties, chacune comprenant 64 tubes de photomultiplicateurs, situées de part et d'autre du point d'interaction, à $1,44$ m de celui-ci. Il couvre ainsi la rapidité $3 < |y| < 3,9$ sur tout l'azimuth et détecte environ 92 % de la section efficace en collision $Au + Au$. La détermination du vertex se fait par la différence temporelle entre les moments où les deux parties se sont déclenchées. La précision de cet écart a été estimée à 50 ps en étude sur faisceau test [126], la résolution spatiale attendue sur le vertex est de l'ordre de 2 cm pour des collisions $p + p$ (cette résolution est néanmoins bien meilleure en collisions $Au + Au$ du fait de leurs plus grandes multiplicités).

2.3.2 ZDC

Ce détecteur est commun aux quatre expériences de RHIC et permet ainsi le contrôle de la luminosité délivrée à chacune des expériences [127, 128]. Il est également conçu en deux parties, situées de part et d'autre du point d'interaction, à 19 m de celui-ci, à l'entrée du tunnel – juste après la jointure entre les deux anneaux, c'est-à-dire derrière les aimants DX [6]. Il s'agit de calorimètres hadroniques, constitués de plaques de tungstène alternées avec des fibres optiques. L'échantillonage de l'énergie déposée se fait par effet Cherenkov dû aux avalanches d'électrons dans les fibres optiques. Il détecte ainsi les neutrons, issus de la collision et n'ayant pas été déviés par les aimants DX de RHIC. La mesure de l'énergie totale déposée renseigne sur la multiplicité de la collision ainsi que sur sa géométrie (sa centralité). Utilisé en conjonction avec le BBC, il permet la détermination de la centralité de la collision, comme illustrée figure 2.4. Sur cette courbe, $\frac{\mathbf{E}_{\mathrm{ZDC}}}{\mathbf{E}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{ZDC}}}$ tend vers 1 lorsque $\frac{\mathbf{Q}_{\mathrm{BBC}}}{\mathbf{Q}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{BBC}}}$ tend vers 0 – la collision est alors très périphérique, peu de nucléons ont interagi, beaucoup de neutrons spectateurs sont donc récupérés dans le ZDC [7]. Au contraire, lorsque la collision est centrale, peu de neutrons sont récupérés dans le ZDC, $\frac{\mathbf{E}_{\mathrm{ZDC}}}{\mathbf{E}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{ZDC}}}$ tend alors vers 0, mais une charge importante est déposée dans le BBC, $\frac{\mathbf{Q}_{\mathrm{BBC}}}{\mathbf{Q}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{BBC}}}$ tend donc vers 1. On peut ainsi définir des classes de centralité, la classe de 0 à 5 % caractérisant les 5 % d'événements les plus centraux.

2.3.3 MVD

Le MVD est constitué de deux tonneaux de pistes de silicium, co-axiaux avec la ligne de faisceau, centrés au point d'interaction. Les cylindres, de longueur 64 cm ont des rayons de 5 cm et 7,5 cm. Ainsi le MVD couvre une acceptance importante, de rapidité $|y| < 2$ sur tout l'azimuth, et permet donc une très bonne estimation de la multiplicité d'un événement. De plus, la reconstruction des traces obtenues par les pistes touchées sur chacun des deux cylindres permet une détermination de la position du vertex primaire à environ 200 µm près. Malgré ces très bonnes performances, dus à des problèmes techniques, ce détecteur fut très peu utilisé lors des premiers *runs* et fut en partie démonté lors du *run* 5. L'emplacement totalement libéré devrait permettre plus tard la mise en place d'un détecteur de vertex à haute résolution (le *Silicon Vertex Detector*)

[6]Ces aimants situés de part et d'autre de chaque zone d'interaction, à l'entrée du tunnel, servent à diriger les faisceaux pour les faire collisionner au point d'interaction

[7]Pour les collisions les plus périphériques, il n'y a peu ou pas de neutrons spectateurs produits, c'est ce qui explique que $\mathbf{E}_{\mathrm{ZDC}}/\mathbf{E}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{ZDC}}$ tende vers 0 pour $\mathbf{Q}_{\mathrm{BBC}}/\mathbf{Q}^{\mathrm{max}}_{\mathrm{BBC}} \sim 0$.

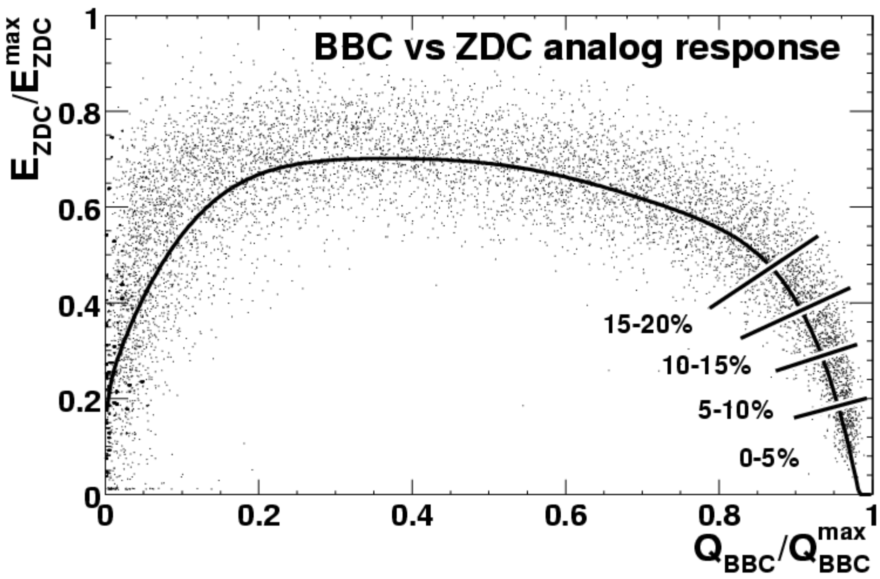


Fig. 2.4 - Classification des événements $Au + Au$ en tranches de centralité grâce aux mesures complémentaires du BBC et du ZDC. La ligne centrale représente la centroïde de la distribution et permet de définir les intervalles de centralité. La tranche 0-5 % correspond aux 5 % des collisions $Au + Au$ les plus centrales.

permettant une trajectographie précise des particules charmées et belles (particules possédant un quark c et b respectivement).

2.3.4 NTC

Le NTC est en fait constitué de deux parties, situées de part et d'autre du MVD mais avant les absorbeurs des bras dimuons. Il s'agit de fibres scintillantes utilisées pour la détection des particules chargées. Il est utilisé en complément du BBC pour les collisions à faible multiplicité – collisions $p + p$ et $d + Au$ – et permet ainsi d'augmenter l'efficacité de celui-ci de 60 % à 85 %.

2.4 Détecteurs centraux

La partie centrale de PHENIX est dédiée à l'étude des photons, électrons et hadrons chargés. La figure 2.3, page 53, montre l'acceptance couverte par ces détecteurs, située à mi-rapidité pour 180° en azimuth. On peut distinguer deux types de détecteurs : ceux permettant la trajectographie, grâce au champ magnétique de l'aimant central dont une représentation est donnée figure 2.11 page 62, et ceux utilisés pour l'identification des particules. Dans la première catégorie, on trouve, en partant de la zone d'interaction et allant vers l'extérieur, comme illustré figure 2.5, les chambres à dérives ou DC pour *Drift Chambers*, les chambres à damiers ou PC pour *Pad Chambers* constituées en trois stations désignées PC1, PC2 et PC3, et enfin la chambre d'expansion temporelle ou TEC pour *Time Expansion Chamber*, présente seulement dans le bras Est.

Les chambres à dérive permettent une mesure précise des impulsions transverses élevées, mesure nécessaire à la détermination de masses invariantes. Les chambres à damiers fournissent une représentation en trois dimensions du passage des particules. Enfin, la chambre d'expansion temporelle permet la séparation entre pions et électrons pour des impulsions allant de 250 MeV/c à 2, 5 GeV/c. Les autres détecteurs visibles sur la figure 2.5 assurent l'identification des particules. Il s'agit, toujours en allant du point d'interaction à l'extérieur du détecteur, du RICH pour

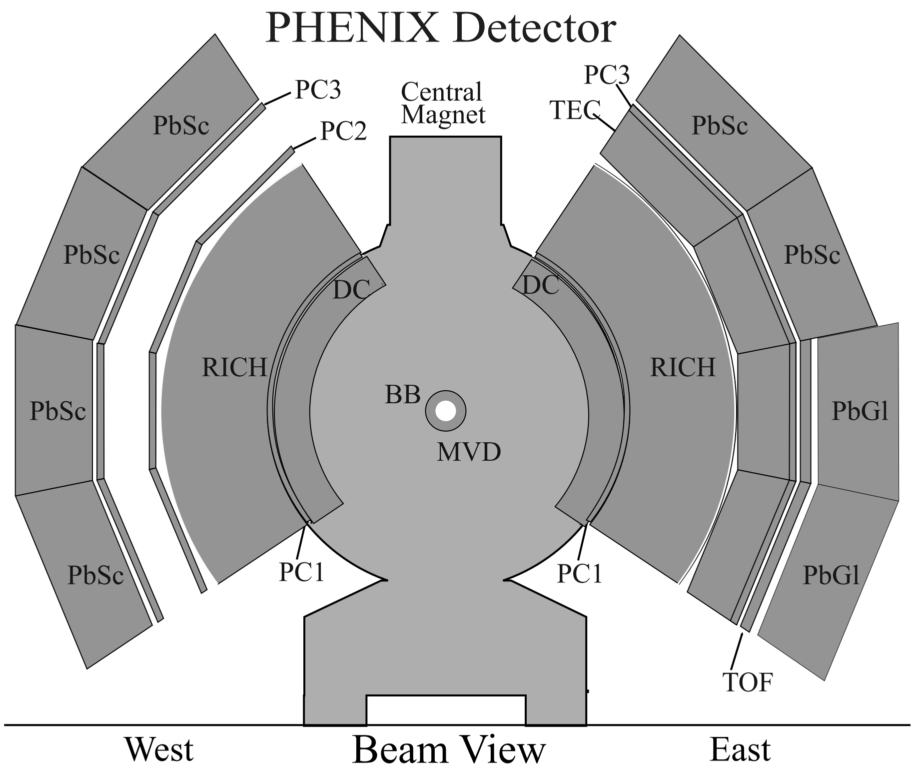


FIG. 2.5 - Vue transversale des bras centraux.

Ring Imaging Cherenkov, du calorimètre électromagnétique ou EMCAL pour *ElectroMagnetic Calorimeter* et du détecteur temps de vol ou TOF pour *Time Of Flight*, présent seulement dans la partie Est. Le RICH permet la séparation des électrons parmi les pions très nombreux produits lors d'une collision. L'EMCAL est dédié à la mesure des électrons et des photons. Il apporte une bonne estimation de l'énergie hadronique produite à mi-rapidité et donc de l'énergie transverse E_T produite. C'est un sous-système important qui est intégré au système de déclenchement de niveau 1 pour les collisions à haute multiplicité ou à grand E_T. La majeure partie de l'EMCAL est constituée de scintillateurs de plomb (PbSc pour *plomb scintillator*), une petite partie, située dans le bras Est est constituée de verre au plomb (PbGl pour *plomb glass*). Ces deux sous-systèmes ont en fait des spécificités différentes et ont donc une fonction différente. Ils permettent ainsi de confronter des résultats obtenus indépendamment. Enfin, le TOF assure l'identification des hadrons, comme le montre la figure 2.6. Il permet la separation de $\pi/\mathbf{K}$ et de $\mathbf{K}/$p jusqu'à $2,4$ et 4 GeV respectivement.

2.5 Détecteurs de muons

Les deux détecteurs à muons ont été construits avec des spécifications précises afin d'assurer la faisabilité du programme de physique en terme de muons pour PHENIX. Tout d'abord, il doit permettre la séparation des ρ/w du ϕ, le J/ψ du $\psi\prime$ et enfin du Υ(1S) des Υ(2S, 3S). Il doit posséder un pouvoir de rejet [8] suffisant en terme de bruit de fond de façon à obtenir une

[8] Le pouvoir de rejet ou *rejection factor* caractérise la capacité d'un détecteur à identifier les particules d'intérêts et à rejeter les autres. Le pouvoir de rejet est la fraction de particules incorrectement identifiées comme particules signales.

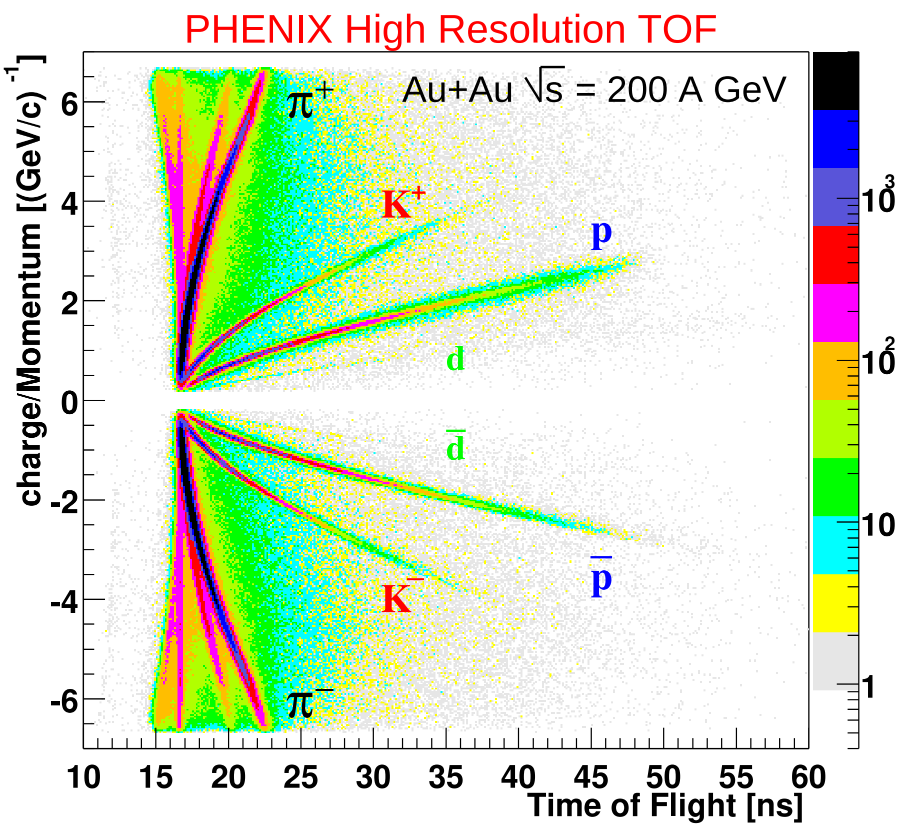


Fig. 2.6 - Identification des hadrons chargés grâce au détecteur temps de vol de PHENIX. Cette courbe a été obtenue au *run* 2 pendant la période de collisions $Au + Au$.

occupation [9] des chambres suffisamment faible lors des collisions noyau-noyau les plus centrales, ceci pour permettre une reconstruction des traces efficaces. En même temps, il doit rester performant lors de collisions de faible multiplicité, comme $p + p$ ou $d + Au$. Enfin, il doit posséder une acceptance suffisante pour l'étude des mésons vecteurs Z et W, via la détection de muons de hauts p_T. Ces détecteurs fourniront également le moyen d'étudier le continuum dimuon : la production de quarks lourds (charme c et beauté b) et la production du Drell-Yan. Pour assurer la séparation des différentes résonances citées plus haut, le spectromètre à muons doit posséder une résolution spatiale de 100 µm. La technologie employée, pour le détecteur et l'électronique associée a donc été orientée par ce besoin, ainsi que par les contraintes du système d'acquisition globale de PHENIX. Il en résulte donc deux bras à muons, de constitution presque identique, élaborés chacun en trois parties :

- un absorbeur devant posséder un pouvoir de rejet important pour le bruit de fond ;
- le trajectomètre à muons permettant d'obtenir une trajectographie précise ;
- l'identificateur à muons.

2.5.1 Absorbeur

Le but de l'absorbeur est de diminuer le plus possible le bruit de fond muonique. Celui-ci provenant principalement de deux sources : la désintégration muonique de pions et kaons

[9] L'occupation dépend directement de la multiplicité de la collision. Il s'agit du nombre de canaux de l'électronique de lecture ayant délivré un signal.

d'une part et celles de hadrons traversant l'absorbeur (et pouvant être identifié à tort comme des muons) d'autre part. Pour diminuer la première contribution, il doit être placé près du point d'interaction, pour absorber pions et kaons avant leur désintégration. Pour diminuer la contribution hadronique, il fournit 4, 9 longueurs de radiation, ce qui permet de stopper la plupart des hadrons le traversant. La figure 2.7 donne la longueur de radiation intégrée pour une particule traversant un spectromètre dans sa totalité. L'absorbeur est constitué d'un « nez » de cuivre (*nose cone* en anglais) et d'une culasse en fer, permettant la fixation de l'absorbeur sur l'aimant central et servant également au retour des lignes de champs de l'aimant central. Outre la nécessité de stopper les hadrons, le choix de ces matériaux fut aussi guidé par la volonté de minimiser la diffusion multiple afin de préserver une résolution correcte pour la séparation des particules J/ψ et $\psi\prime$ entre autres. On peut ainsi estimer que les particules traversant l'absorbeur doivent posséder une impulsion de l'ordre, ou supérieure à 1, 5 GeV.

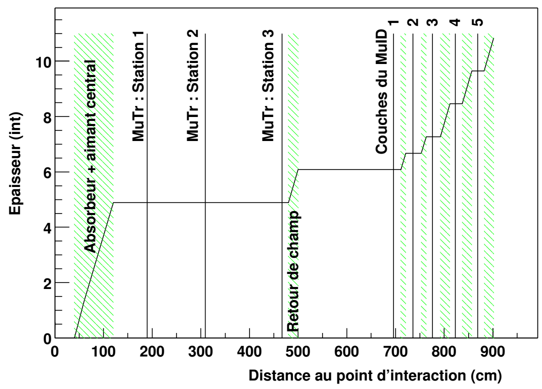


Fig. 2.7 - Longueur de radiation intégrée pour une particule traversant un spectromètre à muon.

2.5.2 Trajectomètres à muons

PHENIX comprend deux trajectomètres à muons, ou *Muon Tracker* (MuTr). Chaque bras est constitué de trois stations de trajectographie, basées sur le principe des chambres proportionnelles multi-fils, placées dans un champs magnétique radial. Leur conception fut contrainte par les objectifs physiques. Les spécificités requises furent une résolution spatiale de 100 µm pour les chambres, des orientations multiples pour les cathodes et différents plans de lecture pour chaque chambre.

Chaque station est donc constituée de deux à trois chambres [10] (dénommées *gap* en anglais). Chaque chambre est composée de deux plans de cathodes segmentées – *cathode strips* – et de fils d'anode placés au centre des deux plans cathodiques. La figure 2.8 représente une station typique à 3 chambres. L'espace séparant les deux plans cathodiques est de $2 \times 3,175$ mm. Les pistes des cathodes sont de longueurs variables et mesurent 5 mm de large. Les pistes d'un des plans de cathodes sont perpendiculaires aux fils d'anodes tandis que celles du second plan sont décalées d'un angle de $3,75°$ à $11,25°$ en fonction de la station et de la chambre à laquelle elles appartiennent. Le tableau 2.4 récapitule les angles stéréoscopique possible. Les fils anodiques sont disposés selon l'azimuth et sont espacées de 10 mm. Leur composition alterne entre une première couche de fils sensibles composés de tungstène plaqués or de 20 µm de diamètre et une seconde couche de fils de champs de Cu-Be, également plaqués or, de 75 µm.

Bien que la résolution obtenue à partir des plans stéréoscopiques soit relativement mauvaise (de l'ordre de 300 µm), ils sont nécessaires à la reconstruction et plus particulièrement pour

[10] Trois chambres pour les stations 1 et 2 et deux chambres pour les stations 3.

Numéro de station	Chambres	Angle (degrés)
1	1	$-11,25$
	2	$+6$
	3	$+11,25$
2	1	$+7,5$
	2	$+3,75$
	3	$+11,25$
3	1	$-11,25$
	2	$-11,25$

Tab. 2.4 - Angles relatifs des cathodes appartenant au plan stéréoscopique avec les cathodes appartenant au second plan (celles-ci ayant une direction radiale). Le signe indique le sens de rotation de l'angle (un signe positif indique une rotation dans le sens trigonométrique).

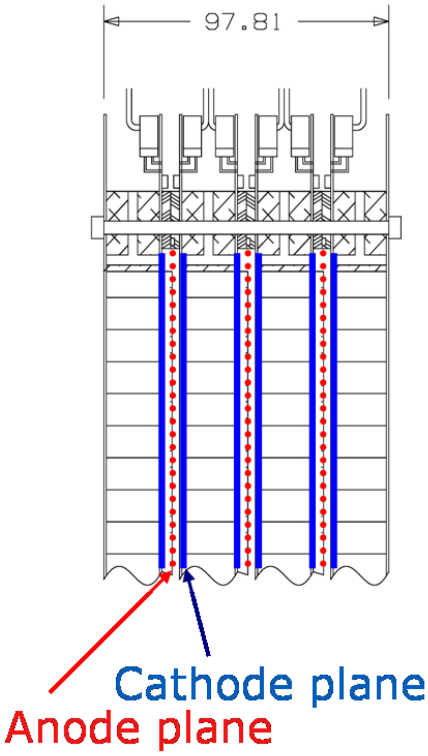


Fig. 2.8 - Coupe schématique transversale d'une station comprenant trois chambres, comme c'est le cas pour les stations 1 et 2.

la détermination de la position en trois dimensions et pour le rejet des traces fantômes [11]. Les procédés de gravure pour les cathodes diffèrent suivant la station mais permettent tous une précision d'au moins 25 μm. Pour les stations 1 et 3, les plans cathodiques représentent environ 10 % de longueurs de radiation (gravure par photo-lithographie pour la station 1 et mécanique pour la 3). Un soin particulier fut apporté pour la réalisation de la station 2. En effet, ayant une position critique pour la recontruction des traces, elle doit limiter au maximum la diffusion multiple. Une longueur de radiation de 10^{-3} au maximum était acceptable. Pour ce faire, les cathodes de cette station furent dessinées par un procédé de gravure électro-mécanique peu abrasif sur 600 Å de cuivre déposé sur une feuille de mylar de 20 μm d'épaisseur. La longueur de radiation ainsi obtenue est de $8,5 \times 10^{-4}$. Le mélange de gaz utilisé pour les chambres est de 50 % d'argon, de 30 % de dioxyde de carbone et de 20 % de fréon. Le dioxyde de carbone absorbe les photons de désexcitation de l'argon, évitant ainsi la création d'une avalanche secondaire venant polluer le signal. L'ajout du fréon rend le mélange ininflammable. Enfin, l'application d'une tension de 1850 V sur les fils d'anodes permet l'obtention d'un gain de l'ordre de 2×10^4. La charge correspondante récupérée sur une piste de cathode est d'environ 80 fC.

2.5.3 Électronique de lecture des chambres

L'électronique de lecture des chambres du spectromètre permet l'acquisition des données. La figure 2.9 en détaille les différentes composantes. Elle amplifie et stocke les informations provenant des cathodes. La sélection d'un événement se fait lorsque le GTM ou *Granule Timing Module* délivre un signal (voir § 2.6 pour plus d'informations sur le système d'acquisition). Les données, numérisées, sont ensuite envoyées aux « modules de collection des données » ou DCM, *Data Collection Module*. Un châssis se compose de deux cartes contrôleuses CNTL, *CoNTroL board*, et de quatre cartes CROC, *Cathode Read Out Card*. Les cartes CROC permettent l'acquisition des différents canaux. Huit pré-amplificateurs, ou *Cathode Pre-Amp* (CPA), par carte gérent 64 cathodes. Les échantillons bruts sont stockés dans l'AMU, *Analog Memory Unit*, puis dans le ADC, *Analog to Digital Converter*, pour numérisation. Les cartes CNTL désignent les échantillons de données à numériser (grâce aux informations envoyées par le GTM) puis les récupèrent et les envoient vers les DCM. Cette gestion des données est réalisée par le module FPGA, *Field Programmable Gate Array*, situé sur les cartes CNTL. Ces cartes CNTL contiennent un autre module important, il s'agit du module ARCNet qui permet le contrôle des différents paramètres des cartes, telles les basses tensions appliquées sur les cartes elles-mêmes. La calibration, à faire une fois par jour, s'effectue également grâce au réseau ARCNet. Celle-ci consiste à l'envoie par le DAC (*Digital to Analog Converter*) d'impulsions carrées, d'amplitudes différentes dans les différentes chambres grâce à quatre fils parcourant la largeur de chaque plan cathodique. La réponse des cathodes à ces signaux permet la détermination des piédestaux et des gains relatifs entre les cathodes. Les différentes amplitudes envoyées permettent de déterminer le gain pour tout le domaine de l'électronique.

2.5.4 Cartes de champ magnétiques

Avec la mise en place du spectromètre Nord pendant l'été 2002, il fallut compléter la carte de champs magnétiques utilisée dans le logiciel de reconstruction afin de pouvoir analyser les données à venir. Les spécifités des aimants sont données dans [129]. La figure 2.10 donne une vue en coupe verticale des aimants central et Nord de PHENIX, montrant ainsi l'emplacement des bobines. La figure 2.11 représente, quant à elle, l'ensemble des trois aimants ainsi que la carte complète de champ magnétique. Les aimants sont traversés longitudinalement par les faisceaux qui collisionnent à l'intérieur de l'aimant central. Celui-ci est constitué de bobines concentriques

[11]Ce sont les traces non réelles obtenues après combinaison des impacts relevés dans les différentes stations. Elles proviennent en partie de l'incertitude droite-gauche inhérente aux chambres à fils

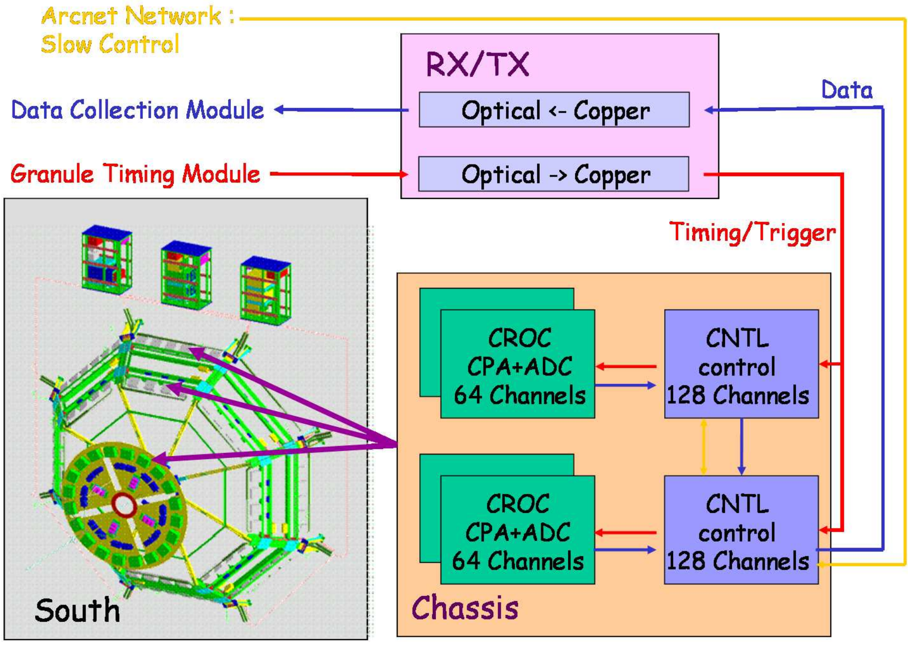


Fig. 2.9 - Description schématique de l'électronique de lecture permettant l'acquisition des données pour les spectromètres.

de façon à assurer un champ magnétique parallèle au faisceau dans la zone d'interaction. Cet aimant permet l'identification des particules chargées dans la zone de rapidité $|y| \leqslant 0,35$. Les aimants des deux spectromètres à muons fournissent, quant à eux, un champ radial. Le champ intégré pour les aimants des spectromètres est de $0,72$ T·m. Celui pour l'aimant central dépend des bobinages actifs : seule la bobine extérieure (voir figure 2.10) donne une intégrale de champ de $0,78$ T·m, les deux bobines utilisées en même temps fournissent une intégrale de champ pouvant varier de $0,43$ à $1,15$ T·m suivant l'intensité et le sens du courant parcourant ces bobines.

La détermination de la carte de champ définitive se fait par comparaison des cartes obtenues par trois méthodes différentes :

1. une carte « conventionnelle » obtenue par mesure de différentes composantes du champ en un grand nombre de points remplissant tout le volume de l'aimant ;
2. en utilisant un ensemble de mesures faites sur une surface fermée et par application des équations de Laplace, le champ à l'intérieur de la surface fermée a pu être déduit ;
3. utilisation d'un logiciel de simulation de champ magnétique en 3 dimensions, TOSCA, utilisant la géométrie exacte du dispositif expérimental, la description des matériaux utilisés et les courants dans les bobines.

Chacune de ces cartes est réalisée par la donnée des trois composantes du champ (en coordonnée cylindrique : r, ϕ et z) en un certain nombre de points de l'espace à l'intérieur du volume d'intérêt. La connaissance du champ en un point différent est obtenue par interpolation avec les points connus les plus proches du point considéré.

La première carte, appelée carte mesurée, est obtenue grâce à un ensemble de 198 sondes à effet Hall placées sur un support, comme illustré figure 2.12 (certaines ayant été néanmoins rejetées du fait d'un mauvais fonctionnement). Ce support, pivotant par pas de $2,8°$ autour de l'axe du spectromètre permet la mesure du champ (via l'ensemble des sondes) dans tout le volume de l'aimant, excepté dans la partie inférieure, du fait des pieds soutenant l'armature de l'aimant. Dans le cas du bras Nord, 95 % de l'azimuth a été couvert. Ainsi, le champ a été mesuré pour l'ensemble des sondes pour une centaine de positions autour du piston. L'orientation des sondes

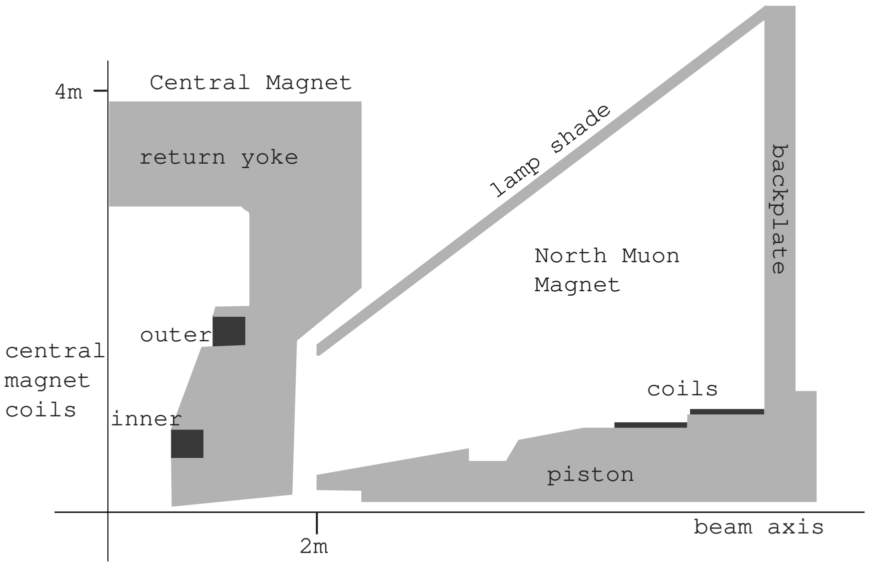


Fig. 2.10 - Coupe verticale de l'aimant central et de l'aimant Nord montrant l'emplacement des bobinages.

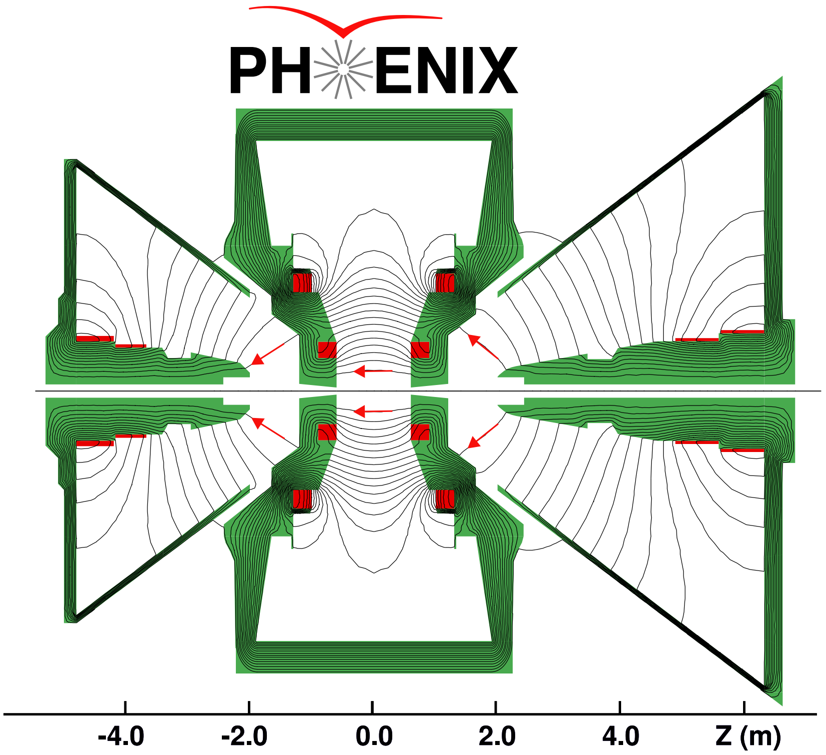


Fig. 2.11 - Configurations des aimants dans PHENIX et carte générale de champs magnétiques.

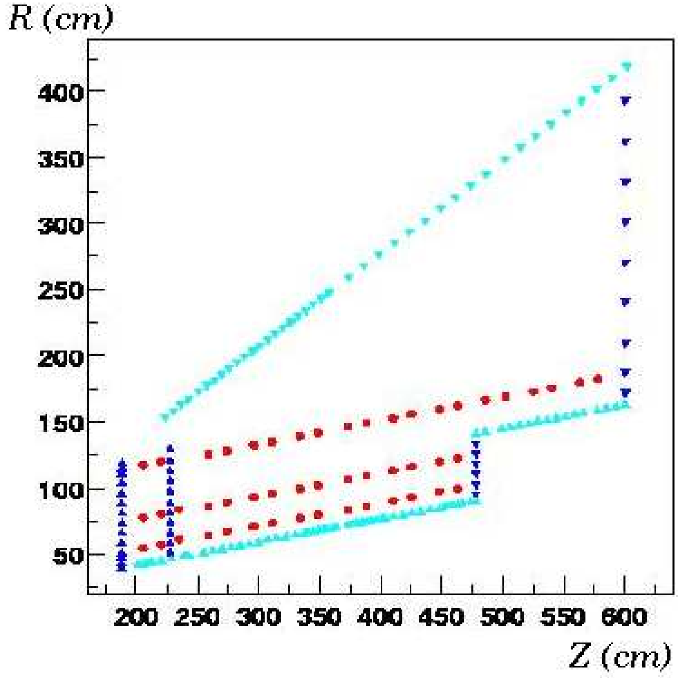


Fig. 2.12 - Répartition des sondes à effet Hall sur un support non métallique ; les différents symboles définissent l'orientation de la sonde donc la composante du champ mesurée. L'axe Z est suivant la ligne du faisceau.

n'est pas toujours la même sur l'ensemble de la surface du support de façon à pouvoir mesurer les différentes composantes du champ. En l'occurence, les sondes extérieures (représentées par des triangles inversés sur la figure 2.12) mesurent la composante normale du champ. Ces mesures seront utilisées pour la détermination de la seconde carte.

La seconde carte, nommée carte reconstruite, a été obtenue en utilisant un sous-ensemble des mesures précédentes, à savoir les mesures de la composante normale du champ à une surface fermée. Cette dernière condition étant réalisée à partir du moment où l'on s'intéresse aux mesures du même ensemble de sondes obtenues après rotations successives. Du fait de cette symétrie azimutale, le potentiel peut alors se décomposer en série de Fourier suivant l'angle azimuthal. Les équations de Laplace se découplent alors en équations à une dimension pour chacune des harmonique de Fourier [129] et permet ainsi la résolution analytique de ces équations et donc la détermination du champ en n'importe quel point intérieur à la surface.

La troisième carte, labellée carte simulée, est obtenue par simulation en utilisant le logiciel TOSCA [12]. La figure 2.13 donne un exemple de simulation du bras Nord réalisée avec ce logiciel. Le logiciel permet en fait le calcul du champ en un certain nombre de points de l'espace. En effet, le champ est déterminé sur les noeuds d'une grille de 4×4 cm pour un angle azimuthal ϕ donné. Cet angle varie par pas de 3° autour du piston et couvre la totalité de l'azimuth.

L'étape suivante est alors de comparer les trois cartes obtenues afin d'estimer les différences entre elles et de corriger éventuellement la carte retenue afin que l'erreur sur celle-ci ne détériore pas les performances attendues en terme d'incertitude de recontruction sur l'impulsion des muons. Pour le bras Sud, deux propositions de cartes avait été faite. La première se basait sur la seconde méthode, permettant la détermination analytique du champ (carte reconstruite). La seconde

[12] Logiciel commercial permettant la résolution d'équations de magnétostatique se basant sur la technique de calcul des éléments finis.

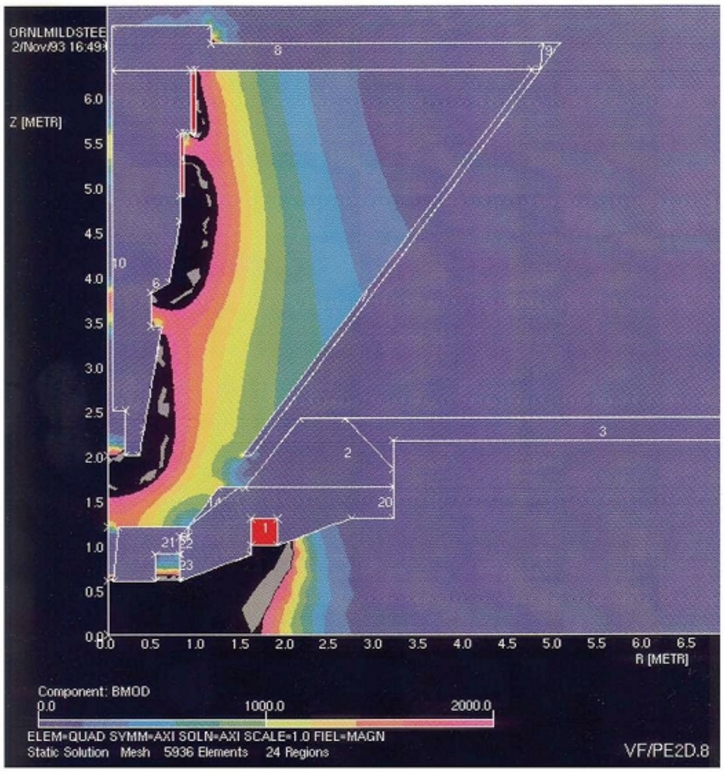


FIG. 2.13 - Simulation du champ magnétique créé par l'aimant du bras Nord à l'aide du logiciel TOSCA.

utilisait TOSCA. L'utilisation de TOSCA nécessite une description précise de la géométrie de l'aimant ; d'une asymétrie légère peut résulter une différence notable dans les valeurs du champ calculées. Néanmoins, bien que la comparaison de ce deux cartes pour le bras Sud a montré un désaccord dans certaines zones de l'espace (près du piston par exemple), la différence globale demeurait dans l'incertitude tolérée et la carte simulée par TOSCA fut retenue. Pour le bras Nord, c'est également la carte simulée qui sera retenue, après correction. Enfin, la carte reconstruite, qui représentait une alternative à TOSCA, a été abandonnée lors de l'étude pour le bras Nord.

L'étude de la carte de champ pour le bras Nord a donc consisté à comparer en détails les cartes simulée et mesurée. Le but est de déduire de la carte simulée la valeur du champ aux positions des sondes qui ont permis l'obtention de la carte mesurée et de s'assurer que la différence n'excède pas l'incertitude maximale admissible sur la connaissance du champ magnétique (de l'ordre du pourcent), celle-ci assurant le respect des performances désirées [130]. La comparaison entre ces deux cartes nécessite une première interpolation en ϕ du fait de la légère différence du pas de rotation. Enfin, une fois que les deux grilles coïncident en ϕ, une seconde interpolation est nécessaire afin d'amener les valeurs du champ simulé à la position des sondes. À cette fin, plusieurs méthodes d'interpolation (interpolation linéaire ou spline cubique) ont été utilisées afin de limiter l'erreur systématique inhérente à la méthode choisie. Cette comparaison a été faite pour l'ensemble des sondes intérieures à la surface qui avait été choisie pour déterminer le champ reconstruit. Enfin, la symétrie azimuthale a été vérifiée, exceptée en fait au niveau des pieds soutenant l'armature de l'aimant et aussi au niveau d'une trappe d'ouvertue située sur le haut de l'armature.

L'ensemble de ces comparaisons permit de mettre en évidence que TOSCA surestimait légèrement le champ magnétique régnant à l'intérieur de l'aimant du bras Nord. Le même constat avait été observé dans le cas du bras Sud et la carte définitive de ce bras avait été corrigée en

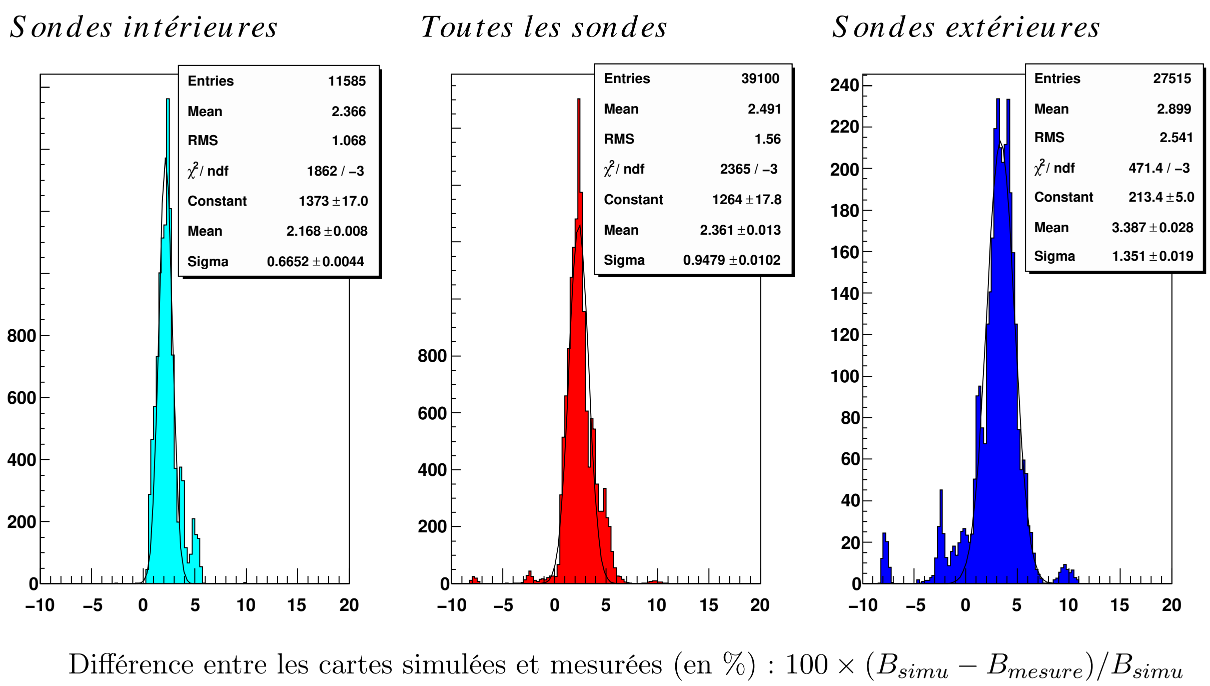


Fig. 2.14 - Différences observées entre le champ simulé et le champ mesuré pour différents ensembles de sondes ; la différence, exprimée en pourcentage, est calculée par $100 \times (B_{simu} - B_{mesure})/B_{simu}$. La différence observée pour l'ensemble des sondes (graphe du centre) définie le facteur de correction pour la carte donnée par TOSCA.

conséquence. Dans le cas du bras Nord, la carte finale (générée par TOSCA) qui sera incluse dans le logiciel de reconstruction sera multipliée par un facteur de $0,9764$, dû à la différence globale de $\sim 2,4$ %, indiquée sur le graphe central de la figure 2.14. Les différences locales restantes ne dépassent pas la précision requise sur la carte (~ 1 %) permettant d'atteindre la précision escomptée sur la recontruction des impulsions. Cette nouvelle carte de champ magnétique, pour les deux spectromètres, a été incluse dans le logiciel de recontruction. C'est cette carte-ci qui a également été utilisée pour la recontruction des simulations effectuées dans le cadre de ce travail.

2.5.5 Identificateurs de muons

Outre sa fonction première d'identificateur de muons, l'identificateur à muons, ou *Muon Identifier* (MuId) joue également un rôle décisif dans la sélection des événements muons et dimuons. Il commande en effet l'acquisition de l'électronique de lecture des trajectomètres à muons.

Identification de muons

L'identificateur à muons permet la séparation entre les muons et les particules chargées. Son pouvoir de rejet est de l'ordre de 3×10^{-4}. Ce pouvoir de rejet est tout d'abord réalisé par l'absorbeur et le champ magnétique de l'aimant central, puis par la plaque d'arrière-plan (*backplane*) du trajectomètre et enfin par de nouvelles plaques d'acier séparant chacune des stations d'identification de l'identificateur. Il se compose en effet de cinq plaques d'acier devant chacune de laquelle est disposé un plan d'identification. La première ainsi que les deux dernières plaques d'acier ont une épaisseur de 20 cm. La seconde et troisième possède seulement une épaisseur de 10 cm pour ne pas trop détériorer la reconnaissance des traces. Pour atteindre ce détecteur, un muon doit posséder une impulsion de 1, 9 GeV/c et d'au moins 2, 7 GeV/c pour le traverser. La figure 2.7 donne la longueur d'interaction intégrée pour une particule traversant un spectromètre à muon.

Les plans de détection se composent de tubes de Iarocci disposés transversalement par rapport à la ligne de faisceau. Chaque plan de détection se compose de six parties distinctes, quatre grandes et deux plus petites comme l'indique la figure 2.15. Chacun de ces panneaux se compose à son tour de quatre couches de tubes de Iarocci, deux disposées verticalement et deux autres placées horizontalement comme le montre le croquis du haut de la figure 2.16. Pour une orientation donnée, les deux couches de tubes de Iarocci sont légèrement décalées l'une par rapport à l'autre (croquis du bas de la figure 2.16) afin d'améliorer la résolution au passage d'une particule. De plus, l'alimentation électrique et en gaz étant complètement indépendante pour chacune de ces deux couches, le nombre de canaux morts est minimisé du fait qu'un canal d'électronique est composé de deux tubes, chacun appartenant à une couche différente. Ces tubes ont une longueur de $2,5$ à $5,6$ cm suivant leur panneau de fixation, une épaisseur de 13 mm et une largeur de $8,4$ cm. Chaque tube est segmenté en cellules de $9{\times}9$ mm fonctionnant sur le principe des chambres à fil proportionnelles. Chaque cellule est constituée d'un tube de plastique recouvert de graphite jouant le rôle de la cathode dont l'axe est le fil d'anode. Enfin le mélange gazeux utilisé se compose de 92 % de dioxyde de carbone et de 8 % d'isobutane ce qui en fait un gaz ininflammable.

Système de sélection des événements

Le système de sélection des événements se base sur une séparation du MuId en quadrants, comme indiqué figure 2.18. Ces quadrants sont reliés directement à une carte de lecture ROC (*Read Out Card*). La détection de muons se fait par la détection du passage d'une particule par plusieurs plans. Le muon sera alors caractérisé suivant le nombre de plans traversés, deux plans traversés sera désigné comme une détection peu profonde, par opposition où 4 plans sont traversés par le muon (déclenchement profond). À cet effet, chaque quadrant de chaque plan est relié à deux MLUs, *Memory Lookup Unit*, la première caractérisant l'événement comme peu profond, *shallow*, et la seconde comme profond, *deep*. Afin d'éviter tout événement parasite, on s'assurera que l'événement provient bien de la zone d'interaction en analysant la séquence de quadrants traversés. Une séquence type est donnée sur la figure 2.18. Une telle séquence A-A-C-C sera acceptée, tout comme A-C-D-D. Au contraire, B-B-A-A ou D-A-A-C seront rejetées (les lettres représente la succession de quadrants traversés par la particule). Afin de limiter l'inefficacité, l'algorithme autorise le manque de *hits*, lorsqu'une couche de tubes n'aura rien détecté ou, au contraire, une détection supplémentaire provenant d'un bruit de fond. Ainsi les muons pourront être caractérisés suivant différentes catégories :

- pour les muons seuls ;
  - 1S pour un muon peu profond nommé *shallow*,
  - 1D pour un muon profond *deep*,
- pour les dimuons ;
  - 2S pour deux muons peu profonds,
  - 1D1S pour un muon peu profond et un profond,
  - 2D pour deux muons profonds.

De fait, nous avons la relation d'inclusion suivante,

$$2\text{D} \subseteq 1\text{D}1\text{S} \subseteq 1\text{D} \subseteq 1\text{S} \ , \tag{2.2}$$

où $A \subseteq B$ signifie que B est vraie si A l'est.

Enfin, une MLU maître recueille l'ensemble des informations (envoyées par les autres MLUs) et caractérise l'événement. Sa décision sera alors envoyé au système de sélection de PHENIX, GL1 *Global Level 1*, comme illustré sur la figure 2.17.

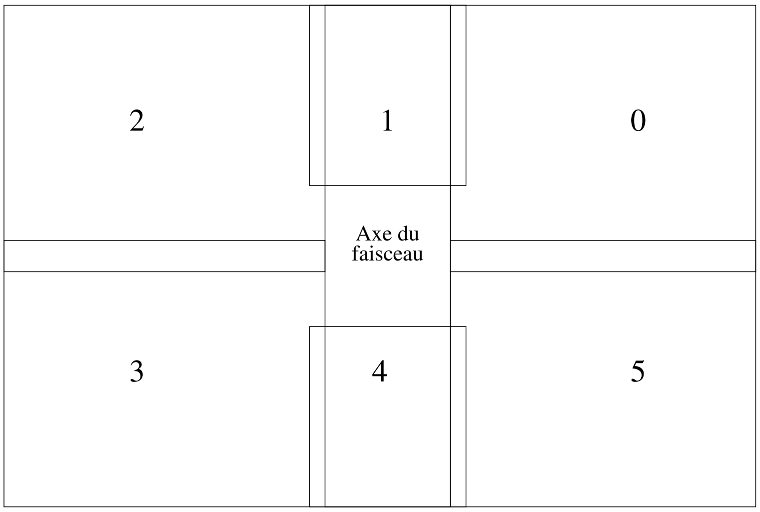


Fig. 2.15 - Découpe et numérotation d'un plan de l'identificateur à muons en six panneaux distincts. Le trou central permet le passage du tube à vide pour le faisceau ainsi que l'alimentation électrique et en gaz pour les deux petits panneaux 1 et 4.

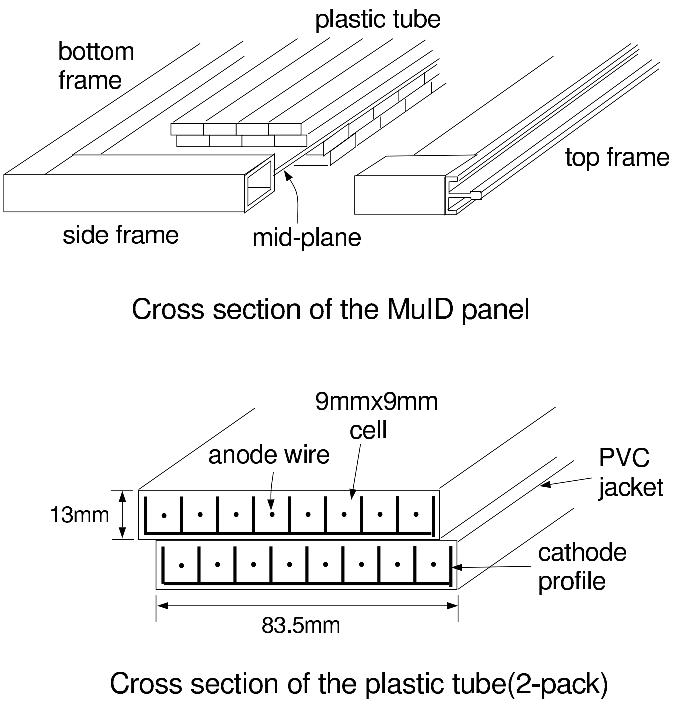


Fig. 2.16 - Coupe transversale d'un panneau du MuId composé de quatre couches de tubes de Iarocci (figure du haut) ; ces couches sont regroupées par deux suivant leurs orientations. Le croquis du bas montre en section une couche de même orientation composée de deux étages de tubes de Iarocci légèrement décalés.

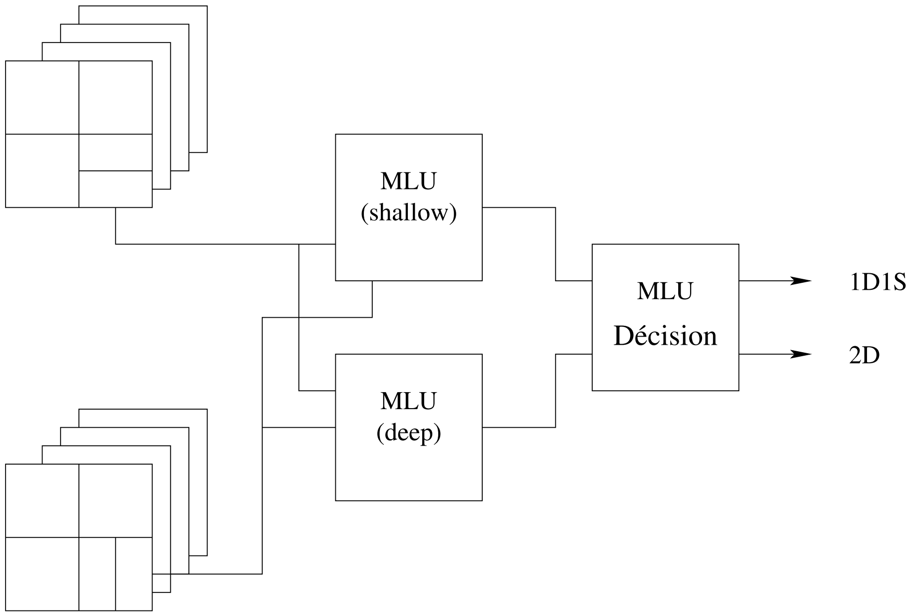


FIG. 2.17 - Diagramme (simplifié) de l'électronique de décision *NIM-logic* de l'identificateur à muons. Chaque entité MLU (une par quadrant) reçoit 16 signaux (4 par plan) envoyés par l'électronique de lecture. La dernière, MLU de décision, reçoit l'ensemble des signaux et caractérise le type de l'événement, 1D, 1S, ... Cette information servira d'entrée au système de sélection de niveau 1 de PHENIX, GL1.

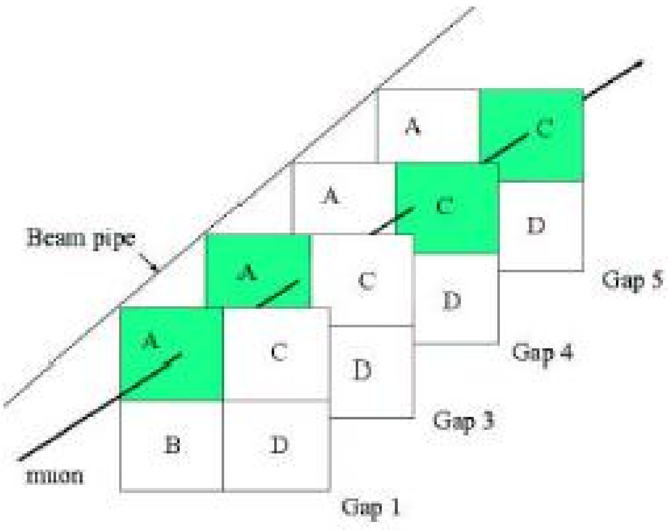


FIG. 2.18 - Exemple de muon qui sera accepté par la sélection *NIM-logic* de l'identificateur à muons. Chaque quadrant est numéroté comme indiqué sur le schéma.

2.6 Acquisition des données

Chaque sous-système est équipé d'une électronique de lecture, *Front End Electronics* (FEE), dont l'objet est de lire les canaux du sous-détecteur considéré et de les stocker dans une mémoire tampon interne. Toutes les 106 ns une telle « photographie » est réalisée, à la demande du *Granule Timing Module* (GTM) du sous-système. Cette horloge est en fait fournie par le *Master Timing Module* (MTM) à l'ensemble des GTMs afin d'assurer la synchronisation de l'ensemble des sous-systèmes du détecteur. Le MTM est synchronisé avec l'horloge interne de RHIC, cadencé à 9, 4 MHz.

Un sous-ensemble du détecteur (détecteurs de niveau 1, *Local Level 1*) est utilisé pour caractériser rapidement l'événement et définir son intérêt physique. Ces détecteurs de niveau 1 fournissent au *Global Level 1* (GL1) un certain nombre d'informations. GL1 synthétise ces informations et les compare aux critères de sélection. Si ces critères sont satisfaits, GL1 informe l'ensemble des GTMs que l'événement est à garder. Ceux-ci envoient alors l'ordre à l'électronique de lecture de garder l'événement. Les données de cet événement sont alors numérisées puis envoyées aux DCMs. Le « constructeur d'événement », ou *event builder*, collecte l'ensemble des données des différents DCMs, et les assemble en un événement unique. La figure 2.19 schématise et détaille le fonctionnement de l'acquisition de PHENIX.

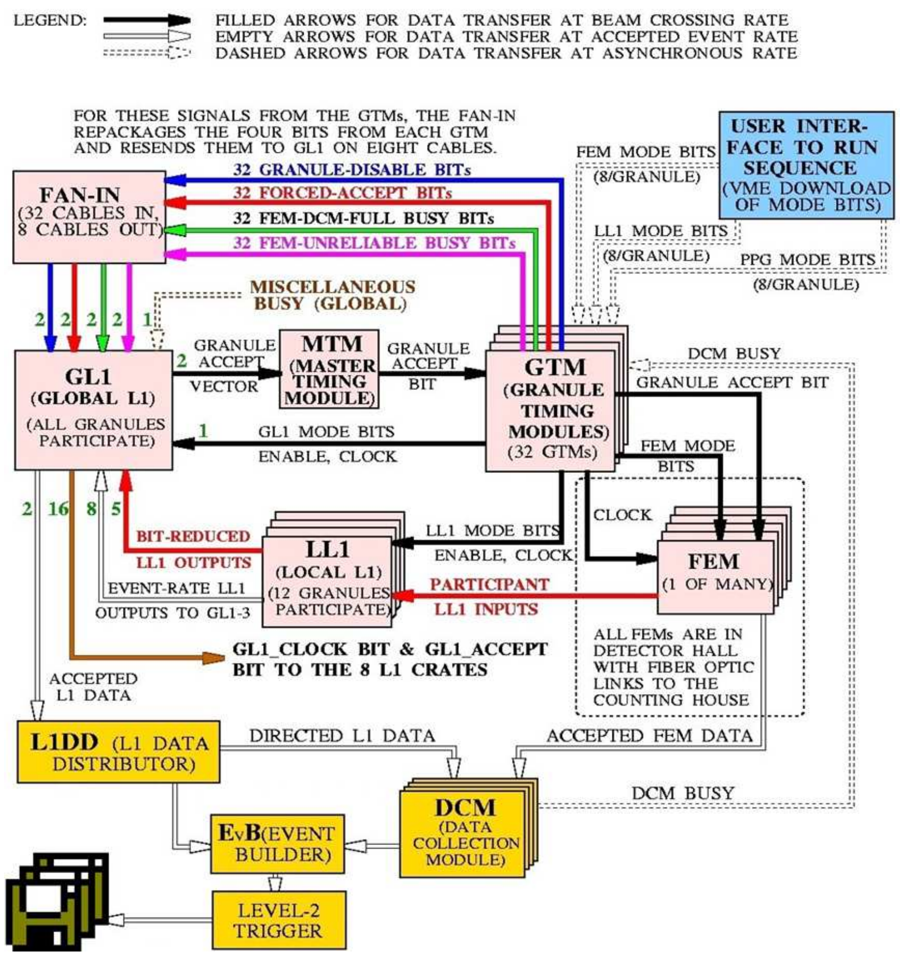


Fig. 2.19 - Schéma détaillant le fonctionnement du système d'acquisition utilisé par PHENIX.

La DAQ atteint un débit d'enregistrement de 60 méga-octets par seconde, ce qui correspond à environ 1200 événements $p+p$ (taille typique d'un tel événement $\sim$ 50 kilo-octets). Les événements sont ensuite stockés sur cassettes, dans *High Performance Storage System* (HPSS), en attente de reconstruction.

2.7 Sélection des événements

2.7.1 Événement au minimum de biais

Un événement au minimum de biais représente un événement le plus quelconque possible, sans aucune sélection effectuée. Dans PHENIX, l'acquisition d'un tel événement est réalisé par le déclenchement du BBC (BBCLL1) ou des NTCs. La récolte de tels événements en $p+p$ se fait avec une efficacité de l'ordre de 70 %. Ce type d'événements est particulièrement intéressant pour étudier l'efficacité des détecteurs ainsi que le bruit de fond mais aussi pour extraire de la physique (bien que la probabilité de détecter un processus rare, comme un J/ψ, devient faible). Pour la luminosité maximale obtenue pendant le *run* 2 (10^{30} cm^{-2} s^{-1}), le taux de déclenchement était de 10^{30} cm^{-2} s^{-1} $\times$ 43 mb $\times$ 0,7 $\sim$ 30 kHz. Si ce taux est trop élevé, un facteur d'ajustement (*prescale*) est utilisé afin d'éviter la saturation de la bande passante du système d'acquisition.

2.7.2 Sélection des événements (di-)muon

La sélection d'un événement muon nécessite, en plus du déclenchement au minimum de biais (utilisation du BBCLL1), du déclenchement du MuId. On peut noter donc deux sélections distinctes, en fonction du type d'événement muon souhaité :

1. une sélection muon, BBLL1 $\bigoplus$ 1D (ou 1S) ;
2. une sélection dimuon, BBLL1 $\bigoplus$ 1D1S (ou 2D).

Le symbole $\bigoplus$ représente ici un ET logique, les sélections muons ont été, quant à elle, discutées précédemment § 2.5.5. En plus de l'efficacité logicielle de l'algorithme de sélection des événements muons, nous devons également considérer une inefficacité matérielle pour cette sélection. Cette efficacité ε_{TC} (*TC* vient de *Trigger Circuit*) est définie par,

$$\varepsilon_{TC} = \frac{\text{Nombre d'événements ayant passé la sélection logicielle et matérielle}}{\text{Nombre d'événements ayant passé la sélection logicielle mais pas celle matérielle}} \,. \tag{2.3}$$

Cette efficacité est importante, que ce soit pour la sélection muon ($\sim$ 97 %) ou dimuon ($\sim$ 99 %) et ne constitue généralement pas une source d'erreur systématique importante.

Chapitre 3

Simulation

Sommaire

Dans le but d'analyser les données, nous avons besoin d'une référence. Idéalement, cette référence est constituée par une théorie ou un modèle physique sur lequel on peut s'appuyer pour l'interprétation des données. En l'absence d'une théorie ou d'un modèle adéquat, on a recours aux simulations, suffisamment affinées pour reproduire au mieux le phénomène que l'on souhaite observer. Une simulation constitue un modèle phénoménologique qui s'appuie sur les connaissances acquises : description des nucléons, des interactions partoniques et des modèles d'hadronisation. Les collisions d'ions lourds réalisées au RHIC permettent d'explorer le comportement de la matière nucléaire dans des conditions thermodynamiques extrêmes inaccessibles auparavant mais souffre de ce fait de nombreuses inconnues dans la compréhension de la physique. Dans ce chapitre, nous discuterons les simulations qui serviront de référence à l'analyse de données, exposée chapitre 4.

Après avoir discuté le choix de la variable utilisée comme discriminante pour les différentes contributions au spectre en dimuons, nous nous attarderons sur l'ajustement des paramètres utilisés pour la génération des événements. Nous décrirons ensuite la reconstruction complète des événements et déterminerons l'efficacité correspondante. Enfin, nous donnerons également les fonctions de forme des différents signaux constituants le spectre en dimuons.

3.1 Recherche du charme ouvert

3.1.1 Choix du canal d'analyse

En dehors de l'étude du J/ψ, la production de quarks lourds, et plus particulièrement celle de charme ouvert, est l'un des signaux les plus intéressants permettant d'appréhender les effets nucléaires (cf. § 1.5.2). L'étude de la production de charme ouvert, dans le canal dileptonique, peut se faire suivant trois approches :
- les coïncidences entre électron et muon $e^{\pm}\mu^{\mp}$;
- les dimuons $\mu^+\mu^-$ ou diélectrons e^+e^-.

S'intéressant au canal muonique, nous restreindrons ici notre discussion aux coïncidence $e^{\pm}\mu^{\mp}$ et aux dimuons. La première approche retenue bénéficie d'un bruit de fond réduit comparée à la seconde. Le spectre de coïncidences $e\mu$ ne comporte pas, en effet :
- de contributions thermiques ;
- de Drell-Yan ;
- de résonance.

Son bruit de fond se réduit ainsi à un bruit de fond combinatoire formé des coïncidences fortuites entre électrons et muons. Une étude spécifique de ce bruit de fond aurait été nécessaire. Néanmoins, tout comme pour l'étude en diélectrons, elle souffre d'un désavantage conséquent : une acceptance réduite. La figure 3.1 donne la corrélation entre leptons émis dans tous l'espace. L'observation de dimuons est assez nettement favorisée par rapport aux coïncidences $e\mu$: près de quatre événements dimuons auront été en effet détectés pour une seule coïncidence $e\mu$. De façon plus précise, 11, 2 % des dimuons produits se trouvent dans l'acceptance de PHENIX pour 2, 7 % seulement des paires $e\mu$.

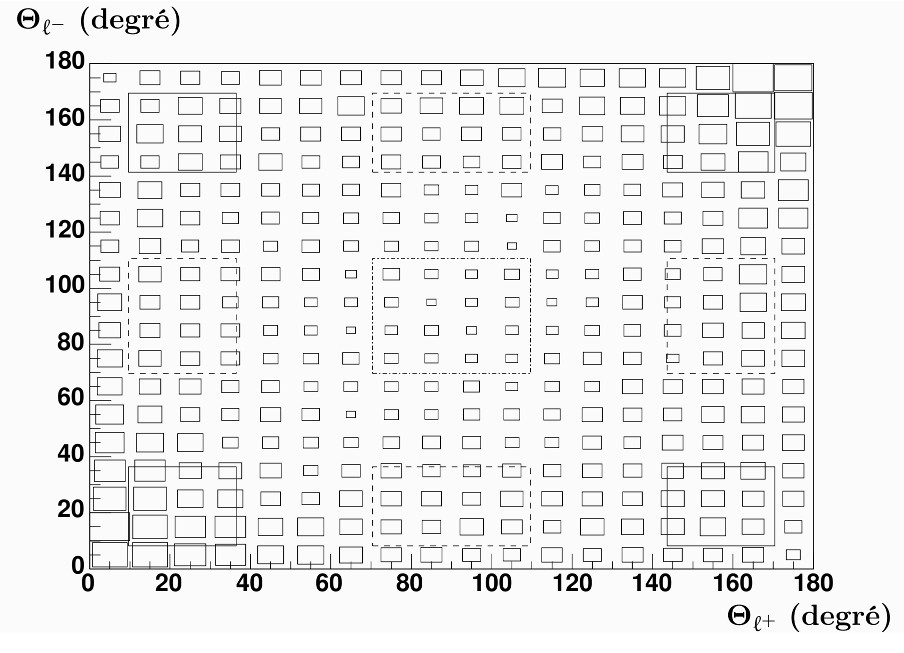


Fig. 3.1 - Corrélations entre leptons dans le détecteur PHENIX. Spectre obtenu à partir d'une simulation de charme ouvert à $\sqrt{s} = 200$ GeV en collisions $p + p$ avec Pythia [131]. La surface des carrées est proportionnelle au nombre d'événements trouvés dans l'intervalle en Θ considéré. Les traits pleins représentent les zones d'acceptance pour les dimuons, les pointillés l'acceptance pour les paires $e\mu$ et les tirets-pointillées l'acceptance pour les diélectrons.

Ainsi l'étude du charme ouvert via les dimuons a été favorisée. Afin d'extraire le charme ouvert des autres composantes, il est tout d'abord nécessaire de les répertorier. Outre le charme

ouvert, les différentes composantes du spectres en dimuons sont :
- le charme fermé, c'est-à-dire les résonances J/ψ et ψ' ;
- le DRELL-YAN ;
- une possible, bien que très faible, contribution de la beauté [22], ouverte et fermée (le Υ) ;
- un bruit de fond combinatoire important composé essentiellement de la désintégration muonique de pions et kaons (les pions constituent environ 90% des particules produites) .

La contribution, au bruit de fond, des coïncidences fortuites de muons « charmés » (issus du charme ouvert) est négligeable, voire inexistante pour les collisions $p + p$. La probabilité d'avoir la création de plusieurs paires $c\bar{c}$ est en effet très faible, voire nulle.

Enfin, l'étude des collisions p+p permet de s'abstaire de la composante de dimuons thermiques (issus de la matière nucléaire chaude et/ou d'un QGP) et de potentiels effets de milieu agissant à la fois sur le DRELL-YAN et le charme ouvert.

Ainsi, hormis la composante issue du J/ψ, dominante et très nettement dessinée, les deux principales contributions en dimuons corrélés devraient provenir du charme ouvert et du DRELL-YAN. Une méthode de séparation de ces deux sources a donc dû être déterminée.

3.1.2 Choix de la variable discriminante

Afin de séparer les différentes contributions au spectre en dimuons, la recherche d'une méthode de discrimination a été effectuée. L'étude a consisté à comparer les distributions obtenues suivant différentes variables (cinématiques) afin de mettre en évidence une ou plusieurs variables ayant un pouvoir discriminant. Cette recherche s'est tout d'abord effectuée sur des simulations utilisant une paramétrisation initiale de PYTHIA pour les différents signaux. Cette étude a ensuite été renouvelée avec le jeu de paramètres définitifs de façon à confirmer (ou infirmer) les premières conclusions. L'annexe C détaille les principaux paramètres de PYTHIA et donne les jeux de paramètres étudiés pour les différents signaux.

Le DRELL-YAN et le charme ouvert étant produits lors de processus différents (cf. § 1.5.4 et § 1.5.2 pour le DRELL-YAN et le charme respectivement), certaines de leurs caractéristiques cinématiques doivent retranscrire cette origine. En particulier, dans le cas du DRELL-YAN, du fait que la production des leptons se fait via un photon (virtuel) polarisé transversalement, la distribution angulaire dans le centre de masse devrait suivre la loi suivante [1] :

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} \sim (1 + \cos^2\theta^*) , \tag{3.1}$$

avec θ^* l'angle d'ouverture de la paire dans son référentiel du centre de masse. Dans le cas du charme, cette même distribution devrait être plus « lissée » du fait que le dimuon résulte de décroissances successives, chacune atténuant, lissant la distribution obtenue au niveau partonique. L'angle d'ouverture dans le centre de masse pourrait ainsi constituer un paramètre discriminant. La figure 3.2 montre la distribution de l'angle d'ouverture dans le centre de masse pour le DRELL-YAN et le charme ouvert pour des dimuons dans l'acceptance de PHENIX. Les distributions obtenues sont très semblables et ne fait apparaître aucun pouvoir discriminant pour cette variable.

Une autre caractéristique du processus DRELL-YAN est que celui-ci peut produire des paires de leptons très énergétiques, toute l'énergie du photon virtuel étant convertie en énergie cinétique pour les leptons (en négligeant, en première approximation la masse de ceux-ci). Cette caractéristique se retrouve dans la distribution en impulsion transverse p_T donnée figure 3.2. Néanmoins cette différence ne constitue pas une variable discriminante intéressante du fait que le J/ψ aura une distribution en p_T similaire, ou plutôt intermédiaire entre celle du charme ouvert et du DRELL-YAN. La séparation de ces deux dernières contributions ne sera donc pas aisée du

[1]Cette expression est néanmoins une approximation valable uniquement pour des dimuons dont le p_T est bien inférieure à leur masse invariante, comme indiqué § 1.5.4

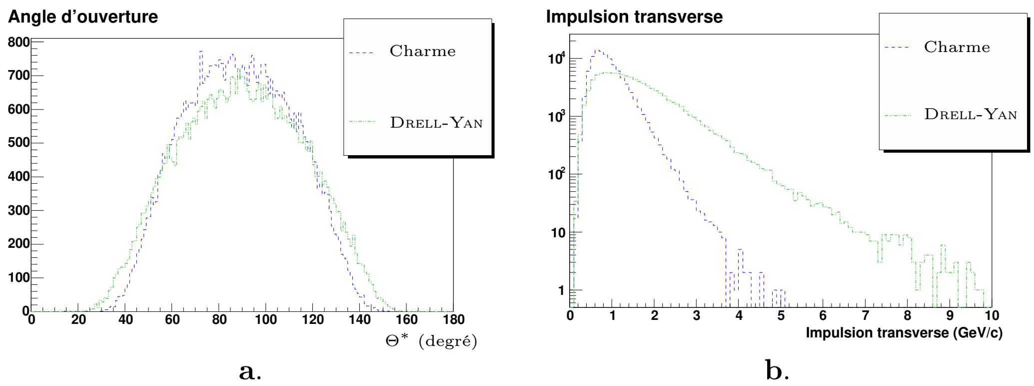


Fig. 3.2 - Distributions de dimuons dans l'acceptance de PHENIX en fonction de la variable Θ^* (angle d'émission des muons dans le centre de masse du dimuon) graphe **a**, et de l'impulsion transverse du dimuon, graphe **b** ; simulation réalisée avec Pythia.

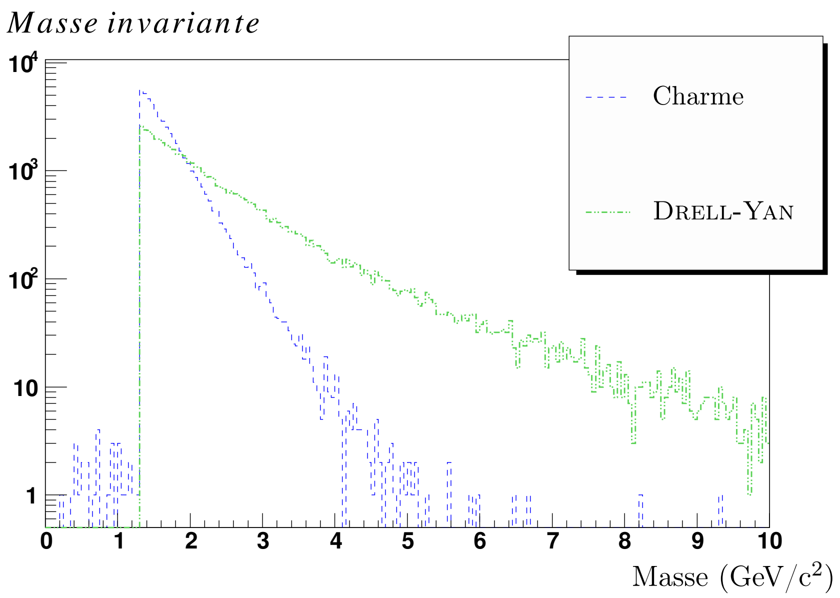


Fig. 3.3 - Distribution en masse invariante de dimuons dans l'acceptance de PHENIX simulée avec Pythia.

fait de cette composante J/ψ supplémentaire à distinguer. Néanmoins, cette caractéristique se retrouve également dans la masse invariante de la paire, dont la masse invariante est en moyenne plus élevée pour le Drell-Yan que pour le charme, comme montrée figure 3.3. Par contre, le J/ψ exhibe une raie nette et ne vient donc plus compliquer la séparation de ces deux variables.

Sur cette figure, on peut constater que le charme se situe essentiellement à basse masse alors que le Drell-Yan est, quant à lui, le seul à subsister pour des masses élevées, ici supérieures à environ 5 à 6 GeV/c^2. Cette constation n'est pas étonnante. En effet, les partons participant à la production de charme doivent être très énergétiques du fait de la masse élevée du quark c. La production des leptons se fait via une désintégration produisant trois corps : $D \to \ell + \nu + X$ où X représente le système hadronique produit. De plus, la chaîne de désintégration peut faire intervenir plusieurs particules intermédiaires (telles des états excités des mésons ou baryons charmés). L'énergie initiale est alors peu à peu dissipée par ces deux phénomènes, ce faisant, seule une faible fraction de l'énergie des partons initiaux est transmise au dimuon final. Ces dimuons auront de ce fait une masse invariante relativement faible et peupleront ainsi essentiellement le spectre à petite masse [87]. De plus, on notera que seule une faible fraction des mésons charmés formés donneront des muons ($\sim$ 10 %). A contrario, aucun effet n'induit de dégradation de l'énergie du Drell-Yan, celui-ci pourra donc peupler le spectre jusqu'à des masses élevées. Déduite de simulations effectuées avec Pythia pour modéliser les expériences en faisceau sur cible réalisées par les collaborations NA38 [132, 133, 134] et NA50 [135], cette particularité a alors été mise à profit pour séparer Drell-Yan et charme ouvert lors de l'étude du continuum dimuon et déduire leur section efficace de production [134, 135].

Nous nous sommes attardés dans cette discussion sur trois variables, l'angle d'ouverture de la paire de dimuon dans le centre de masse, la distribution en impulsion transverse des dimuons ainsi que celle en masse invariante. Celles-ci représentaient de bonnes variables candidates pouvant posséder un pouvoir de discrimination intéressant. D'autres variables cinématiques ont également été étudiées : angle d'ouverture de la paire dans le laboratoire, spectres en impulsion, impulsion transverse et rapidité pour, à la fois, muons et dimuons. Il en ressort que seule la forme des distributions en masse invariante possède un pouvoir discriminant suffisant pour séparer le Drell-Yan du charme ouvert. Rappelons que les spectres en impulsions (transverses et totales) exhibent également un pouvoir discriminant mais les résonances apparaissent alors « diluées » et non plus comme des pics. Ainsi, la masse invariante sera retenue comme variable discriminante et les formes des distributions de celle-ci pour le charme et le Drell-Yan seront donc utilisées pour séparer ces deux contributions dans l'analyse présentée au chapitre suivant.

3.2 Simulation des différentes composantes

Une variable discriminante ayant été mise en évidence, une étude plus détaillée de la paramétrisation de Pythia est nécessaire. De plus, les données pouvant contraindre ces paramètres étant peu nombreuses, une estimation de l'erreur systématique liée à ce jeu de paramètres est indispensable.

3.2.1 Quelques généralités

3.2.1.1 Aspects techniques sur la génération Monte-Carlo

Pythia [2] [131] est un générateur d'événements physiques basé sur la méthode Monte-Carlo. C'est ce générateur qui a été utilisé pour l'ensemble des simulations effectuées. Sa paramétrisation se fait par un ensemble de variables à renseigner, lues à l'étape d'initialisation du programme. Différentes paramétrisations ont donc été nécessaires afin de simuler chacune des contributions au spectre en dimuon. Pour chacune de ces paramétrisations, des tests ont été effectués pour s'assurer de la cohérence physique des résultats obtenus. Ces tests se regroupent en deux catégories, une confrontation à des données (ou prédictions) existantes et une étude systématique suivant les paramètres pertinents pour le signal considéré. Les paramétrisations choisies seront détaillées dans la suite de ce chapitre.

Afin d'obtenir une statistique suffisante, à l'étape de la génération mais surtout en bout de chaîne, après recontruction complète par le logiciel officiel de PHENIX, une statistique importante a été générée. Pour ce faire, un mécanisme de sauvegarde de la graine (utilisée pour les tirages aléatoires lors de la génération) a été implémentée de façon à obtenir des échantillons simulés non corrélés. De plus, pour réduire le temps de simulation, les événements ont été générés dans l'acceptance des bras à muons de PHENIX. De légères coupures ont également été imposées sur l'impulsion de chaque muon et la masse invariante du dimuon. Ces coupures ne devraient pas

[2] Sur le site `http ://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html`, on peut trouver les différentes versions de Pythia ainsi que toute la documentation correspondante.

affecter le spectre obtenu en bout de chaîne. Ces coupures ne devraient donc supprimer que des muons qui auraient par ailleurs été absorbés. L'annexe A.1 détaille les conditions de simulations et dresse le bilan de la statistique produite.

3.2.1.2 Paramétrisation de Pythia

Les principaux paramètres pertinents pour la configuration de Pythia vont être discutés dans ce paragraphe. Les paramètres propres à une contribution en particulier seront discutés dans un des chapitres suivants.

Les paramètres physiques critiques pour les simulations sont les suivants :

1. la fonction de structure partonique utilisée (PDF) ;
2. le quadri-moment de transfert Q^2 lors de l'interaction ;
3. la masse du quark pour la production de quarks lourds ;
4. l'impulsion transverse au niveau partonique k_T avant collision (bien que ce paramètre permette essentiellement d'ajuster les spectres en p_T au niveau hadronique) ;
5. dans le cas de production de quarks lourds, le procédé de fragmentation utilisé ;
6. la proportion des différents parents pour un signal donné.

Ces paramètres vont être fixés en tenant compte au mieux de contraintes physiques. Les autres paramètres de Pythia seront laissés à leur valeur par défaut.

La PDF utilisée sera commune à l'ensemble des simulations et sera fixé à CTEQ5M1 [136]. Cette PDF est définie dans le schéma de renormalisation $\overline{\mathrm{MS}}$ et ajustée pour décrire les sections efficaces de production nécessitant la prise en compte des processus NLO [136].

La définition de la variable Q^2 est particulièrement importante puisqu'elle dicte l'énergie mise en jeu lors des interactions partoniques dures. Sa définition dépend du type du processus partonique considéré. À l'ordre dominant, les processus pertinents pour la création de quarks lourds sont la fusion de gluons et l'annihilation quark anti-quark (cf. § 1.5.2). Une paramétrisation possible est de fixer Q^2 à l'énergie mise en jeu lors du processus dans la voie s : $\hat{s}$. Pour la création d'une résonance de masse M_R, Pythia fixera (par défaut) $\hat{s}$ à M_R^2. Ce sera également le cas pour le Drell-Yan pour lequel $\hat{s}$ sera égal à la masse invariante de la paire de leptons formée. Pour la production de quarks lourds, $\hat{s}$ sera borné inférieurement par m_Q^2 mais n'admettra pas de valeur supérieure fixe, autorisant ainsi des énergies relativement importantes pouvant être utilisées pour générer des réinteractions dans l'état final et la modélisation des processus NLO grâce au mécanisme du *parton shower* implémenté dans Pythia [137] (cf. § 3.2.3.3). La masse du quark c est un paramètre critique de la simulation, elle sera discutée dans un prochain paragraphe.

Dans la mesure du possible, les paramètres seront communs à l'ensemble des signaux ou laissés à leur valeur par défaut. La fonction de distribution partonique (PDF) et le k_T seront fixés pour l'ensemble des simulations. La fonction de fragmentation utilisée pour la production de quarks lourds sera la même pour le charmonium et le bottomonium.

Lors de génération Monte-Carlo, deux aspects distincts sont importants à vérifier :

1. la forme des distributions obtenues est compatible avec des mesures et/ou prédictions existantes ;
2. le taux de production d'un signal donné est également en accord avec des données.

Dans notre étude, on notera que le choix des paramètres définitifs de Pythia s'appuiera essentiellement sur la réalisation du premier point. On ne s'intéresse pas en effet au taux de production donné par Pythia mais à la forme des différents signaux. Le taux de production devant être déduit par ajustement de ces différentes forme au spectre de données expérimentales. Cet ajustement aux données expérimentales sera discuté dans le chapitre 4.

3.2.2 Paramétrisation des résonances J/ψ, ψ' et Υ

La paramétrisation des résonances est relativement aisée. La forme de la résonance sera de type BREIT-WIGNER avec pour caractéristiques sa masse invariante m_R et sa largeur de décroissance Γ_R. La forme de la résonance est ainsi donnée par :

$$\frac{s}{\pi} \frac{m_R \Gamma_R}{\left(s\tau - m_R^2\right)^2 + m_R^2 \Gamma_R^2} , \tag{3.2}$$

avec s l'énergie dans le centre de masse de la réaction et $\tau = m^2/s$. L'obention de la BREIT-WIGNER se fait après intégration sur τ. PYTHIA tient compte également des conditions cinématiques de production, la quantité $m_R\Gamma_R$ est alors remplacée par une fonction $H_R(s\tau)$ qui prend en compte l'énergie s disponible. Aucun paramètre n'est donc à ajuster pour rendre leur forme plus « réaliste ». La principale difficulté rencontrée provient de la bonne estimation des sections efficaces. L'hadronisation de la paire de quarks au sein de PYTHIA sera discuté à la section 3.2.3.2) mais celle-ci nécessite la connaissance de diverses quantités nécessaires au peuplement des différents états accessibles pour la résonance lors de la fragmentation (états caractérisés par leurs spin et moment cinétique total). Il s'agit du carré de la fonction d'onde à l'origine $|R^{\text{résonance}}(0)|^2$ pour la résonance considérée et de sa dérivée première [131]. Ce mécanisme est similaire à celui utilisé dans le modèle de l'octet, discuté 1.5.3, bien que ce dernier soit un peu plus complexe du fait de l'existence d'un plus grand nombre de paramètres nécessaire à la fragmentation. Enfin, la sommation sur l'ensemble des états permet l'obtention du taux de production total pour ladite résonance. Le taux de production de chacun des états est donc crucial pour assurer une section efficace réaliste pour la résonance.

Dans le cas du J/ψ, ces paramètres sont connus et utilisés par PYTHIA. Dans le cas du Υ, ces variables ne sont pas parfaitement connues et peuvent nécessiter un ajustement. PYTHIA donne accès à ces quantités via des variables à renseigner (se référer à l'annexe C pour plus de détails). Ces paramètres peuvent être calculés théoriquement [138]. Néanmoins, dans le cas du modèle de l'octet, l'obtention de l'ensemble de ces paramètres (correspondant aux éléments de matrice discutés à la section 1.5.3) doivent être déterminés empiriquement par confrontation aux données expérimentales, en particulier celles obtenues au Tevatron. Dans le cadre d'une étude de propective pour le LHC, la détermination de ces éléments de matrice pour les différents états du Υ a été effectuée dans [139].

L'obtention des différentes résonances se fait, au sein de PYTHIA, de manière relativement simple. Les mécanismes de production étant les mêmes, seule une correction de la masse invariante et de la largeur de décroissance de la résonance est effectuée. Les paramètres cités plus haut peuvent également nécessiter un ajustement.

Enfin, la PDF utilisée peut avoir une incidence sur le taux de production de la particule. Pour le J/ψ, la paramétrisation est restée identique à celle utilisée pour l'analyse $p+p \to J/\psi \to \mu^+\mu^-$ [140]. Quant au Υ, c'est la PDF CTEQ5M1 qui a été utilisée.

On notera que la discussion de la paramétrisation des résonances s'est focalisée sur l'obtention de leur taux de production. Cet aspect n'étant néanmoins pas crucial pour notre analyse, nous nous limiterons à ces considérations relativement générales.

3.2.3 Le charme ouvert

Le point de départ pour l'étude de la production du charme ouvert avec PYTHIA a été la paramétrisation déjà utilisée dans PHENIX pour l'étude de la production de charme dans le canal diélectron [141]. Le tableau 3.1 donne les valeurs des paramètres appropriés pour la production de charme. Cette paramétrisation a été optimisée pour reproduire au mieux la production de charme au SPS et au FNAL [142] et celle d'électrons (issus de la désintégration de mésons charmés) aux *Intersection Storage Rings* (ISR) [143, 144, 145]. La figure 3.4 montre l'accord obtenu entre les

Paramètre	MSTP(51)	MSTP(32)	PMAS(4,1)	MSTP(31)	PARP(91)
Signification	PDF	Q^2	masse du quark c	valeur du facteur K	largeur du $\langle k_T \rangle$
Valeur	CTEQ5L	$\hat{s}$	$1,25$ GeV/c^2	$3,5$	$1,5$ GeV/c

Tab. 3.1 - Paramétrisation de Pythia utilisée par [141]. Les valeurs données ici sont celles des paramètres modifiés ; tous les autres étant laissés à leur valeur par défaut. La version de Pythia utilisée est la 6.152.

sections efficaces déduites de ces différentes données et celles retournées par Pythia. Néanmoins, on s'intéresse ici à la justesse des distributions issues du charme plutôt qu'au taux de production de celui-ci. Ainsi on s'intéressera plutôt à la figure 3.5 qui montre la contribution attendue en électron provenant du charme comparée à celles extraites des mesures. Encore une fois, l'accord est bon entre les prédictions issues de Pythia et les mesures effectuées.

Cette paramétrisation est donc basée sur des données « basse énergie ». Afin de s'assurer que la paramétrisation reste raisonnable pour des énergies plus élevées, une comparaison avec des données obtenues pour une énergie plus importante sera effectuée. Enfin, dans le but d'utiliser les résultats donnés par Pythia, une étude systèmatique suivant les principaux paramètres utilisés pour la production de charme sera également donnée. Ceci dans le but d'estimer une erreur systèmatique globale sur la fonction de forme que l'on déduira des simulations.

3.2.3.1 Comparaison avec des données « haute énergie »

Actuellement, peu de données existent sur la production de charme permettant de contraindre efficacement la paramétrisation de Pythia. Néanmoins des résultats récents ont été obtenus au Tevatron sur la production de mésons charmés. En effet, la collaboration CDF II (CDF *run* II) a rapporté les sections efficaces de production des mésons charmés D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ par intervalle en p_T pour une rapidité $|y| \geq 1$ lors de collisions $p + \bar{p}$ à $1,96$ TeV [146]. Le p_T est une variable cinématique importante car elle renseigne sur les processus durs à l'origine de la formation des hadrons charmés. De plus, les générateurs Monte-Carlo « classiques », c'est-à-dire ceux se limitant aux calculs à l'ordre dominant (*Leading Order*), comme Pythia, sont connus pour ne pas reproduire correctement la physique des hauts p_T et des jets [147]. Une confrontation de Pythia avec ces données semblait donc un test important.

Des simulations pour chacun de ces mésons ont donc été effectuées. La paramétrisation de Pythia est celle de [141] et est rappelée dans le tableau 3.1. Les figures 3.6 et 3.7 montrent les différences observées par intervalle de p_T entre les mesures de CDF II et les prédictions de Pythia pour chacun des quatres mésons, D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+ respectivement – Les graphes concernant les deux derniers mésons ont été placés dans l'annexe D, figure D.4 et figure D.5. Dans chaque cas, deux graphes sont présentés. Le premier montre la mesure réalisée par la collaboration (triangle inversé) comparée directement à la prédiction de Pythia (croix), le second montre le rapport entre la mesure et la valeur retournée par Pythia, pour les mêmes intervalles en p_T. Les intervalles en p_T sont au nombre de 6 et sont donnés ci-après :
- premier intervalle : $5,5 \leq p_T < 6$ GeV/c ;
- second intervalle : $6 \leq p_T < 7$ GeV/c ;
- troisième intervalle : $7 \leq p_T < 8$ GeV/c ;
- quatrième intervalle : $8 \leq p_T < 10$ GeV/c ;
- cinquième intervalle : $10 \leq p_T < 12$ GeV/c ;
- sixième intervalle : $12 \leq p_T < 20$ GeV/c.

Première constatation, Pythia sous-estime systématiquement la production de chacun des mésons. En effet, les rapports entre les valeurs mesurées et les prédictions pour les différents mésons fluctuent autour de 2 quelque soit l'intervalle en p_T et le méson considéré. Néanmoins, de façon

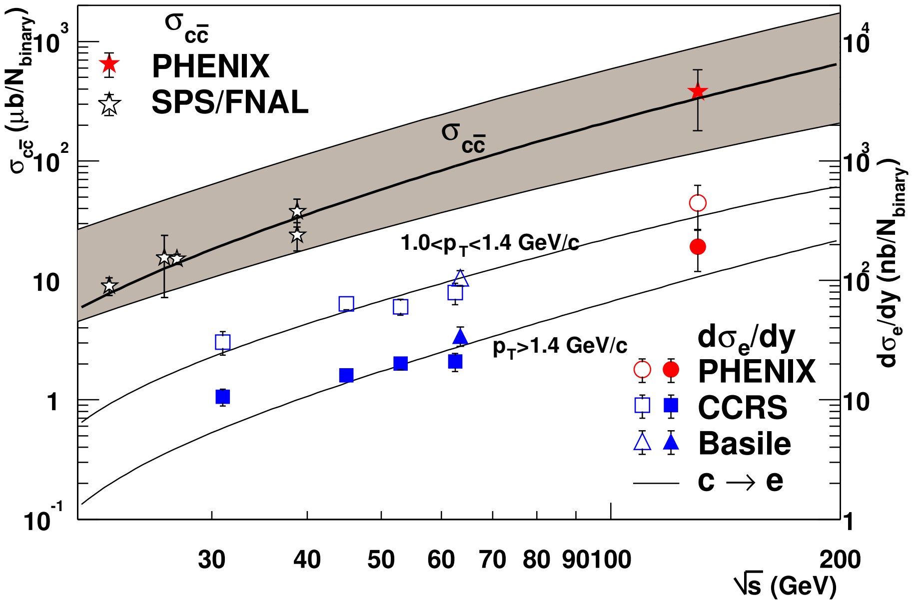


FIG. 3.4 - Comparaison des sections efficaces de production des électrons $\mathrm{d}\sigma_e/\mathrm{d}y|_{y=0}$ obtenues à PHENIX (pour des collisions $Au + Au$ à 200 GeV) [141] et aux expériences Basile et CCRS des ISR (pour des collisions $p+p$ à différentes énergies) [143, 145] avec la contribution attendue venant du charme calculée avec PYTHIA (courbes continues). Les symboles vides et pleins correspondent respectivement à $1,0 < p_T < 1,4$ GeV/c et $p_T > 1,4$ GeV/c (en bas à droite) ; la section efficace de production de charme déduite pour PHENIX est comparée à celle obtenue au SPS/FNAL (en haut à gauche) ainsi qu'à PYTHIA et à une prédiction théorique (bande grisée).

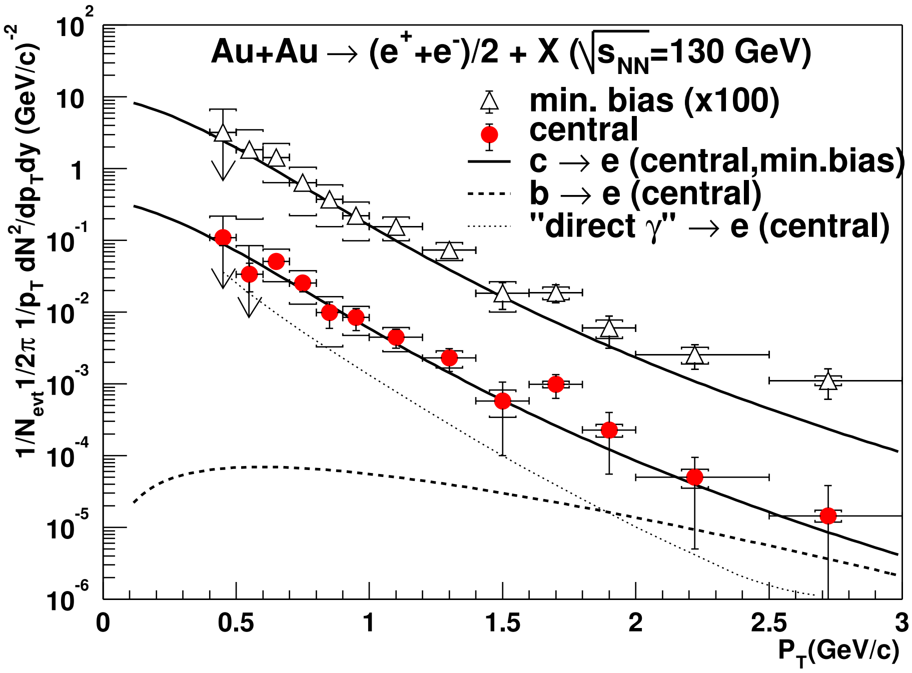


FIG. 3.5 - Spectre en électrons, bruit de fond soustrait, pour des événements $Au + Au$ à $\sqrt{s_{NN}}$=130 GeV, au minimum de biais (×100) et centraux, comparés à une prédiction faite avec PYTHIA (courbes continues) ; la contribution de la beauté (tirets) et de la conversion de photons directs (pointillés) sont également représentées.

Méson	D^0	D^+	D^{*+}	D_s^+
$\sigma_{CDF}(y \geq 1)$ (µb)	$13,3 \pm 1,5$	$4,3 \pm 0,7$	$5,2 \pm 0,8$	$0,75 \pm 0,23$
$\sigma_{Pythia}(y \geq 1)$ (µb)	$8,51 \pm 0,19$	$1,87 \pm 0,10$	$2,42 \pm 0,20$	$0,35 \pm 0,16$
$\sigma_{CDF}/\sigma_{Pythia}$	$1,57 \pm 0,18$	$2,30 \pm 0,39$	$1,87 \pm 0,61$	$2,14 \pm 1,27$

Tab. 3.2 - Comparaison entre les sections efficaces expérimentales déterminées par la collaboration CDF II pour les différents mésons charmés étudiés et des prédictions données par Pythia. La dernière ligne donne le rapport entre ces deux quantitiés.

plus fine, cet écart semble dépendre du méson. Le tableau 3.2 donne les sections efficaces sommées sur l'ensemble des intervalles en p_T à la fois pour les mesures de CDF II et les prédictions de Pythia ainsi que le rapport entre ces deux valeurs, pour chacun des mésons étudiés. Prenons les deux cas extrêmes et regardons les taux de production des D_0 et D^+. Le premier est sous-estimé d'un facteur $1,57 \pm 0,18$ alors que le second est sous-estimé d'un facteur de $2,30 \pm 0,39$. Même en propageant les erreurs de façon à diminuer la différence des taux de production, aucun recouvrement n'est possible. Néanmoins, l'évolution des taux de production suivant les intervalles en p_T semble, quant à elle, consistante pour un méson considéré. En effet, à l'exception du méson D^{*+} dont le rapport pour le premier intervalle en p_T est nettement plus élevé que pour les suivants (cf. figure D.4), tous les rapports sont consistants aux incertitudes près pour un méson donné.

On notera également que le rapport d'embranchement utilisé par CDF II pour le canal de reconstruction du D_s^+ est deux fois plus petit que celui donné par *Review of Particles 2002* [148]. En effet, le canal reconstruit est :

$$D_s^+ \rightarrow \Phi + \pi^+ .$$

Le rapport d'embranchement utilisé par CDF II est de $(1,8 \pm 0,5)$ % alors que celui donné par [148] est de $(3,6 \pm 0,9)$ %. Avec ce nouveau rapport d'embranchement, le taux de production du méson D_s^+ devient tout-à-fait consistant avec la mesure avec un rapport de $1,07 \pm 0,64$.

Ces résultats, obtenus au Tevatron, ont pu être confrontés à des prédictions théoriques [149]. Les taux de production des mésons charmés ont été calculés en utilisant l'approche FONLL en QCD perturbative [91]. Cette approche comporte deux avantages majeures :
– inclusion des corrections à « l'ordre suivant » (NLO) connues ;
– resommation possible de termes *next-to-leading logarithm* contribuant en puissance de $\log(p_T/m)$, ces termes ayant une contribution non négligeable pour des p_T élevés.

Les calculs théoriques ont été effectués dans les mêmes conditions, *i.e.* pour $|y| \geq 1$ et par intervalle de p_T. Le calcul est fait pour la valeur centrale de l'intervalle en p_T considéré. Le tableau 3.3 donne les résultats obtenus par cette approche et rappelle les mesures réalisées par CDF II ainsi que les prédictions issues de Pythia discutées plus haut.

Globalement, les valeurs des mesures demeurent plus importantes que les prédictions théoriques mais restent néanmoins compatibles avec celles-ci dans la limite supérieure des incertitudes théoriques. Ce comportement avait déjà été observé pour la production de mésons beaux [150]. Cette observation, à la fois pour le charme et la beauté, laisse donc supposer la nécessité de trouver un meilleur ajustement des paramètres libres du modèle théorique, *i.e.* la masse du quark, les échelles de renormalisation et de factorisation, l'ajout de processus NNLO ou une meilleure détermination des effets non-perturbatifs (incluant l'hadronisation). Les prédictions obtenues par Pythia sont, quant à elles, voisines, souvent légèrement inférieures aux valeurs théoriques. Elles sont néanmoins toujours compatibles avec les valeurs théoriques. Enfin, il est intéressant de noter que Pythia sous-estime avec le même ordre de grandeur le taux de production des mésons charmés, bien que ses prédictions restent compatibles avec les mesures du fait d'incertitudes relativement importantes.

En conclusion, on peut dire que cette paramétrisation de Pythia sous-estime la production

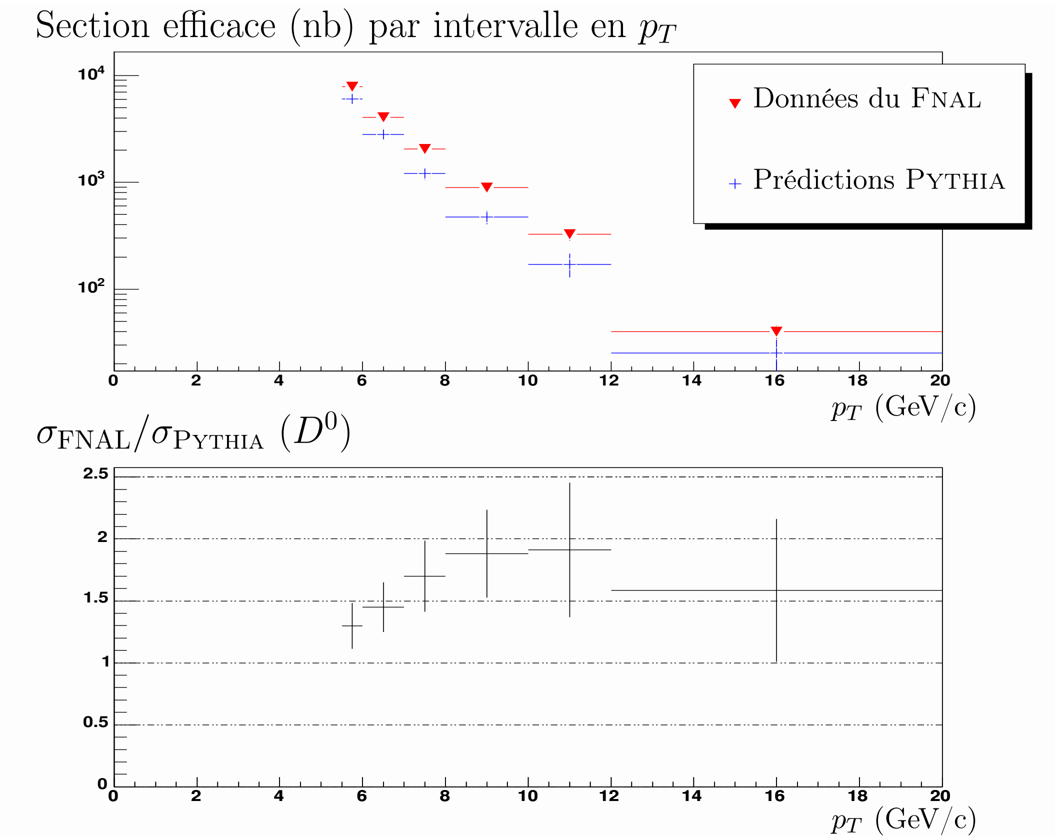


FIG. 3.6 - Comparaison entre les sections efficaces de production, par intervalle en p_T, du méson D^0 observées au Tevatron [146] et les prédictions de PYTHIA.

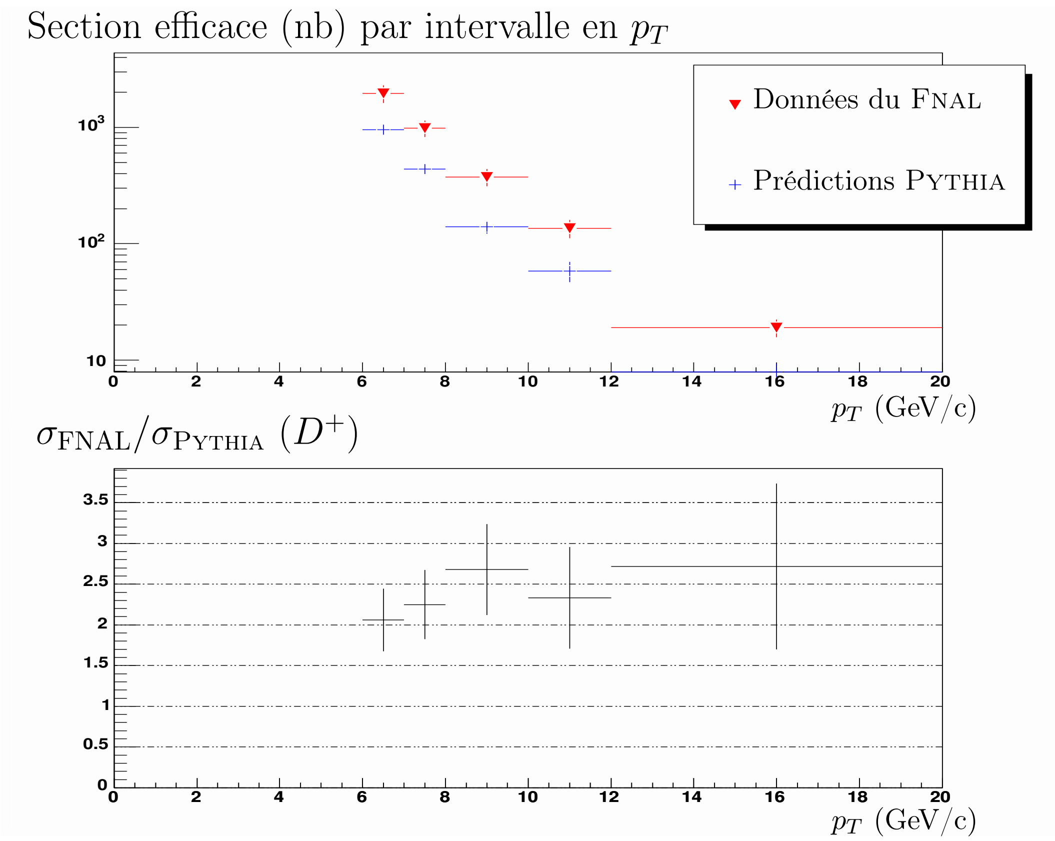


FIG. 3.7 - Comparaison entre les sections efficaces de production, par intervalle en p_T, du méson D^+ observées au Tevatron [146] et les prédictions de PYTHIA.

P_T	$\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}p_T$ ($\lvert y\rvert$<1)(nb/GeV)		
	D^0	D^{*+}	D^+
5, 75	3850^{+2660}_{-1710}	1920^{+1400}_{-890}	1700^{+1200}_{-760}
	7837 ± 220 ± 884	-	-
	6038 ± 349	-	-
6, 5	2320^{+1420}_{-950}	1170^{+760}_{-500}	1030^{+650}_{-430}
	4056 ± 93 ± 441	2421 ± 108 ± 424	1961 ± 69 ± 332
	2798 ± 238	816 ± 72	952 ± 65
7, 5	1240^{+670}_{-460}	634^{+359}_{-245}	554^{+304}_{-209}
	2052 ± 58 ± 227	1147 ± 48 ± 145	986 ± 28 ± 156
	1208 ± 156	689 ± 66	438 ± 47
9	539^{+242}_{-173}	279^{+132}_{-93}	242^{+111}_{-79}
	890 ± 25 ± 107	427 ± 16 ± 54	375 ± 9 ± 62
	473 ± 98	274 ± 42	140 ± 25
11	203^{+75}_{-57}	107^{+41}_{-31}	$91,7^{+34,6}_{-26,3}$
	317 ± 15 ± 41	148 ± 8 ± 18	136 ± 4 ± 24
	171 ± 59	108 ± 26	58 ± 17
16	$29,2^{+7,8}_{-6,2}$	$15,7^{+4,4}_{-3,5}$	$13,3^{+3,6}_{-2,9}$
	39, 9 ± 2, 3 ± 5, 3	23, 8 ± 1, 3 ± 3, 2	19, 0 ± 0, 6 ± 3, 2
	25 ± 20	19 ± 10	7 ± 5

Tab. 3.3 - Comparaison entre les taux de production des mésons charmés D^0, D^{*+} et D^+ pour des collisions $p + \bar{p}$ mesurés au Tevatron (ligne centrale pour chaque valeur de p_T), calculés théoriquement en utilisant la méthode FONLL (ligne du haut) et déduits de simulation Pythia (ligne du bas). Les prédictions théoriques sont assorties d'une incertitude sur le calcul effectué, les mesures sont données avec leurs erreurs statistiques et systématiques ; seule l'incertitude statistique sur les simulations réalisées avec Pythia est donnée.

des mésons charmés observée au Tevatron pour des collisions $p+\bar{p}$ à 1, 96 TeV. Cet écart est de $1,97 \pm 0,61$ en moyenne. Néanmoins aucun écart significatif des pentes des distributions en p_T apparaît, que ce soit par comparaison avec les données de CDF II [146] ou avec des prédictions théoriques [149]. L'aspect important que l'on désirait vérifier était la capacité de PYTHIA à reproduire correctement des distributions originaires du charme ouvert, en l'occurence celle en p_T des mésons charmés. Aucun désaccord n'étant apparu, cette paramétrisation de PYTHIA, donnant donc des résultats compatibles à la fois avec des données et des estimations théoriques, sera conservée.

3.2.3.2 Étude systématique

On se propose d'estimer une incertitude systématique sur les paramètres les plus pertinents lors de la production de charme ouvert. Pour ce faire, nous allons faire varier chacun de ces paramètres dans un intervalle de valeurs physiques réalistes, tout en conservant l'ensemble des autres paramètres à leur valeur par défaut pour notre paramétrisation. La valeur de ces principaux paramètres est rappelée tableau 3.1, exceptée pour la PDF qui sera fixée à CTEQ5M1. La distribution des dimuons en masse invariante sera alors comparée à celle obtenue avec la configuration par défaut. Cette comparaison se fera directement à la sortie de PYTHIA. Pour ce faire, nous ajusterons les distributions des dimuons par une simple exponentielle et donnerons ainsi sa pente. Celle-ci étant naturellement de signe négatif, nous omettrons le signe moins.

Choix de la masse du quark c

La masse du quark c est certainement le paramètre le plus critique pour la génération du charme ouvert. En effet, comme l'illustre le tableau 3.4, la section efficace, tout comme la pente de la distribution en masse invariante des dimuons est très affectée par ce paramètre. En effet, ce paramètre intervient à plusieurs niveaux lors des calculs effectués par PYTHIA [137] :

1. directement comme un terme de masse dans les éléments de matrice utilisés pour le calcul des processus LO ;
2. indirectement lors de la définition de l'espace de phase autorisé pour la génération des processus (la masse du quark impose de fait une coupure basse).

La masse du quark c est, dans la littérature, généralement prise dans l'intervalle suivant : $1,2\ \mathrm{GeV}/c^2 \leq m_c < 1,8\ \mathrm{GeV}/c^2$. Cet intervalle constitue un intervalle de masses physiques « raisonnables ». En effet, les premières estimations de production de charme à RHIC ont été effectuées avec $m_c = 1,2\ \mathrm{GeV}/c^2$ [90]. Des prédictions plus récentes pour cette production à RHIC utilisent l'intervalle $1,3\ \mathrm{GeV}/c^2 \leq m_c \leq 1,7\ \mathrm{GeV}/c^2$ afin d'obtenir une systématique raisonnable [22]. Enfin, on notera que la valeur par défaut utilisée par PYTHIA est de $m_c = 1,5\ \mathrm{GeV}/c^2$ [131, 137]. Des estimations récentes pour le LHC utilise une masse de $m_c = 1,2\ \mathrm{GeV}/c^2$ [151].

De façon à rester le plus général possible, considérons l'intervalle $m_c = 1,5 \pm 0,3\ \mathrm{GeV}/c^2$. On obtient alors, d'après les résultats du tableau 3.4 l'erreur systématique sur la pente $\mathscr{P}$ obtenue avec la masse $m_c = 1,25\ \mathrm{GeV/c}^2$, utilisée dans notre jeu de paramètres :

$$m_c \ = \ 1,25^{+0,55}_{-0,05}\ \mathrm{GeV}/c^2 \Longleftrightarrow \mathscr{P} = 2,665^{+0,048}_{-0,261}\ . \tag{3.3}$$

On notera que même en tenant compte de cette systématique, la pente obtenue reste très différente de celle du DRELL-YAN, de l'ordre de 1 dans les basses masses (voir le spectre A.1, présenté annexe A).

Influence du k_T

Masse du quark c (GeV/c^2)	Section efficace (µb)	Pente (GeV/c^2)$^{-1}$	Probabilité
$1,8$	151	$2,404 \pm 0,080$	36%
$1,5$	318	$2,415 \pm 0,083$	86%
$1,25$	653	$2,665 \pm 0,097$	60%
$1,2$	765	$2,713 \pm 0,028$	81%

Tab. 3.4 - Influence de la masse du quark c sur la distribution en masse invariante des dimuons. La pente donnée correspond à un ajustement par une exponentielle, la probabilité de vraisemblance donne l'accord entre celui-ci et la distribution.

Largeur du k_T	Section efficace (µb)	Pente (GeV/c^2)$^{-1}$	Probabilité
3	$654,3$	$2,735 \pm 0,096$	32%
$2,5$	$653,4$	$2,805 \pm 0,108$	82%
2	$653,5$	$2,988 \pm 0,109$	1%
$1,5$	$653,1$	$2,665 \pm 0,097$	60%
1	$653,4$	$2,611 \pm 0,088$	20%

Tab. 3.5 - Influence de la largeur du k_T, de forme gaussienne, sur la distribution en masse des dimuons.

L'émission de gluons dans l'état initial introduit une dispersion observée sur les spectres de sections efficaces différentielles [139]. Les diffusions élastiques avant interaction dure (effet Cronin) introduisent également une dispersion dans les spectres différentiels en p_T. Ces deux phénomènes ont pour conséquence de donner une impulsion transverse au parton avant sa diffusion inélastique. La modélisation d'une telle impulsion transverse au niveau partonique peut se faire en supposant que les partons interagissant se distribuent de manière gaussienne au sein du hadron (ils ne sont donc pas tous colinéaires avec la direction de propagation du hadron) :

$$D(\mathbf{k_T}) \;=\; \frac{1}{\pi\sigma^2}\,\mathrm{e}^{-\dfrac{k_T^2}{\sigma^2}}\;, \tag{3.4}$$

avec

$$< k_T > = \frac{\sqrt{\pi}}{2}\,\sigma^2\;. \tag{3.5}$$

σ représente la largeur de la distribution et peut être considéré comme un paramètre ajustable [152]. Pythia permet l'accès à cette variable qui peux donc être ajustée. Dans notre jeu de paramètre, sa valeur est de $1,5$ GeV/c, ce qui correspond à un k_T moyen $< k_T >$ de $1,33$ GeV/c. La tableau 3.5 donne l'influence de ce paramètre sur la pente et la section efficace de production. Cette dernière n'est naturellement que peu affectée. La pente au contraire évolue plus nettement en fonction de ce paramètre. On remarquera en particulier que son évolution n'est pas linéaire avec l'augmentation (ou la diminution) de ce paramètre. La pente semble augmenter tout d'abord avec l'augmentation de la largeur du k_T jusqu'à atteindre une valeur maximale pour $\sigma = 2$ GeV/c. Elle diminue ensuite. On observera néanmoins que la différence des pentes reste relativement faible pour deux valeurs données de la largeur du k_T, même dans le cas le plus extrême (pour les valeurs de k_T de 1 et 2 GeV/c). Ce paramètre permet donc un ajustement fin et sera à l'origine d'une erreur systématique faible (vraisemblablement négligeable comparée aux autres sources d'erreurs systématiques).

PDF utilisée	Section efficace (μb)	Pente $(\mathrm{GeV/c^2})^{-1}$	Probabilité
CTEQ5L	653	$2,665 \pm 0,097$	60%
CTEQ5M1	804	$2,731 \pm 0,097$	42%

Tab. 3.6 - Comparaison de la pente obtenue entre deux PDFs, une LO, CTEQ5L et une seconde, de la même serie mais NLO, CTEQ5M1.

Choix de la fonction de distribution partonique PDF

Pythia propose un choix de PDFs relativement important grâce à la bibliothèque PDFLIB du CERN [153]. La PDF utilisée par défaut dans Pythia est CTEQ5L [136]. Néanmoins, suivant une recommandation de Ramona Vogt [154], nous avons décidé d'opter pour une PDF ayant été déterminée en tenant compte des termes NLO. Pour cette raison, nous avons choisi d'utiliser CTEQ5M1, de la même série mais tenant compte des termes à « l'ordre suivant ». Le tableau 3.6 montre la comparaison entre deux simulations, chacune effecutée avec une de ces deux PDFs : CTEQ5L et CTEQ5M1. La pente de la distribution obtenue varie très peu et reste compatible dans les barres d'erreurs. Néanmoins, on remarquera l'effet sur la section efficace qui a augmenté d'environ 20 %.

Dépendance vis-à-vis de la fonction de fragmentation

La fragmentation est réalisée dans Pythia grâce au modèle de Lund de fragmentation de corde (*Lund string fragmentation model*) [155, 156]. Dans ce modèle, la fragmentation a lieu en deux étapes distinctes.

La première étape consiste à créer des paires de quarks pour pouvoir former des hadrons. Une paire de quarks $Q_1\bar{Q}_1$ peut ainsi être créée par excitation du vide à partir de l'énergie d'un premier quark Q_0. Cette paire sera d'abord créée localement (pour conserver la couleur) puis sera alors transportée au voisinage de Q_0 (par effet tunnel) afin que le champ chromo-magnétique entre les différents partons puisse être transformé en masse transverse pour ceux-ci. La probabilité de créer une telle paire $Q_1\bar{Q}_1$, dans le voisinage de Q_0, dépend de la masse transverse m_T donnée aux partons créés Q_1 et $\bar{Q}_1$ et s'écrit :

$$\exp\left(-\frac{\pi\ m_T^2}{\kappa}\right) = \exp\left(-\frac{\pi\ m^2}{\kappa}\right)\ \exp\left(-\frac{\pi\ p_T^2}{\kappa}\right)\ , \tag{3.6}$$

la constante κ étant connue. Cette factorisation conduit à des spectres gaussiens en p_x et p_y pour les paires de quarks formées, indépendants de la saveur du quark considéré. Néanmoins, le terme en masse conduit à une suppression de la production pour les quarks relativement lourds, ce terme devenant petit à mesure que la masse du quark augmente. La production de quark c ou b est en effet impossible lors de processus « doux » (*soft*) mettant en jeu une énergie relativement faible. La production de ces quarks ne pourra donc se faire que lors de processus durs, relevant de la QCD perturbative. Une fois la paire de quarks créée, on obtient une « corde » colorée composée des quarks $Q_0Q_1\bar{Q}_1$ dont la brisure sera à l'origine d'un premier méson $Q_0\bar{Q}_1$, par exemple. Le quark restant $\bar{Q}_1$ s'hadronisera de la même manière, après itération de ce procédé.

La seconde étape consiste à déterminer quel méson la paire $Q_0\bar{Q}_1$ va former. Il s'agit ici de déterminer quelle est la probabilité de former par exemple un π^+ plutôt qu'un ρ^+ à partir d'une paire $u\bar{d}$. Chaque état d'un multiplet (un état étant défini par son spin S et son moment orbital L) est affecté d'une probabilité de formation, celle-ci étant très dépendante du spin de l'état considéré. En l'occurence, la probabilité de former des mésons de spin 1 augmente à mesure qu'on considère des quarks plus lourds. La formation de baryons est, quant à elle, plus compliquée et fait appel à des scénarii différents : *diquark picture* ou *popcorn model* [131].

Une fois un hadron formé, il est nécessaire de déterminer son énergie et son impulsion. Néanmoins, seule l'une de ces deux variables est à déterminer du fait qu'elles sont déjà contraintes par la donnée de la masse transverse fixée précédemment :

$$(E + p_z)\,(E - p_z) \;=\; E^2 - p_z^2 \;=\; m_T^2 \;=\; m^2 \,+\, p_x^2 \,+\, p_y^2 \tag{3.7}$$

La paire $Q_0\bar{Q}_1$ est créée à la suite de la brisure de la « corde » colorée $Q_0Q_1\bar{Q}_1$. Lors de l'hadronisation de cette paire (détermination du méson formé), seule une fraction z de l'impulsion longitudinale de cette corde sera emportée par ce méson. L'énergie restante sera alors utilisable par les autres quarks (restant au sein de la corde) non encore hadronisés. C'est à ce niveau qu'intervient la fonction de fragmentation en donnant la probabilité qu'une fraction z de l'impulsion longitudinale soit emportée lors de l'hadronisation.

Pythia propose quatre fonctions de fragmentation $f(z)$ principales :

1. la fonction de Lund, supposant une fragmentation symétrique par rapport aux deux quarks,

$$f(z) \;\propto\; \frac{1}{z}\, z^a \left(\frac{1-z}{z}\right)^b \; exp\left(-\frac{b\, m_T^2}{z}\right) \;, \tag{3.8}$$

   les paramètres a et b dépendent de la saveur des quarks.

2. une fonction de Lund modifiée pour tenir compte d'écarts expérimentaux observés dans la production des hadrons lourds,

$$f(z) \;\propto\; \frac{1}{z^{1+\, r_Q\, b\, m_Q^2}}\; z^a \left(\frac{1-z}{z}\right)^b \; exp\left(-\frac{b\, m_T^2}{z}\right) \;, \tag{3.9}$$

   le paramètre r_Q est censé valoir 1 mais peut-être fixé séparément pour les quarks c et b ;

3. la fonction de Field-Feynman,

$$f(z) \;=\; 1 \;-\; a \;+\; 3a\,(1-z)^2 \;, \tag{3.10}$$

   avec a=0,77 par défaut, cette fonction est préconisée pour l'hadronisation mettant en jeu les quarks légers u, d et s ;

4. la fonction de Peterson/SLAC, adaptée pour l'hadronisation des quarks lourds,

$$f(z) \;\propto\; \frac{1}{z\left(1 - \dfrac{1}{z} - \dfrac{\epsilon_Q}{1-z}\right)^2} \;, \tag{3.11}$$

   ϵ_Q est le seul paramètre libre de cette fonction, il est censé être dépendant de la saveur et évolué comme $\epsilon_Q \propto 1/m_Q^2$.

La fonction de fragmentation utilisée par défaut par Pythia est la seconde (Lund modifiée). Pour notre étude systématique, nous allons comparer les spectres en dimuons obtenus avec cette fonction à ceux obtenus avec la fonction de Peterson/SLAC, cette dernière étant préconisée pour l'hadronisation des quarks lourds. La fonction de Peterson/SLAC contient un paramètre libre ϵ_Q qui doit être fixé. L'hadronisation étant supposée indépendante du processus à l'origine de la création des quarks, nous allons utiliser l'estimation réalisée par les collaborations ARGUS et CLEO pour des collisions $e^+ + e^-$ à $\sqrt{s} = 10$ GeV [157],

$$\epsilon_Q \;=\; 0,043 \;\pm\; 0,004 \;. \tag{3.12}$$

Le tableau 3.7 donne ainsi les formes observées (ajustement par une simple exponentielle) des spectres générés avec, d'une part la fonction de LUND modifiée, et, d'autre part, celle de PETERSON dont la valeur du paramètre libre a évolué au sein de l'intervalle d'incertitude donné par les mesures d'ARGUS et CLEO. Les distributions en masses invariantes dont sont extraits ces résultats sont présentées figure 3.8. L'effet du changement de fonctions de fragmentation (et du paramètre libre pour celle de PETERSON) est faible et l'ensemble des résultats sont compatibles entre eux.

Fonction de fragmentation	acceptance	Pente $(\mathrm{GeV/c^2})^{-1}$	constante
LUND	1,087 %	$2,807 \pm 0,043$	$2,85 \pm 0,06$
PETERSON avec $\epsilon_Q = 0,0047$	1,087 %	$2,796 \pm 0,042$	$2,80 \pm 0,04$
PETERSON avec $\epsilon_Q = 0,0043$	1,093 %	$2,782 \pm 0,045$	$2,84 \pm 0,07$
PETERSON avec $\epsilon_Q = 0,0039$	1,114 %	$2,787 \pm 0,043$	$2,79 \pm 0,05$

TAB. 3.7 - Ajustement par une exponentielle des spectres en dimuons obtenus avec différentes fonctions de fragmentation. Le signe négatif de la pente a été omis.

Comme il a déjà été signalé (cf. § 3.2.3.1), un aspect important, souvent mal reproduit par les générateurs Monte-Carlo, est la forme des distributions en impulsions transverses. La figure 3.9 montre ainsi les distributions en p_T obtenues à partir des générations discutées précédemment. De même que pour les masses invariantes, aucun différence n'apparaît et les différents spectres sont tout-à-fait compatibles.

3.2.3.3 Influence des processus à « l'ordre suivant »

Il est reconnu que la production de charme ne peut être décrite en considérant uniquement les processus LO. Les processus LO correspondent aux processus dont l'amplitude est proportionnelle à α_s^2, dominant lorque $\alpha_s \ll 1$. Ceci est dû à la masse relativement faible du quark c [88, 89]. La figure 3.10 montre ainsi la contribution attendue des divers processus à la production de charme [137]. On peut estimer la contribution des divers processus à la production attendue à 200 GeV [137] :

- l'excitation de saveur représente environ 65 % ;
- la création de paire, qui correspond aux processus LO, contribue à 25 % ;
- la « brisure de gluon », *gluon splitting* représente 10 %.

Les diagrammes de FEYNMAN sont donnés figure 1.23 pour la création de paire (qui correspond aux processus LO de fusion de gluons et d'annihilation quark-antiquark), figure 1.24 pour l'excitation de saveurs et figure 1.25 pour la « brisure de gluon » (§ 1.5.2). Pour corriger ce désaccord entre production prédite et mesurée, un facteur K est couramment employé de façon à ajuster les modèles aux données expérimentales [158].

Les simulations effectuées n'ont considérées que les processus LO. Il est donc indispensable d'estimer si l'ajout de ces processus NLO modifie la forme de la distribution en masse des dileptons issus du charme ouvert. PYTHIA permet de simuler les processus NLO grâce au mécanisme de *parton shower* [131]. Ce mécanisme n'est néanmoins pas exacte, même à l'ordre en $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ mais il permet tout de même la prise en compte des logarithmes dominants inhérents au phénomène d'interaction partonique multiple [137]. La figure 3.11 montre la distribution en rapidité obtenue pour le charme et la beauté par simulation PYTHIA en considérant les différents processus. La classification et la défintion de ces différents processus sont donnéees § 1.5.2. Le processus dominant pour la production de charme est l'excitation de saveur, comme annoncé dans [137].

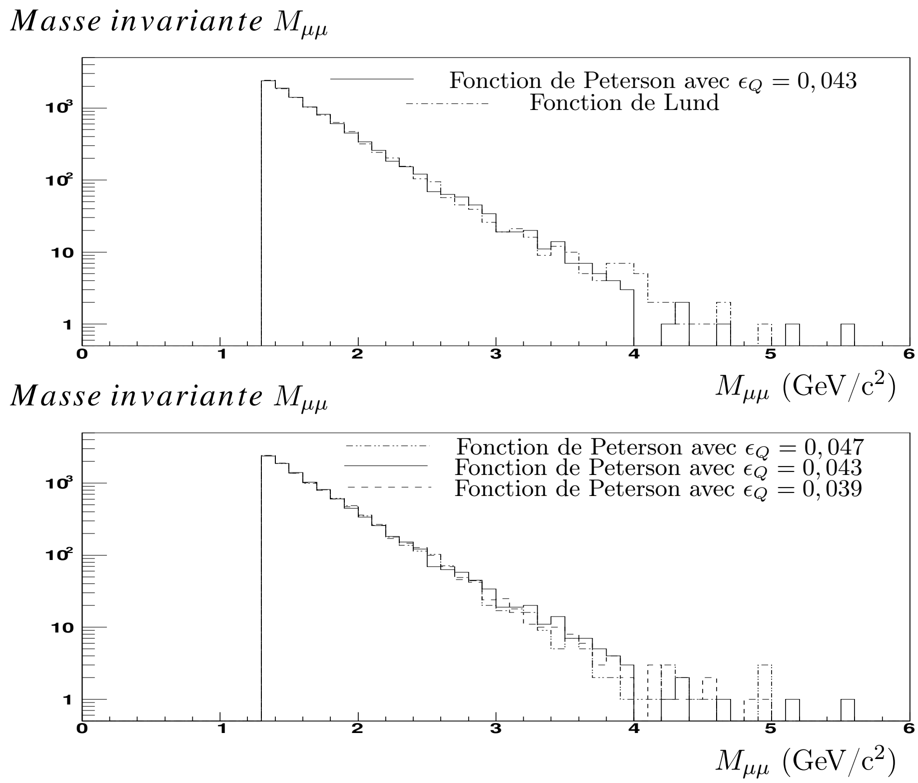


Fig. 3.8 - Comparaison des distributions en masse invariante de dimuons (figure du haut) obtenues avec deux fonctions de fragmentations différentes : la fonction de Lund (tirets-pointillés) et la fonction de Peterson. La figure du bas donne la systématique inhérente à la paramétrisation de la fonction de Peterson : $\epsilon_Q = 0,043 \pm 0,004$.

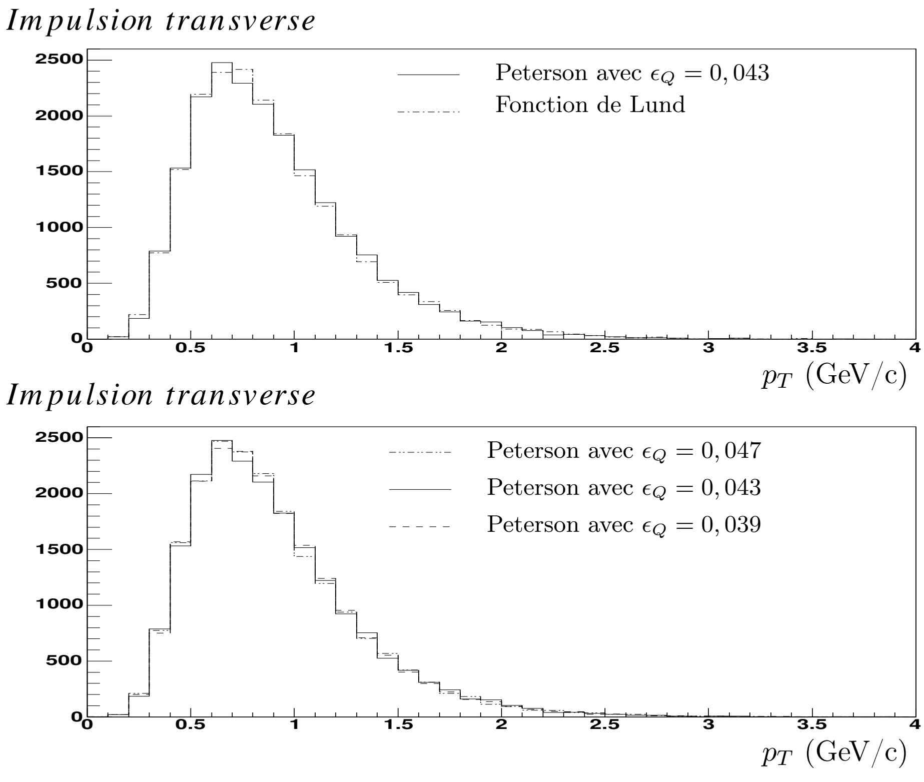


Fig. 3.9 - Comparaison des distributions en p_T pour des muons simples, spectres obtenus avec les fonctions de fragmentations de Lund et de Peterson pour le graphe du haut ; le graphe du bas affiche la systématique due au paramètre libre de la fonction de Peterson : $\epsilon_Q = 0,043 \pm 0,004$.

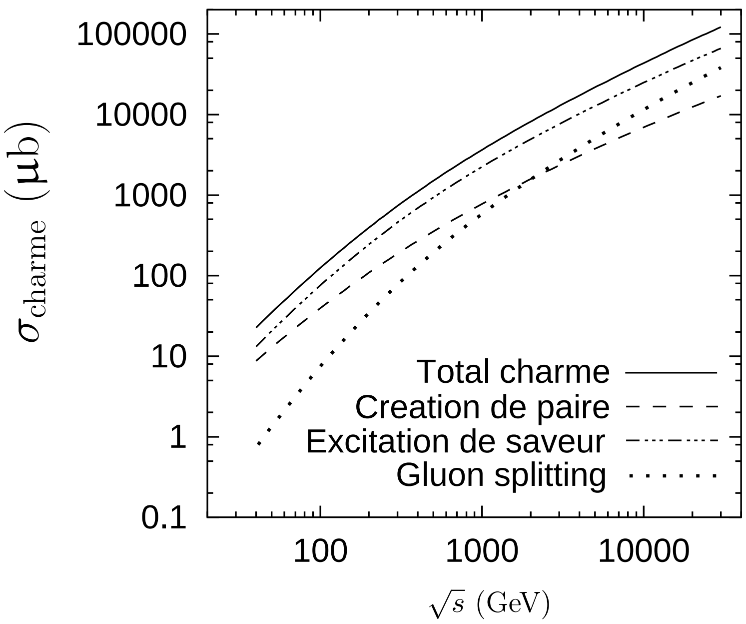


FIG. 3.10 - Contribution attendue des différents processus de production de charme à la section efficace totale, estimation réalisée avec PYTHIA et $m_c = 1,5$ GeV/c^2 [137].

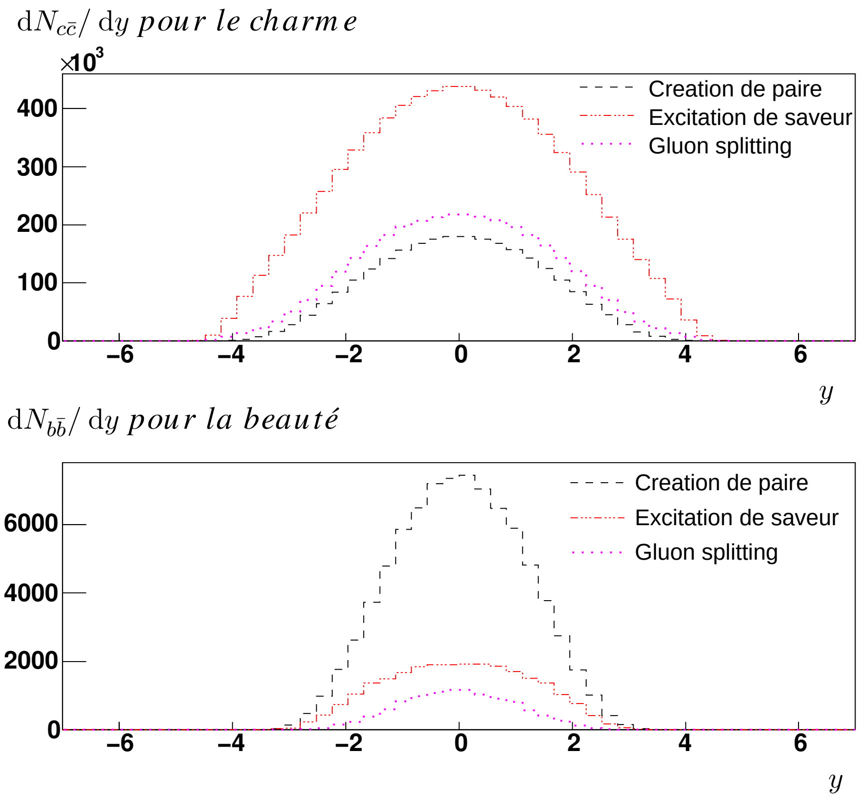


FIG. 3.11 - Distribution en rapidité pour le charme (graphe du haut) et la beauté (graphe du bas) pour les différents processus de production possibles ; Estimation réalisée avec PYTHIA et m$_c$ = 1, 25 GeV/c^2.

Néanmoins on remarquera que le second processus majoritaire est le *gluon splitting* contrairement à la prédiction donnée figure 3.10. Cet effet est dû à la valeur de la masse du quark c pour chacune de ces deux simulations ($m_c = 1,5$ GeV/c^2 pour [137] et $m_c = 1,25$ GeV/c^2 dans notre cas). Le premier effet, évident, de la baisse de la valeur de la masse du quark sera de favoriser le taux de production via le processus de création de paire. Néanmoins un second effet, plus important, est également présent et explique pourquoi le processus de *gluon splitting* supplante la production de création de paire. Cette valeur plus faible de la masse permet en effet une augmentation de l'échelle « virtuelle » en énergie accessible, c'est-à-dire la présence d'une plus grande énergie dans le centre de masse (avant ou après diffusion partonique) pouvant être utilisée pour la modélisation des *parton showers*, aussi bien dans l'état initial que dans l'état final. Cet effet traduit simplement le fait qu'avec la baisse de la masse du quark c, on s'éloigne du domaine perturbatif (dans lequel les processus LO dominent) et donc que la production de quarks devient plus complexe et fait appel aux processus NLO. Cet aspect se confirme si l'on observe la production de la beauté. La masse du quark beau étant très supérieure à Λ_{QCD}, sa production relève de QCD perturbative et est donc nettement dominée par la production de paires $Q\bar{Q}$. On remarquera enfin que, malgré la cinématique différente pour ces divers processus, aucune différence notable dans les distributions en rapidité n'apparaît. Malgré l'importance évidente des processus NLO sur le taux de production, qu'en est-il de son effet sur la forme de la distribution en masse invariante des dimuons issus du charme ouvert. La figure 3.12 montre la distribution en masse invariante des leptons issus des différentes contributions. Le spectre global est également donné. Un ajustement par une exponentielle simple permet d'en déduire une pente de $2,68 \pm 0,29$ (GeV/c^2)$^{-1}$. Cette pente est tout-à-fait compatible avec la pente moyenne donnée équation (3.3).

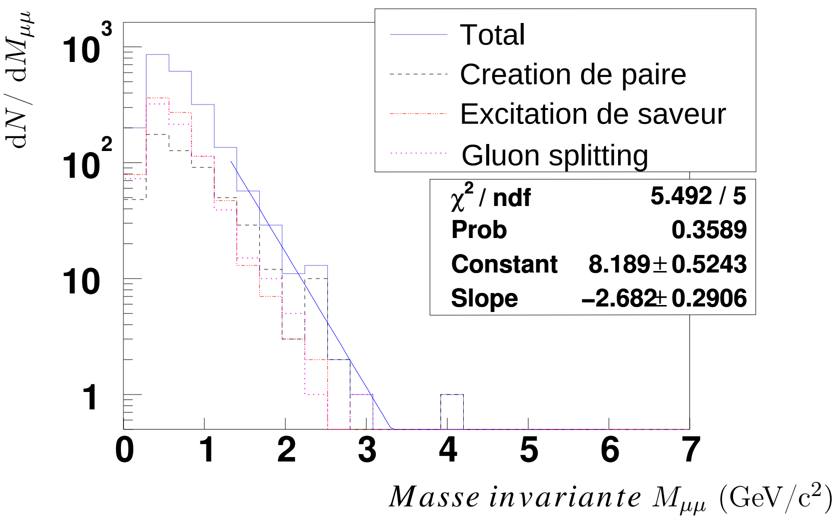


Fig. 3.12 - Distribution de la masse invariante des dimuons issus des différents processus de production du charme ouvert. Le spectre total est ajusté par une exponentielle simple pour comparaison avec la forme obtenue sans la prise en compte des processus NLO ; estimation réalisée avec Pythia à 200 GeV et $m_c = 1,25$ GeV/c^2.

Afin de s'assurer de ce résultat, plusieurs autres simulations, à plus hautes statistiques, ont été effectuées. L'idée était non seulement de confirmer ce résultat mais aussi de vérifier si le changement de PDFs intervient dans la forme de la distribution. En effet, la question était de savoir si en incluant les processus NLO nous devions également inclure une PDF NLO. Et inversement, si on se borne aux processus à l'arbre, doit-on se contenter d'une PDF LO. Nous avons

	Pente $(\mathrm{GeV}/c^2)^{-1}$	
PDF utilisée	Génération LO	Génération NLO
CTEQ5L	$2,65 \pm 0,08$	$2,69 \pm 0,04$
CTEQ5M1	$2,80 \pm 0,11$	$2,64 \pm 0,01$
CTEQ6M	$2,71 \pm 0,07$	-

Tab. 3.8 - Comparaison de la pente de la distribution des dimuons issus du charme ouvert suivant les processus considérés pour la génération Monte-Carlo pour différentes PDFs. Le terme de « génération LO » dénote la prise en compte des seuls processus LO (fusion de gluons et annihilation quark-antiquark), la génération NLO a été effectuée en autorisant tous les processus de diffusions dures ainsi que le mécanisme de *parton shower*.

ainsi réalisé plusieurs simulations avec les PDFs suivantes : CTEQ5L, CTEQ5M1 et CTEQ6M [3]. Dans un cas, nous avons demandé à Pythia de simuler les processus NLO grâce au mécanisme de *partons shower*, dans l'autre, nous avons seulement tenu compte des processus LO.

Le tableau 3.8 montre les résultats obtenus : les différents résultats sont compatibles entre eux et avec l'équation (3.3), qui donne la systématique sur la pente pour une production au *Leading Order* seulement.

3.2.4 Le Drell-Yan

L'étude de la forme de la distribution pour le Drell-Yan s'est effectuée en comparant la distribution obtenue avec Pythia à deux distributions théoriques (déterminées avec les PDFs CTEQ5M et CTEQ6M), fournie par R. Vogt [154]. La figure 3.13 montre les résultats obtenus. Le graphe du haut montre le rapport du spectre différentiel en masse de Pythia sur celui fourni par R. Vogt, déterminé avec la PDF CTEQ6M. Ce graphe montre un bon accord en terme de forme, excepté à basse masse où Pythia semble sous-estimé la production. Cet écart est dû en fait à un problème connu et provient d'un mauvais ajustement de la PDF CTEQ5M pour les petits x [154]. Pour s'en convaincre, il suffit d'observer le graphe du bas. Celui-ci affiche le même rapport mais cette fois les prédictions théoriques ont été déterminées avec la PDF CTEQ5M. On ne constate plus ici de désaccord notable à basse masse. Ce graphe permet donc de s'assurer que cet écart provient bien de l'ajustement de la PDF et non d'un problème inhérent à la génération d'événements effectuée grâce à Pythia. L'utilisation de la PDF CTEQ5M dans la génération Monte-Carlo introduit donc vraisemblablement une erreur systématique sur la forme obtenue.

En terme de forme, l'accord entre Pythia et les prédictions théoriques est globalement bon et satisfaisant. Néanmoins, cette comparaison s'est limitée à la production via les collisions $p+p$, qui est ici notre objet d'étude. Les processus de production du Drell-Yan nécessitent l'intervention de quarks de la mer et sont donc particulièrement sensibles à leur distribution au sein des noyaux. Ces distributions partoniques étant différentes pour le proton et le neutron, on notera l'importance, dans le cas de collisions d'ions lourds, d'étudier la production de Drell-Yan pour des collisions faisant intervenir des neutrons. La figure 3.14 montre ainsi le rapport de la production différentielle en masse du Drell-Yan pour des collisions $p+p$ sur celle pour des collisions $n+n$. Ce rapport, supérieur à 1, montre que la production via les collisions $p+p$ domine légèrement la production de Drell-Yan. On remarquera également que la contribution à la production des collisions $n+n$ diminue à mesure que la masse augmente. Néanmoins, cette diminution reste faible et la différence de pente n'excède pas les 3 % environ.

[3]L'utilisation de la PDF CTEQ6M, n'étant pas incluse dans la PDFLIB, a été possible grâce à la bibliothèque LHAPDF développée par le groupe de travail LHC/LC [159].

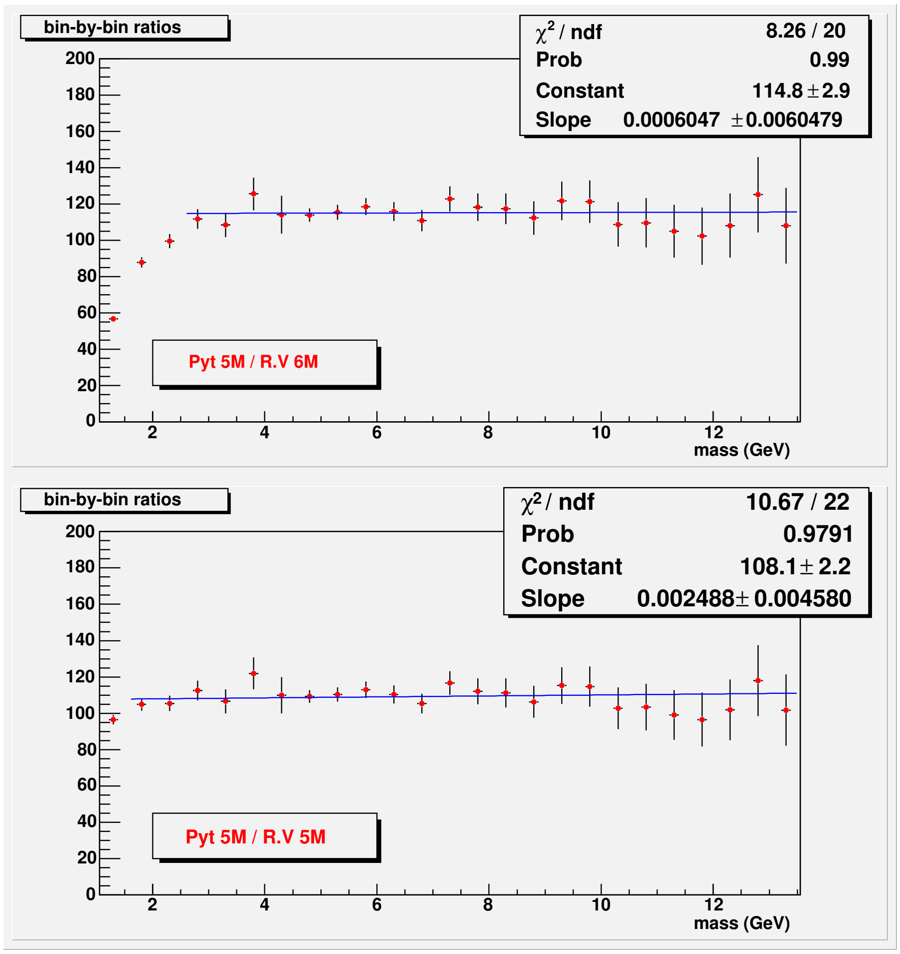


Fig. 3.13 - Rapport par intervalle de masse entre la production obtenue par simulation Pythia et celle attendue théoriquement [154]. Le graphe du haut affiche ce rapport déterminé des prédictions théoriques obtenues avec la PDF CTEQ6M, celui du bas a été réalisé avec la PDF CTEQ5M.

3.2.5 La beauté ouverte

L'étude de la beauté ouverte a consisté en une comparaison des différents paramètres de production utilisés pour le charme (et décrits précédemment), adapté à la production de beauté ouverte (en ouvrant la production de quarks b et des différents mésons beaux) à ceux utilisés par la collaboration ALICE [151] pour la production de beauté ouverte. Les principaux paramètres, et probablement les plus pertinents quant à la production de quarks lourds, sont consignés dans le tableau 3.9.

Le Q^2, dans nos simulations, a été posé comme étant l'énergie disponible dans la voie s lors de l'interaction partonique. La collaboration ALICE lui a préféré la définition $Q^2 = p_T^2 + m_Q^2$. Cette définition est préconisée dans les réactions partoniques donnant deux particules dans l'état final. Cette définition semble donc adaptée pour la génération de quarks lourds. Néanmoins, elle n'offre pas la possibilité d'utiliser le mécanisme de *parton shower* du fait que toute l'énergie est transmise aux quarks, soit sous forme de masse, soit sous forme d'impulsions transverse [137]. Cela suppose donc que le processus dominant de la production doit être le terme de Born du développement perturbatif, c'est-à-dire le processus à l'arbre. Cette condition est réalisée pour la beauté comme on l'a montré figure 3.11. Cette définition du Q^2 sera donc conservée par la suite.

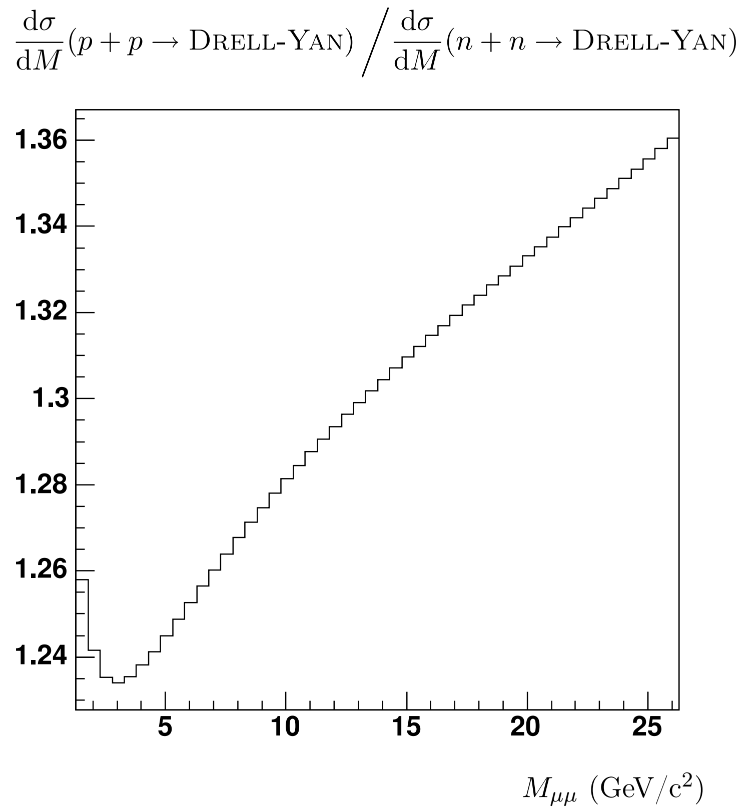


Fig. 3.14 - Rapport par intervalle de masse entre la production théorique prédite pour des collisions $p+p$ sur celle, également théorique, prédite pour des collisions $n+n$.

Les deux autres paramètres pertinents pour la génération de la beauté ouverte sont la masse affectée au quark b et la largeur de la distribution du k_T. Deux combinaisons pour la paramétrisation du k_T seront étudiées :

1. pour le **jeu 1**, la distribution en k_T aura une largeur de 1,5 GeV/c avec une coupure haute de 5 GeV/c (configuration utilisée pour la génération du charme ouvert) ;
2. pour le **jeu 2**, la distribution en k_T aura une largeur de 2 GeV/c avec une coupure haute de 10 GeV/c (configuration utilisée par ALICE).

Pour chacune de ces deux configurations, quatre générations seront réalisées avec, pour chacune d'elle, une masse différente pour le quark b. Elle prendra ainsi successivement les valeurs suivantes $m_b = 4\ ;\ 4,4\ ;\ 4,8$ et $5,2$ GeV/c^2. La figure 3.15 illustre les résultats obtenus. Les graphes du haut donnent la variation de la pente (à gauche) et de la constante (à droite) obtenues après

Description	paramètre Pythia	configuration d'ALICE	notre configuration
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	$p_T^2 + m_Q^2$	$Q^2 = \hat{s}$
Masse du quark b	PMAS(5,1)	4,75 GeV/c^2	4,8 GeV/c^2
Largeur du k_T	PARP(91)	2 GeV/c	1,5 GeV/c
Coupure haute pour le k_T	PARP(93)	10 GeV/c	5 GeV/c

Tab. 3.9 - Paramètres de simulation utilisés par la collaboration ALICE pour la génération de beauté ouverte [151].

ajustement par une simple exponentielle des spectres générés avec le **jeu 1** et les différentes masses pour le quark b. Les deux graphes du bas donnent la même variation en fonction de la masse mais avec le **jeu 2** de paramètres pour le k_T. Pour le **jeu 1** de paramètres, la pente de la distribution augmente à mesure que la masse du quark b augmente (augmentation de la valeur de la pente près de 20 %) : la beauté peuple donc plus facilement les hautes masses. On remarquera ici que l'on avait constaté l'effet inverse dans le cas du charme ouvert. On retrouve néanmoins un effet important de la masse du quark b. Les deux graphes du bas, utilisant le **jeu 2**, n'indiquent aucune variation significative de la pente en fonction de la masse, seule la constante semble être affectée par celle-ci (effet sur le taux de production).

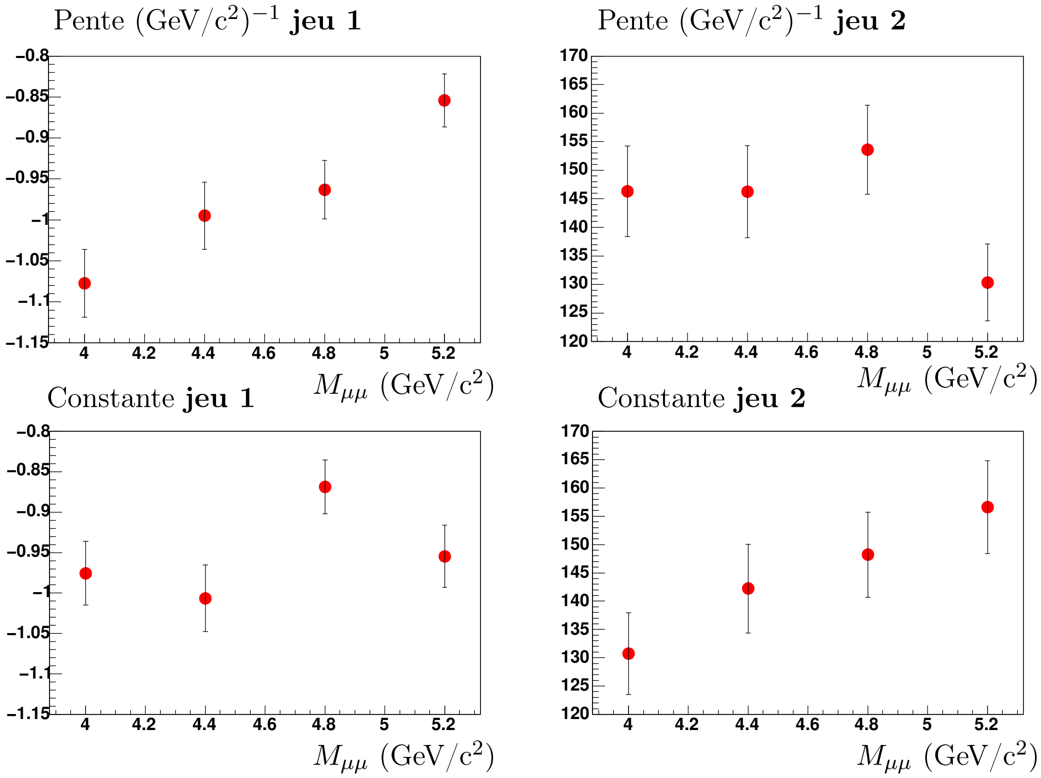


Fig. 3.15 - Influence de la masse du quark « beau » pour deux jeux de paramètres pour le k_T (ces deux jeux sont décrits dans le corps du texte) ; On constate que l'élargissement de la largeur du k_T élude l'effet de la masse du quark sur la pente de la distribution.

En première approximation, la pente moyenne obtenue avec ces deux jeux de paramètres est similaire. Le **jeu 2**, utilisé dans ALICE sera conservé pour la génération de la beauté ouverte.

3.3 Réponse du détecteur et reconstruction

Une fois les paramétrisations pour les différentes composantes au continuum dimuon fixées, une statistique importante au niveau Monte-Carlo a été produite puis reconstruite par le logiciel officiel de reconstruction de PHENIX. Les différentes étapes de cette reconstruction ainsi que la statistique produite sont détaillées dans l'annexe A.1.

Ces simulations ont permises d'une part la connaissance des formes des distributions observables grâce au détecteur, formes résultant de la convolution de la forme physique par les contraintes d'acceptance (géométriques et cinématiques) des spectromètres ; d'autre part la détermination de la réponse à un signal donné du détecteur. Cette dernière donnée est cruciale pour la détermination de l'efficacité de recontruction globale, nécessaire à la détermination des sections efficaces de production.

Dans ce chapitre, nous donnerons tout d'abord les fonctions de forme déduites des spectres reconstruits. À titre de comparaison, on pourra comparer ces spectres reconstruits (obtenus au niveau picoDST) aux spectres obtenus au niveau de la génération Monte-Carlo (Pythia) et placés en annexe D. Les fonctionnelles de forme déterminées seront utilisées pour l'ajustement du spectre expérimental. Cet aspect sera décrit dans le chapitre suivant consacré à l'analyse des données expérimentales. Enfin, nous donnerons la fonction de réponse différentielle en masse invariante obtenue par l'analyse de ces simulations.

Les fonctions de forme pour les deux spectromètres étant similaires, nous nous limiterons à celle du spectromètre Nord. Nous donnerons néanmoins les fonctions de réponse des deux spectromètres, à titre de comparaison du fait qu'elles exhibent une efficacité différentielle différente : le spectromètre Nord permet en effet une meilleure reconstruction.

3.3.1 Fonctions de forme

La détermination des fonctions de forme est une étape cruciale de l'analyse présentée dans ce mémoire. En effet, de ces formes découleront les taux de production des différents signaux. Elle s'est déroulée en deux étapes principales :

1. la détermination d'une fonctionnelle susceptible de représenter correctement la forme de la distribution considérée ;
2. l'étude en stabilité de cette fonctionnelle.

Ces étapes, identiques pour l'obtention des fonctions de forme des trois composantes étudiées, seront détaillées uniquement pour le charme ouvert. On notera que, de façon à s'assurer de la bonne représentation de la distribution originelle, l'étude en stabilité de la fonctionnelle retenue devra être la plus complète et la plus précise possible.

Le charme ouvert

La fonction de forme $\mathcal{F}^{D\bar{D}}$ retenue pour l'ajustement du spectre en dimuons issus du charme ouvert est le suivant :

$$\mathcal{F}^{D\bar{D}} \;=\; \mathcal{N}^{D\bar{D}} \times \mathscr{N} \times \left[\mathrm{e}^{\mathcal{S}_1^{D\bar{D}}(x-x_m)} \;+\; \mathcal{C}^{D\bar{D}}\; \mathrm{e}^{\mathcal{S}_2^{D\bar{D}}(x-x_m)} \right] \;. \tag{3.13}$$

Cette fonctionnelle se décompose en trois facteurs :

1. le premier paramètre, $\mathcal{N}^{D\bar{D}}$, est le seul paramètre de la fonction qui restera libre lors de l'ajustement des spectres expérimentaux ;
2. $\mathscr{N}$ est un coefficient de normalisation permettant l'expression directe de $\mathcal{N}^{D\bar{D}}$ en nombre d'événements ;
3. enfin, le dernier facteur, une somme de deux exponentielles, définit la forme de la distribution compte tenu de trois paramètres, une pente (négative) pour chaque exponentielle, $\mathcal{S}_1^{D\bar{D}}$ et $\mathcal{S}_2^{D\bar{D}}$, et un coefficient de pondération des deux exponentielles $\mathcal{C}^{D\bar{D}}$.

$\mathscr{N}$ est défini comme l'inverse de l'intégrale analytique de la fonctionnelle donnée équation (3.13), il s'écrit

$$\mathscr{N} = \left[\frac{1}{\mathcal{S}_1^{D\bar{D}}\mathrm{exp}\left[\mathcal{S}_1^{D\bar{D}}(x_m - x_l)\right]} + \frac{\mathcal{C}^{D\bar{D}}}{\mathcal{S}_2^{D\bar{D}}\mathrm{exp}\left[\mathcal{S}_2^{D\bar{D}}(x_m - x_l)\right]} \right]^{-1} \;. \tag{3.14}$$

Les pentes $\mathcal{S}_{1,2}^{D\bar{D}}$ et constante $\mathcal{C}^{D\bar{D}}$ seront fixées dans l'analyse (présentée au chapitre suivant) après étude de la stabilité de l'ajustement. Les paramètres x_l et x_m correspondent respectivement à la valeur de début de l'ajustement et à une valeur « origine ». Ils ont été fixés aux valeurs $x_l = 1,5$ GeV/c^2 et $x_m = 2,2$ GeV/c^2. La valeur de x_m est à priori arbitraire et aurait pu être fixée à

x_l. Néanmoins, des tests sur la stabilité ont montré que l'ajustement était plus stable pour une valeur de ce paramètre éloignée du coude observé à basse masse. La stabilité de l'ajustement est en effet sensible à ce coude. Pour l'étude de la stabilité de l'ajustement, deux algorithmes de minimisation, inclus dans ROOT, ont été utilisés. Il s'agit de MINUIT et de FUMILI. Les valeurs retenues pour x_m et x_l ont tenu compte de la nécessité de débuter l'ajustement le plus bas possible en masse invariante (afin de gagner le plus de statistique possible pour le charme ouvert) tout en obtenant un ajustement stable et compatible avec les deux algorithmes de minimisation proposés par ROOT. Enfin, une dernière vérification de la stabilité de l'ajustement a consisté à s'assurer de la convergence de l'ajustement après une variation (faible) des valeurs des paramètres $\mathcal{S}_{1,2}^{D\bar{D}}$ et $\mathcal{C}^{D\bar{D}}$ autour d'une valeur donnée déterminée préalablement par ajustement. À cette fin, l'option « improve » de MINUIT a également été utilisée afin de s'assurer de la présence d'un minimum global et non local.

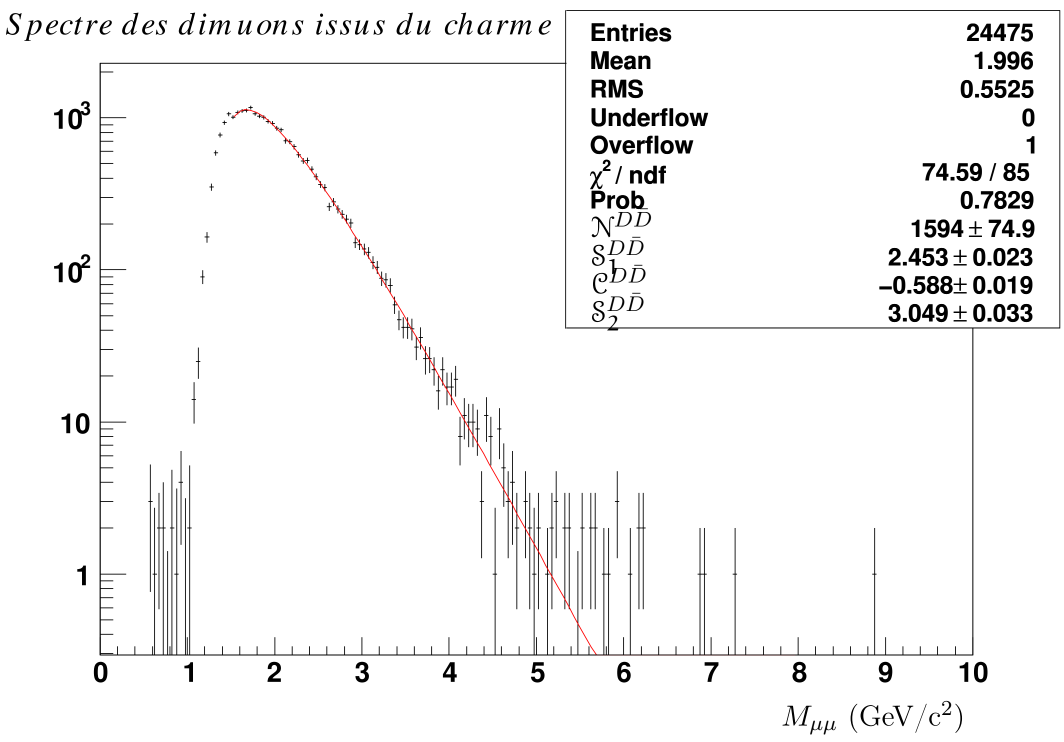


Fig. 3.16 - Ajustement de la distribution en masse invariante des dimuons reconstruits issus du charme et dans l'acceptance du bras Nord ; la fonctionnelle utilisée est donnée équation (3.13).

L'ajustement obtenu est montré figure 3.16. Les paramètres déterminés par cet ajustement seront par la suite fixés dans la fonctionnelle. Ainsi, seul le paramètre de normalisation sera laissé libre. Celui-ci, défini comme ci-dessus, donnera l'intégrale de la fonction, c'est-à-dire le nombre d'événements contenu par l'ajustement.

Le Drell-Yan

La forme de la distribution pour le Drell-Yan est semblable à celle du charme ouvert. Une fonctionnelle du même type devrait ainsi en permettre l'ajustement. Néanmoins, contrairement au charme, le Drell-Yan exhibe une variation de la pente à haute masse, pente qui diminue. Afin de tenir compte de cette caractéristique, une troisième exponentielle sera ajoutée à la fonctionnelle utilisée pour le charme afin de rendre compte de cette nouvelle pente à haute masse. La fonction de forme pour le Drell-Yan, $\mathcal{F}^{DY}$, s'écrira, tout comme celle du charme comme un produit de trois facteurs

$$\mathcal{F}^{DY} = \mathcal{N}^{DY} \times \mathscr{N} \times \left[\mathcal{C}_1^{DY} e^{\mathcal{S}_1^{DY}(x-x_m)} + e^{\mathcal{S}_2^{DY}(x-x_m)} + \mathcal{C}_3^{DY} e^{\mathcal{S}_3^{DY}(x-x_m)}\right] , \tag{3.15}$$

avec $\mathcal{N}^{DY}$ le seul paramètre libre de la fonction et $\mathscr{N}$ un coefficient de normalisation permettant l'expression directe de $\mathcal{N}^{DY}$ en nombre d'événements. Ce coefficient $\mathscr{N}$, est défini comme l'inverse de l'intégrale analytique de la fonctionnelle donnée équation (3.13) et s'écrit

$$\mathscr{N} = \left[\frac{\mathcal{C}_1^{DY}}{\mathcal{S}_1^{DY} \exp\left[\mathcal{S}_1^{DY}(x_m - x_l)\right]} + \frac{1}{\exp\left[\mathcal{S}_2^{DY}(x_m - x_l)\right]} + \frac{\mathcal{C}_3^{DY}}{\mathcal{S}_3^{DY} \exp\left[\mathcal{S}_3^{DY}(x_m - x_l)\right]}\right]^{-1} . \tag{3.16}$$

Les mêmes tests que pour la fonctionnelle utilisée pour le charme ouvert ont été effectués pour s'assurer de la stabilité de l'ajustement. La figure 3.17 montre la distribution du signal Drell-Yan attendue ainsi que son ajustement par la fonctionnelle donnée équation (3.15). Les valeurs des paramètres $\mathcal{S}_{1,2,3}^{DY}$ et $\mathcal{C}_{1,3}^{DY}$ correspondent aux valeurs qui seront conservées dans la suite de l'analyse présentée dans ce mémoire. Les paramètres x_m et x_l prendront les mêmes valeurs que dans le cas du charme, à savoir $x_m = 2,2$ GeV/c^2 et $x_l = 1,5$ GeV/c^2 avec la même interprétation pour chacun.

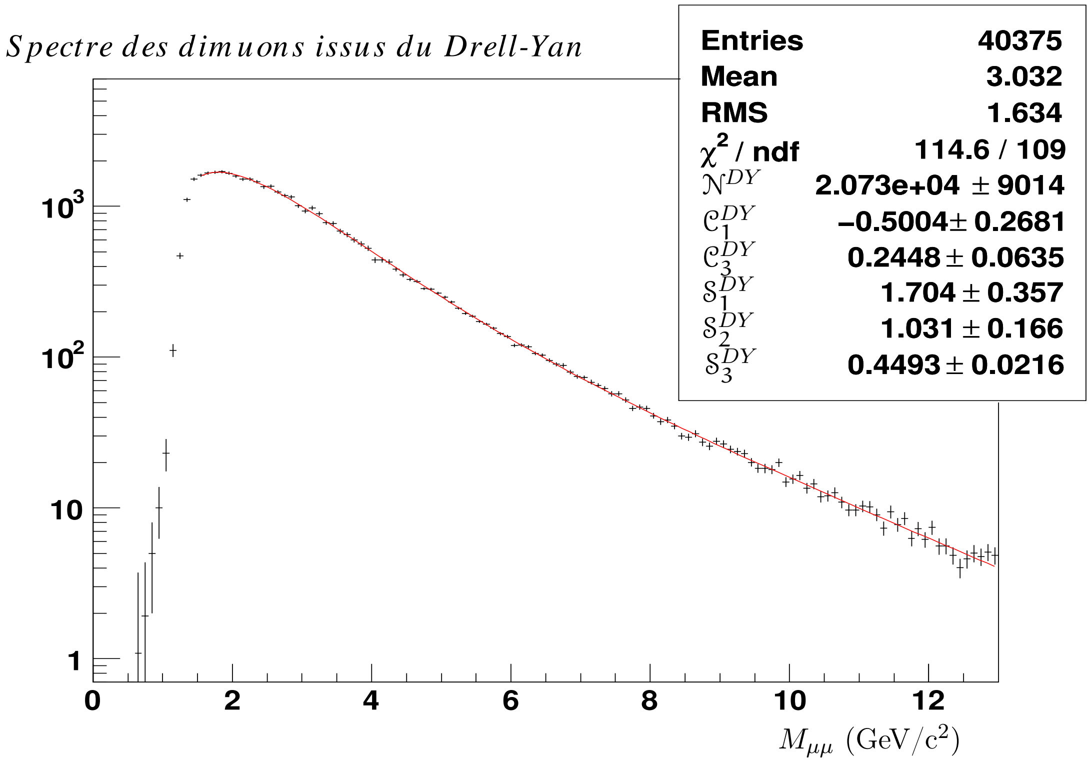


Fig. 3.17 - Distribution en Drell-Yan générée puis reconstruite dans le bras Nord et ajustée par la fonctionnelle donnée dans le texte.

La beauté ouverte

La forme de la distribution de la beauté ouverte fut beaucoup plus délicate à ajuster. Un coude relativement prononcé à basse masse fut la cause de l'instabilité des fonctions construites à partir d'exponentielles uniquement, comme l'est la fonctionnelle représentant le signal Drell-Yan.

Afin de reproduire correctement ce coude, une gaussienne a été introduite dans la fonctionnelle. Celle-ci, plus complexe que les précédentes, dépend alors de cinq paramètres et s'écrit

$$\mathcal{F}^{B\bar{B}} \;=\; \mathcal{N}^{B\bar{B}} \times \mathscr{N} \times \left[\mathcal{G}(x, \mathcal{M}^{B\bar{B}}, \sigma^{B\bar{B}}) \;+\; 4 \times \mathcal{C}^{B\bar{B}} \times \left(\mathrm{e}^{-\mathcal{Y}(x,\mathcal{S}^{B\bar{B}})} - \mathrm{e}^{-2\mathcal{Y}(x,\mathcal{S}^{B\bar{B}})}\right)\right] \;, \quad (3.17)$$

avec les fonctions $\mathcal{G}(x, \mathcal{M}^{B\bar{B}}, \sigma^{B\bar{B}})$ et $\mathcal{Y}(x, \mathcal{S}^{B\bar{B}})$ définies par

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(x, \mathcal{M}^{B\bar{B}}, \sigma^{B\bar{B}}) &= \exp\left[-0,5\, \left(\frac{x - \mathcal{M}^{B\bar{B}}}{\sigma^{B\bar{B}}}\right)^2\right] \text{ et} \\ \mathcal{Y}(x, \mathcal{S}^{B\bar{B}}) &= \mathcal{S}^{B\bar{B}} \times (x - x_m) + \ln(2) \;. \end{aligned}$$

Le coefficient de normalisation $\mathscr{N}$, permettant d'exprimer $\mathcal{N}^{B\bar{B}}$ en nombre d'événements, s'écrit

$$\mathscr{N} = \left[\sigma^{B\bar{B}} \times \sqrt{\pi/2} \times \operatorname{erfc}\left((x_l - \mathcal{M}^{B\bar{B}})/(\sqrt{2}\sigma^{B\bar{B}})\right) + \frac{4\; \mathcal{C}^{B\bar{B}}}{\mathcal{S}^{B\bar{B}}} \times (\mathrm{e}^{-\mathcal{Y}_N} - 0,5\; \mathrm{e}^{-2\mathcal{Y}_N})\right]^{-1} \;, \quad (3.18)$$

avec $\mathcal{Y}_N \;=\; S^{B\bar{B}} \times (x_l - x_m) + \ln(2)$. La fonction erfc() est la fonction Erreur complémentaire, définie par

$$\operatorname{erfc}(x) \;=\; \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \mathrm{e}^{-t^2}\; \mathrm{d}t \;. \quad (3.19)$$

Les différents paramètres, à l'exception de $\mathcal{N}^{B\bar{B}}$, seront fixés aux valeurs déterminées par la minimisation. Ces valeurs sont données figure 3.18. Ce graphe montre ainsi l'ajustement de la distribution attendue pour la beauté ouverte par cette fonctionnelle.

Enfin, on notera que, contrairement aux autres signaux, cette contribution ne contient qu'une partie des dimuons corrélés originaires de la beauté ouverte. En effet, la chaîne de désintégration de la beauté autorise la création de mésons charmés dont la désintégration permet l'apparition d'un troisième muon, en plus des deux provenant directement de la désintégration des mésons beaux (on pourra se référer à la partie § 1.5.1 où ce phénomène a été décrit dans le cadre du LHC).

3.3.2 Étude de la réponse

3.3.2.1 Concept et implémentation

On souhaite déterminer l'altération d'un signal physique donné dû au dispositif expérimental utilisé pour son observation. Le signal est définie sur un certain nombre de variables cinématiques. Le dispositif expérimental altérera de façon à priori indépendante ces différentes variables. Soit $\mathrm{S}(X_i)$ le signal physique d'entrée et $\mathrm{s}(x_i)$ le signal observé via le détecteur. Ce signal est alors donné par la convolution $R(x_i, X_i)$ des réponses du détecteur à chacune des variables cinématiques X_i,

$$s(x_i)\; \mathrm{d}x_i \;=\; \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} R(x_i,\; X_i)\; S(X_i)\; \mathrm{d}x_i\; \mathrm{d}X_i \;, \quad (3.20)$$

x_i étant la même variable cinématique que X_i mais caractérisant le spectre reconstruit. Afin de déterminer la réponse suivant une variable donnée, on doit intégrer sur l'ensemble des autres variables X_i. On obtient alors

$$s(x)\; \mathrm{d}x \;=\; \mathrm{d}x \int_{-\infty}^{+\infty} R(x,\; X)\; S(X)\; \mathrm{d}X \quad . \quad (3.21)$$

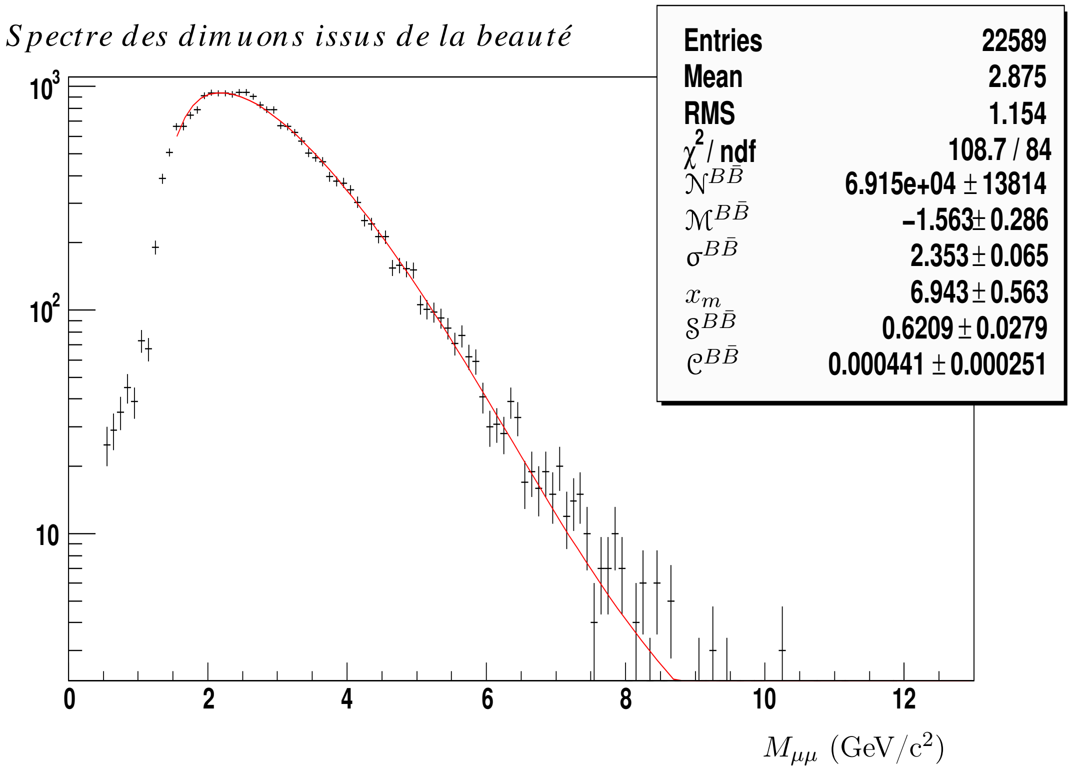


FIG. 3.18 - Distribution masse invariante pour la beauté ouverte générée et reconstruite dans le bras Nord.

Dans le cas de l'étude de la réponse en masse pour une résonance, celle-ci est immédiate et doit correspondre à la résolution obtenue après reconstruction. En effet, la résonance est piquée à une valeur M donnée [4], d'où

$$s(x)\,\mathrm{d}x \;=\; \mathrm{d}x \int_{-\infty}^{+\infty} R(x,\ X)\ S(X)\ \delta(X-M)\ \mathrm{d}X\ , \tag{3.22}$$

la réponse est alors

$$R(x,\ M) \;=\; \frac{s(x)}{S(M)}\ . \tag{3.23}$$

Dans le cas où le signal est un continuum, la réponse est impossible à déterminer expérimentalement mais peut être estimée par simulation. En effet, par analogie avec le cas d'une résonance, on va découper le spectre en X en très fines tranches ΔX et déterminer la réponse du détecteur à ces différentes tranches :

$$R(x,\ X) \;\simeq\; \frac{s(x)}{S(X,\Delta X)}\ . \tag{3.24}$$

Insistons sur le fait que les fonctions de réponses présentées ci-dessous sont intégrées sur toutes les variables cinématiques exceptée la masse. En toute rigueur, elles sont dépendantes des distributions en p_T, y, ... des signaux considérés.

L'étude de la fonction de réponse va se faire par une analyse *événement par événement* des dimuons obtenus au niveau picoDST. Le but est de pouvoir faire correspondre à chaque dimuon

[4] On se place ici dans l'approximation où la largeur de la résonance est nulle. En toute rigueur, on devrait utiliser une forme de type BREIT-WIGNER comme discuté § 3.2.2

trouvé dans la picoDST, le dimuon « originel » généré par Pythia. L'analyse va se dérouler en deux étapes distinctes :

Première étape : on doit tout d'abord déterminer les couples de dimuons candidats, c'est-à-dire le dimuon picoDST qui est supposé avoir été donné par le dimuon signal Pythia après reconstruction. Pour cela, on s'assure que le dimuon candidat au niveau picoDST satisfait les mêmes coupures que le dimuon au niveau Pythia, en particulier l'acceptance géométrique qui a été implémentée dans la génération Monte-Carlo. De plus, les deux dimuons doivent être de même signe [5]. Dans le cas de muons signaux, le dimuons sera forcément de signe 0. Ces quelques contraintes permettent, dans la plupart des cas, de sélectionner un seul candidat au niveau picoDST. Si deux dimuons ou plus restent en compétition, l'événement sera ignoré de façon à éviter l'introduction de biais dans l'analyse.

Seconde étape : une fois l'ensemble des événements analysés, on obtient deux ensembles de dimuons, le premier contenant les dimuons avant recontruction et le second après recontruction. L'application du procédé décrit précédemment va se faire grâce à la méthode TH2 : : FitSlicesY() de ROOT. Un histogramme à deux dimensions suivant la masse (variable cinématique d'intérêt ici) sera construit, la distribution en masse des dimuons au niveau Pythia en abscisse et celle de leurs homologues au niveau picoDST en ordonnée. La méthode TH2 : : FitSlicesY() va permettre la découpe du spectre en Pythia (abscisse) en tranches fines ΔM, de projeter ces tranches en ordonnée puis d'ajuster chacune des distribution obtenues par une gaussienne. Les distributions obtenues en ordonnée correspondent ainsi à la réponse du détecteur pour un échantillon d'événements signaux de masse $m \in \Delta M$.

La gaussienne d'ajustement possèdera trois paramètres libres : $\mathscr{P}$, σ et m, et sera définie de la façon suivante :

$$f(x) \; = \; S(\Delta M) \times \frac{\mathscr{P} \times s(m)}{\sqrt{2\,\pi}\,\sigma} \; \times \; \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2\right) \; . \tag{3.25}$$

Ainsi définie, le paramètre d'ajustement $\mathscr{P}$ exprime la probabilité de reconstruction d'un événement de masse $m \in M \pm \Delta M$ si $\Delta M/2$ est suffisamment petit. Cette probabilité représente donc l'efficacité de reconstruction et la probabilité de passer les coupures appliquées au niveau de la picoDST pour un événement de masse M placé dans l'acceptance des trajectomètres. Les paramètres m et σ donnent les caractéristiques de la gaussienne ajustée. σ est donc la résolution attendue pour la reconstruction d'un événement signal de masse M. En moyenne, la reconstruction fera correspondre à un événement de masse M à l'entrée du spectromètre, un événement dont la masse reconstruite sera de m.

Dans la suite, nous donnons la réponse des signaux Drell-Yan, charme ouvert et beauté ouverte. Donner la réponse revient donc à donner la valeurs de ces trois paramètres pour chaque tranche fine d'intervalle en masse invariante. L'interprétation des différents graphes sera analogue et seule une description relativement détaillée sera faite dans le cas du charme ouvert.

3.3.2.2 Fonctions de réponses des différents signaux

Le charme ouvert

La fonction de réponse pour le signal charme ouvert dans l'acceptance du bras Nord est donnée figure 3.19. Le bras Sud possède une moins bonne résolution, bien que la probabilité de reconstruction d'un événement soit senseiblement la même. La réponse pour ce bras est donnée figure D.6, dans l'annexe D. Dans les deux cas, la probabilité de reconstruction, faible pour les basses masses (~ 1 % pour une masse de l'ordre de 1 GeV/c^2) augmente progressivement jusqu'à l'apparition d'un seuil à partir d'environ 3 GeV/c^2. Cette probabilité de reconstruction

[5] Le signe d'un dimuon est définie comme la somme des signes des deux muons le composant.

atteint alors les 8 %. Cette faible probabilité illustre ici la difficulté d'étudier le charme. En effet, comme vu précédemment, celui-ci peuple majoritairement les basses masses, cette caractéristique, associée à la petitesse de la probabilité de recontruction explique la faible proportion de charme reconstruit (se référer au chapitre 4 détaillant l'analyse) et donc la nécessité d'acquérir une statistique importante lors des prises de données afin de facilité son étude.

La résolution évolue de manière linéaire telle que

$$\sigma(M) \;=\; 0,0414 \times M + 0,0416\;. \tag{3.26}$$

Une résolution de l'ordre de 170 MeV/c^2 est donc attendue pour un événement signal (charme ouvert) de masse $M = 3,1$ GeV/c^2 envoyé dans le bras Nord. Cette résolution est comparée avec celle obtenue, par simulation également, pour le J/ψ (triangle sur le graphe). Enfin, on pourra également confronter cette valeur à celle déterminée lors de l'analyse J/ψ effectuée avec les données du *run* 3 [140]. Cette analyse a ainsi trouvé une résolution pour le J/ψ dans le bras Nord de l'ordre de 175 MeV/c^2.

Le Drell-Yan

La figure 3.20 montre la fonction de réponse pour le Drell-Yan déduite des simulations. On notera que le seuil de la probabilité de reconstruction est atteint un peu plus tard, à environ 5 GeV/c^2. Cette probabilité de reconstruction reste inférieure à celle des résonances J/ψ (triangle) et Υ (étoile). On remarquera la valeur de la résolution attendue pour le Υ, de l'ordre de 530 GeV/c^2 dans le bras Nord.

Le comportement de la résolution attendue reste linéaire, jusqu'à des masses invariantes importantes, de l'ordre de 6-7 GeV/c^2. Une légère inflexion apparaît alors.

La beauté ouverte

La figure 3.21 donne la fonction de réponse du détecteur au signal beauté ouverte. En terme de probabilité de reconstruction, la beauté ouverte est intermédiaire aux deux précédents signaux avec le palier apparaissant à environ 4 GeV/c^2. Cette probabilité équivaut alors celle du J/ψ (triangle). La courbe d'ajustement de cette probabilité n'a aucune justification physique et ne sert qu'à visualiser l'évolution de cette probabilité (en l'occurence, l'augmentation de la courbe d'ajustement à haute masse est un artefact de celui-ci). On notera une fois de plus l'évolution linéaire de la résolution.

Pour conclure, on remarquera que les probabilités de reconstruction exhibent pour l'ensemble des signaux le même comportement, à savoir l'augmentation jusqu'à un seuil de saturation, seuil néanmoins dépendant du signal considéré. Le seuil atteint, la probabilité de reconstruction est de l'ordre de 8 % pour l'ensemble des signaux. Les résolutions évolueront de manière linéaire, caractéristique des effets de diffusions multiples. La résolution des chambres semblent apparaître pour des masses proches de celle du Υ (très légère inflexion sur le graphe du Drell-Yan). La résolution du détecteur semble peu sensible au signal considéré. La résolution obtenue pour la résonance J/ψ est compatible avec celle obtenue expérimentalement. On notera enfin celle attendue pour le Υ, de l'ordre de 530 GeV/c^2 dans le bras Nord.

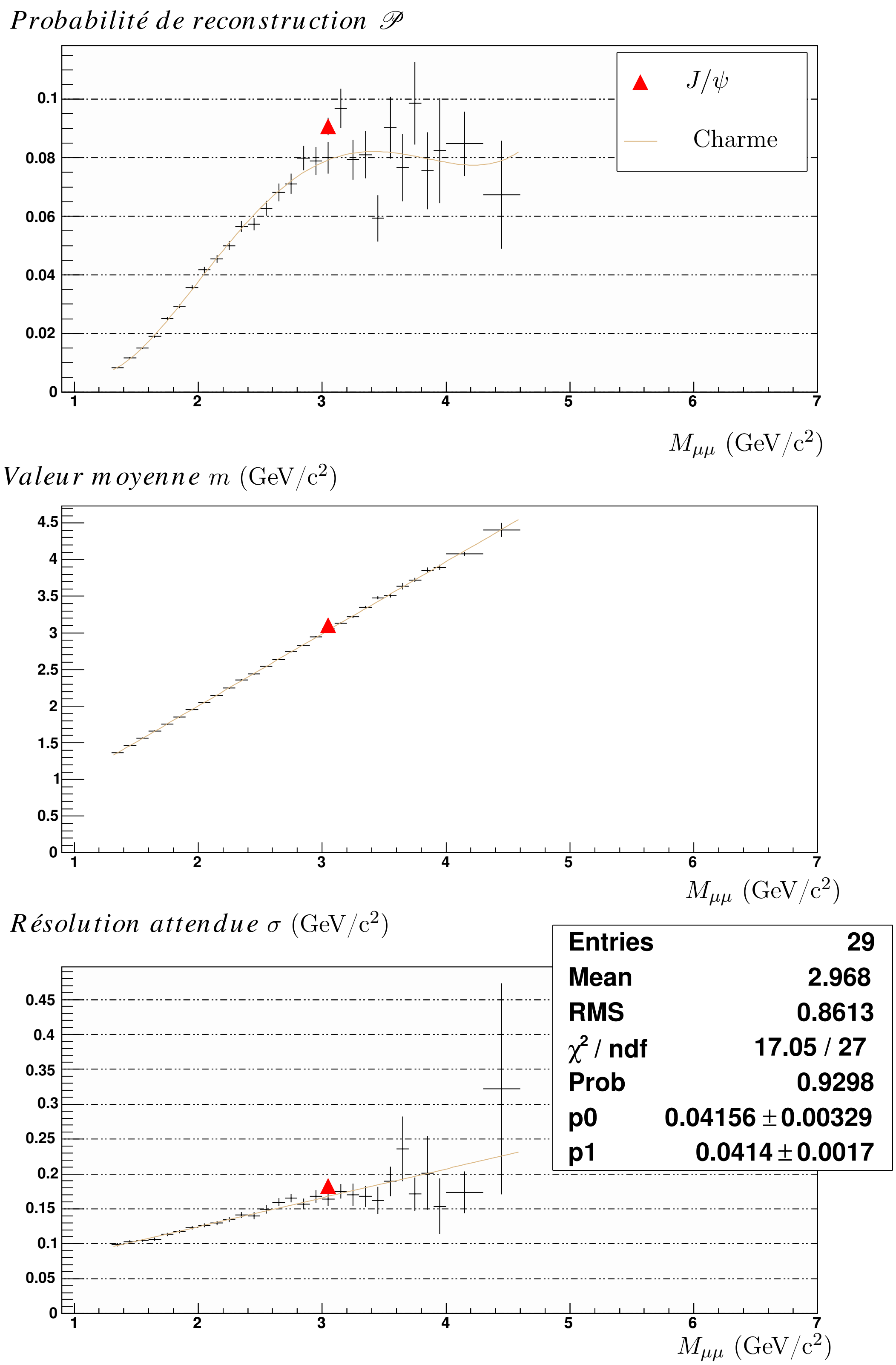


Fig. 3.19 - Fonction de réponse du spectromètre Nord au charme ouvert. Le graphe du haut donne la probabilité qu'un événement dimuon issu du charme ouvert et de masse donnée M soit reconstruit, le graphe du bas donne la résolution attendue pour un ensemble d'événements reconstruits de masse M. Le graphe du milieu donne la correspondance entre un lot d'événement de masse M (ordonnée) avant reconstruction et la valeur moyenne m (abscisse) de la centroïde après recontruction. À titre de comparaison, les données pour le J/ψ (triangle) ont également été portées (ses incertitudes, faibles, sont masquées par le marqueur).

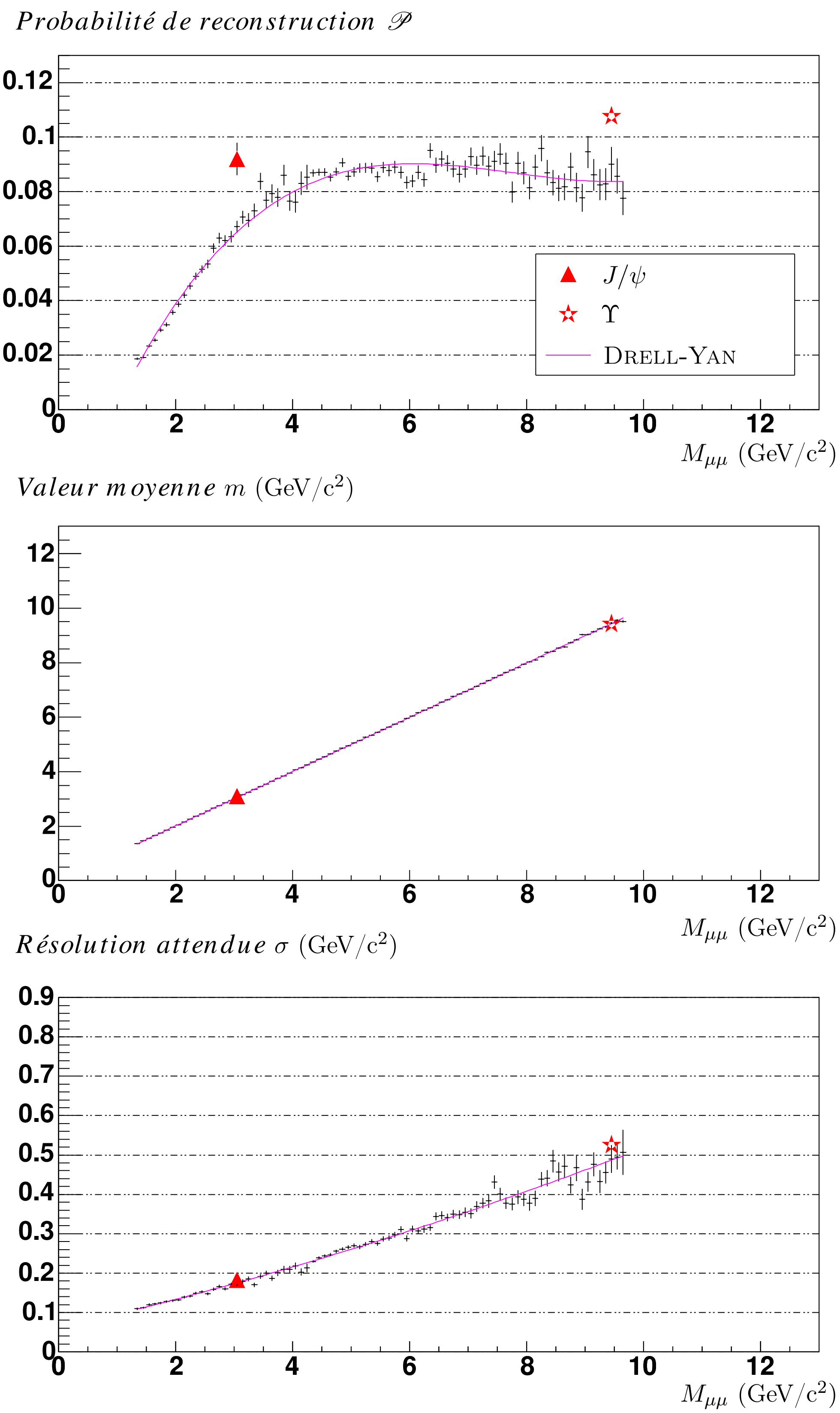


Fig. 3.20 - Fonction de réponse du spectromètre Nord au signal Drell-Yan. Le graphe du haut donne la probabilité qu'un événement dimuon Drell-Yan de masse donnée M soit reconstruit, le graphe du bas donne la résolution attendue pour un ensemble d'événements reconstruits de masse M. Le graphe du milieu donne la correspondance entre un lot d'événement de masse M (ordonnée) avant reconstruction et la valeur moyenne m (abscisse) de la centroïde après recontruction. À titre de comparaison, les données pour le J/ψ (triangle) et le Υ (étoile), ainsi que leurs incertitudes, ont également été portées. Les incertitudes relatives au Υ, faibles, sont masquées par le marqueur.

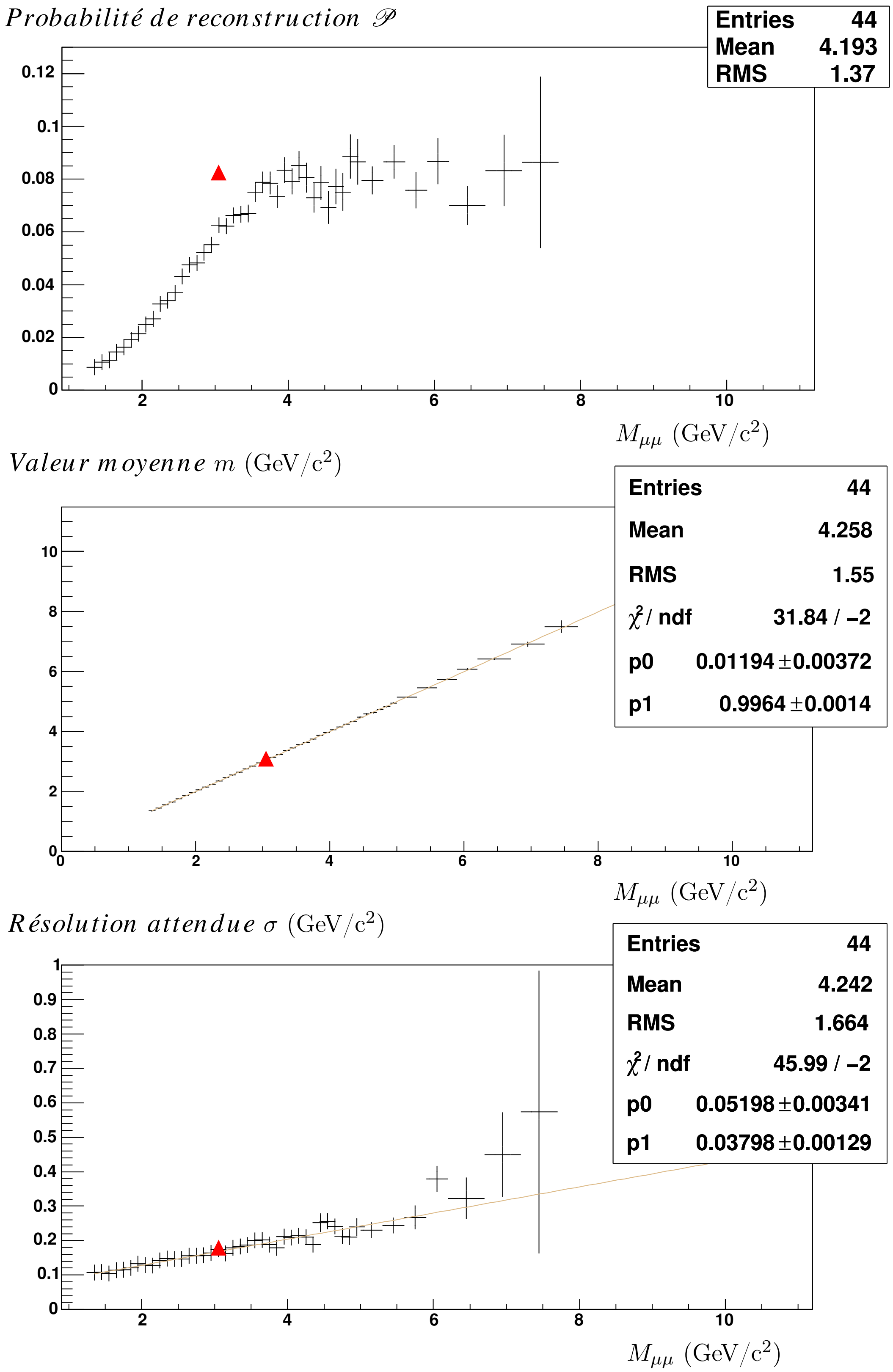


Fig. 3.21 - Fonction de réponse du spectromètre Nord à la beauté ouverte. Le graphe du haut donne la probabilité qu'un événement dimuon « beau » de masse donnée M soit reconstruit, le graphe du bas donne la résolution attendue pour un ensemble d'événements reconstruits de masse M. Le graphe du milieu donne la correspondance entre un lot d'événement de masse M (ordonnée) avant reconstruction et la valeur moyenne m (abscisse) de la centroïde après recontruction. À titre de comparaison, les données pour le J/ψ (triangle) et le Υ (étoile) ont également été portées. Les incertitudes relatives aux résonances, faibles, sont masquées par le marqueur.

Chapitre 4

Analyse des données $p + p$

Sommaire

Les collisions $p + p$ sont une référence indispensable à la compréhension des divers effets de milieu présents lors de collisions $A + B$. Du fait de l'absence de toute modification du milieu nucléaire, la cinématique de la collision et les taux de production des différentes particules sont en grande partie dictés par les diffusions inélastique partonique au début de la collision et, de fait, sont calculables dans le cadre de la QCD perturbative. Les collisions $p+p$ permettent donc un test direct de la théorie. Enfin, la connaissance de cette référence est un pré-requis pour tenter de séparer et d'estimer l'amplitude des divers effets liés à un milieu chaud et dense et, à fortiori, à ceux inhérents au plasma de quarks et de gluons.

Les luminositées intégrées pour les *runs* 3 et 4 en $p+p$ sont respectivement de $0,35$ pb^{-1} et $0,352$ pb^{-1} (cf. tableau 2.2). La luminosité du *run* 3 a été légèrement inférieure à celle escomptée ; celle du *run* 4, a contrario, a dépassée les premières espérances en égalant celle du précédent, malgré une durée plus courte. De plus, ce dernier *run* a bénéficié d'une très bonne polarisation moyenne avoisinant les 45% en fin de prise de données.

L'analyse exposée dans ce chapitre se fera sur les données $p+p$ récoltées au cours de ces deux *runs*. Elle s'attachera à estimer le signal sur l'ensemble du spectre en dimuons et à en extraire les possibles contributions en charme, beauté et Drell-Yan, en plus de celle en J/ψ, connue par ailleurs. Une première estimation des sections efficaces de ces contributions, hormis celle de la beauté, sera effectuée dans la dernière partie de ce chapitre.

4.1 Conditions expérimentales pour les prises de données

4.1.1 Contexte général

Les données qui seront analysées dans la suite de ce mémoire représentent un sous-ensemble des données récoltées. Lors de l'expérience, une première sélection sur les événements à biais minimum sera effectuée en tenant compte d'une part des informations fournies par les BBCs, le *Beam Beam Counter Local Level 1* (BBCLL1), et d'autre part, de la sélection du MuId (le mécanisme de sélection des muons par le MuId est explicité dans 2.5.5). Cette première sélection des événements représente le système de sélection de niveau 1 et a été explicité §2.7.2.

Le déclenchement du MuId pour un événement dimuon se fait suivant deux filtres : le filtre 1D1S ou le filtre 2D. Il est à noter que pour les prises de données $p+p$ seul le filtre 1D1S a été utilisé, à la fois pour le *run* 3 et le 4. Le filtre 1D1S a été redéfini en début du *run* 3. Comme précédemment, le muon superficiel, labellisé S, sera détecté avec le second plan de détection, le muon profond, labellisé D, sera, quant à lui, détecté avec le quatrième plan au lieu du cinquième (ce nouveau filtre sera dénommé *sheep*). Ceci afin de limiter un important bruit de fond découvert sur le cinquième plan du MuId. Ce bruit de fond est créé lorsque le faisceau effleure les parois du tube à vide créant ainsi des gerbes de particules arrosant ce dernier plan. Entre ces deux prises de données, un blindage sera installé de façon à limiter autant que possible ce bruit de fond.

Une seconde sélection sur les événements se fait ensuite en tenant compte de l'état du détecteur lors des prises de données. Certains lots d'événements seront ainsi retirés de l'échantillon à analyser si les conditions expérimentales étaient mauvaises (ce qui se serait traduit par une erreur systématique importante). En ce qui concerne la détection des muons, on fera particulièrement attention au bon fonctionnement des hautes tensions, à la fois dans la partie trajectomètrie et dans la partie identification. Lors de chaque prise de données, des panneaux de contrôle en ligne (*Online Monitoring*) permettent de s'assurer de la qualité des données recueillies. Les différents graphes testant le bon fonctionnement des différents détecteurs seront par la suite conservés. Deux exemples de panneaux de contrôle sont présentés figure 4.1 et figure 4.2. Le premier donne la distribution du vertex selon l'axe z pour les événements récoltés au cours de l'acquisition, ainsi que diverses autres informations concernant la luminosité acquise. Le BBC est un détecteur de première importance dans PHENIX puisque de celui-ci dépend la sélection de niveau 1 pour tous les autres sous-sytèmes (se référer au § 2.6 pour plus de détails). Son bon fonctionnement est donc crucial. Le second donne l'état du trajectomètre Nord. Celui-ci se découpe en quatre cadres, chacun portant sur un aspect précis de la détection. Le cadran en haut à gauche affiche la fraction moyenne par événement de canaux électroniques utilisées par châssis : c'est « l'occupation ». Le graphe de droite donne le nombre d'amas de cathodes ou *cluster strips* par plan cathodique qui se sont manifestés au sein d'un événement. Corrigé de l'acceptance géométrique comme c'est le cas ici, ce graphe permet une estimation de la multiplicité de l'événement dans les différentes stations. Pour ces deux graphes, des seuils minimaux et maximaux acceptables sont donnés par des pointillés. Le dépassement de ces seuils indique un problème dans le fonctionnement du détecteur. Les figures du bas affichent, à gauche, le signal électronique et la position du pic de Landau, à droite l'amplitude du signal en fonction du temps. Sur ce dernier, le troisième (ou quatrième) segment devant indiquer le maximum d'amplitude, ce graphe permet de déceler un problème de synchronisation avec l'horloge interne du MuId. Une description détaillée des trajectomètres et des identificateurs à muons peut être trouvées § 2.5. Un quelconque problème peut ainsi être rapidement diagnostiqué. Une description précise des données récoltées (nombres d'événements pour chaque sous-systèmes, bande passante accordée, sélection de niveau 1 réalisée, ...) est également effectuée à chaque fois que le système d'acquisition est redémarré et, permet également, par la suite, d'affiner la sélection des lots de données intéressants.

Les principales caractéristiques ainsi que quelques détails spécifiques à chacune des deux prises de données utilisées dans notre analyse sont présentés dans les deux parties qui suivent.

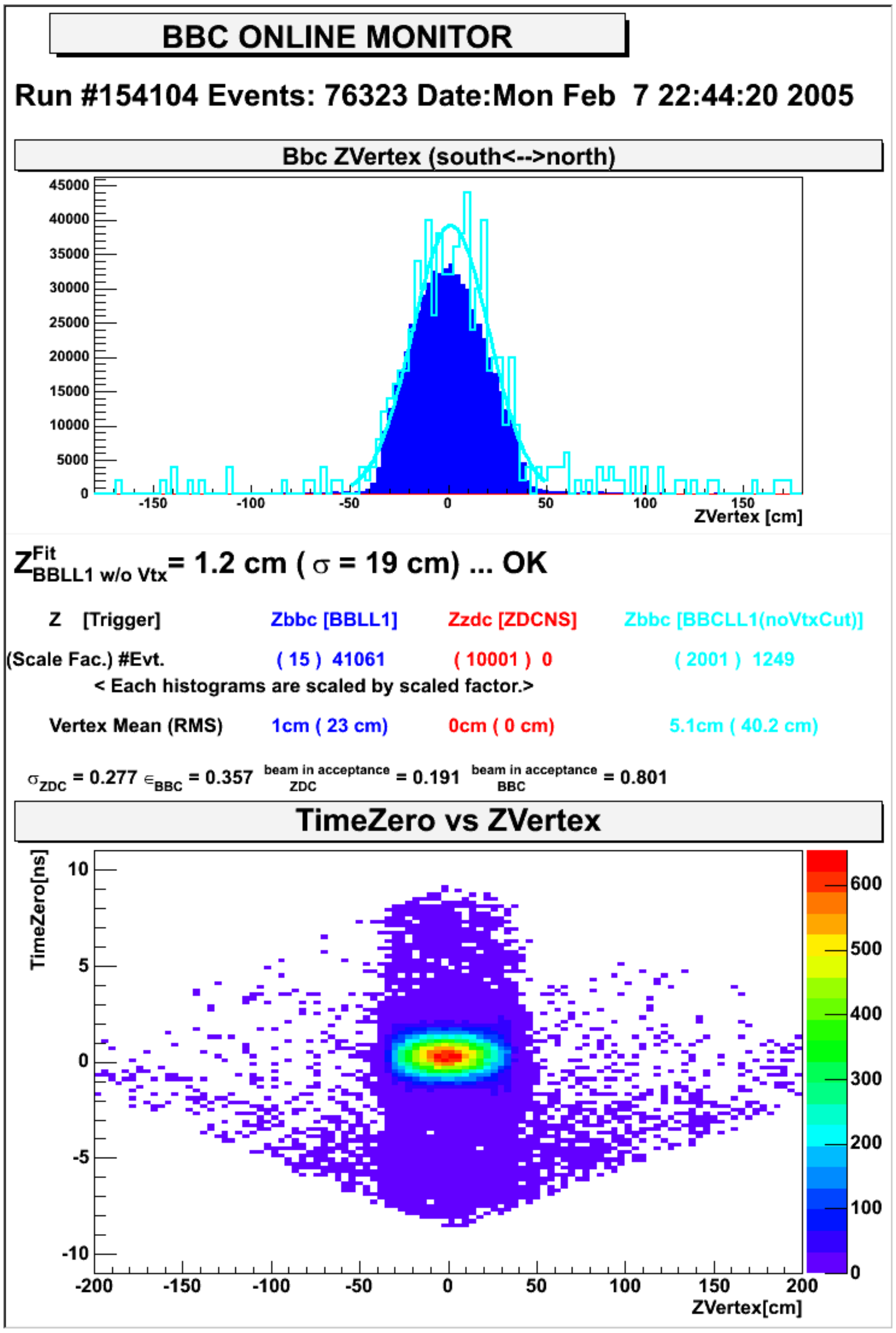


Fig. 4.1 - Panneau de contrôle du BBC qui donne la distribution du vertex reconstruit suivant l'axe z pour les événements récoltés lors d'un *run* donné (graphe du haut) et sa corrélation avec le temps de référence (graphe du bas) ; diverses autres informations se trouvent entre ces deux graphes et concernent, notamment, la luminosité acquise pendant ce *run*.

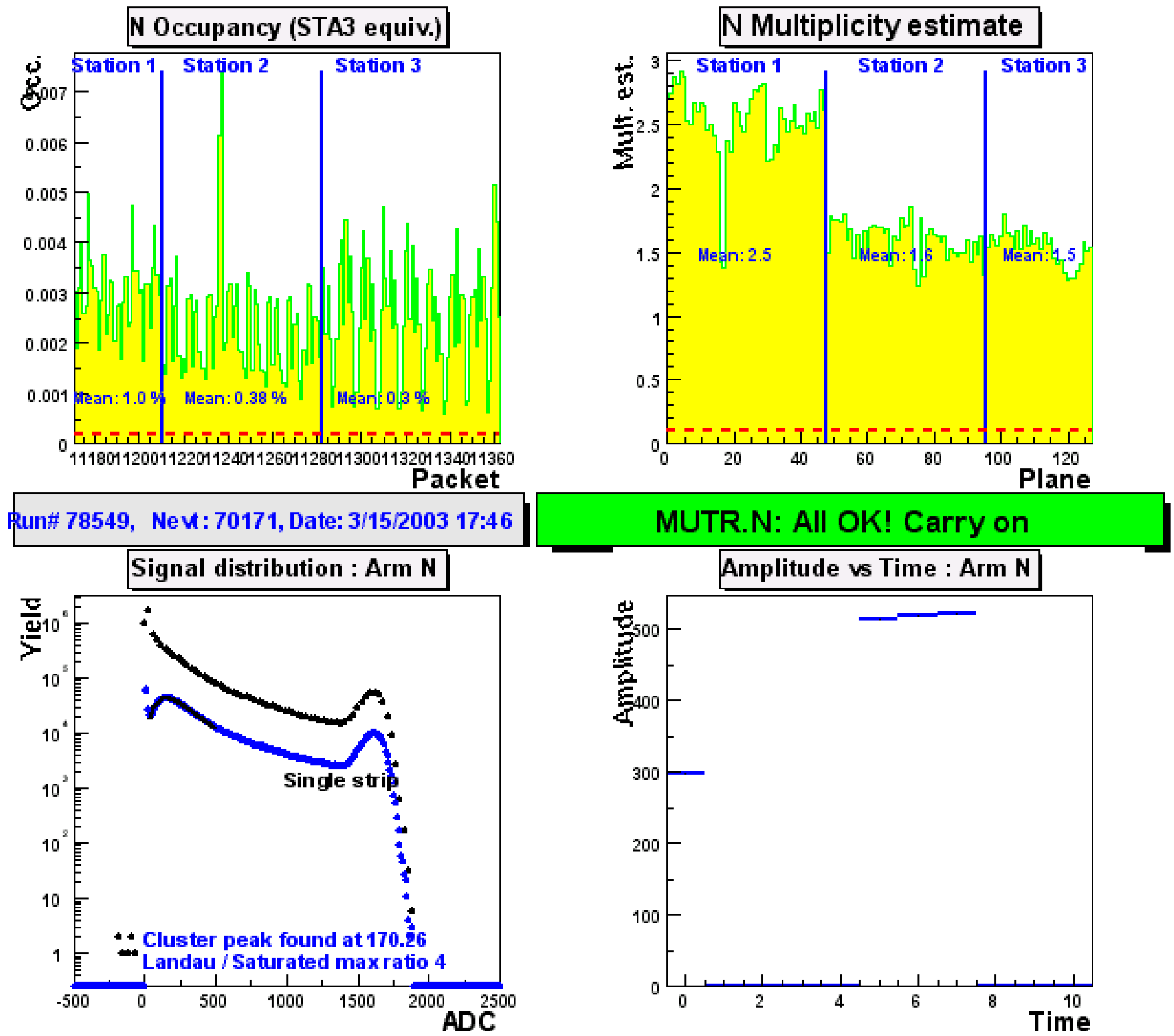


FIG. 4.2 - Panneau de contrôle du trajectomètre Nord. Celui-ci affiche les résultats obtenus au *run* 78549, qui a été effectué lors de collisions $d + Au$ pendant le *run* 3. Le panneau de contrôle pour le trajectomètre Sud se présente exactement de la même façon. Les différents panneaux présentent chacun un aspect important de la détection dont la description complète est donnée dans le texte.

4.1.2 Prise de données de 2002-2003 : *run* 3

Pendant cette prise de données p+p, un total de 35 430 Go de données ont été mises sur disque, transférées presque immédiatement sur HPSS, représentant plus de 395 millions d'événements. Parmi celles-ci, plus de 7 850 Go représentent les données muons. Les données $p+p$ s'étendent du *run* 86 219 au 92 446. Pour les dimuons, le filtre 1D1S a été utilisé. Le tableau 4.1 donne le nombre d'événements et l'espace disque utilisé par les données récoltées[1].

Sélection	BBCLL1	BBCLL1 (sans vertex)	MUIDN 1D1S	MUIDS 1D1S
Taille (Go)	3700	2602	482	150
Nbre d'événements ($\times 10^6$)	41,283	29,025	5,376	1,677

Tab. 4.1 - Caractéristiques des données p+p acquises pendant la prise de données du *run* 3. La première colonne BBCLL1 inclue dans la sélection une coupure sur le vertex reconstruit à $\pm$ 30 cm. Les sélections MUID Nord et Sud prennent en compte la réponse BBCLL1 (avec la coupure en vertex).

4.1.3 Prise de données de 2003-2004 : *run* 4

Un total de 361 millions d'événements ont été recueillis pendant cette prise de données. Les données s'échelonnent sur les *runs* 127 349 à 130 533. Le tableau 4.2 donne le nombre d'événements récoltées suivant diverses sélections[2].

Cette prise de données a bénéficiée d'un très bon fonctionnement du détecteur ainsi que d'une bonne stabilité du système d'acquisition. Associé avec les bonnes performances de l'accélérateur, le nombre d'événements récoltés a dépassé celui escompté. En outre, le bon fonctionnement des serpents sibérien (cf. § 2.1.2) a permis d'atteindre une très bonne polarisation, de l'ordre de 40 à 45% en fin de prise de données et ce, pour un total de 129 millions d'événements, soit une luminosité intégrée de 102,8 nb^{-1}.

Sélection	BBCLL1	MUIDN 1D1S	MUIDS 1D1S
Nbre d'événements ($\times 10^6$)	48	1,9	2,4

Tab. 4.2 - Caractéristiques des données p+p acquises pendant la prise de données de 2004. Les sélections MUID Nord et Sud prennent en compte la réponse BBCLL1 (avec la coupure en vertex à $\pm$ 30 cm).

4.1.4 Reconstruction des événements

La reconstruction des traces se fait à l'aide du logiciel officiel *Fun4All*. Pour la reconstruction des muons, les informations des sous-systèmes suivants seront nécessaires : le MuTr, le MuId mais aussi le BBC (pour la détermination du vertex) et le ZDC (associé au BBC, pour la détermination de la centralité pour les collisions d'ions lourds).

La recontruction se fait tout d'abord par la détermination de « routes », *roads*, possibles au niveau du MuId (ces « routes » sont des traces « potentielles »). Ces routes sont ensuite passées à un module, propre au logiciel de trajectographie, dont le but est de renvoyer les traces au niveau du MuTr associées à ces routes. Cette première étape est la reconnaissance de traces

[1] Les caractéristiques précises du *run* 3 peuvent être trouvées sur la page internet suivante : `https ://www.phenix.bnl.gov/WWW/run/03/dataprod/runsheet/run3pp_goodrunfinal.list.html`.

[2] Les caractéristiques précises du *run* 4 peuvent être trouvées sur la page internet suivante : `https ://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/run/04/history/brief_summary.html`.

(reconstruction de la trace dans l'ensemble du spectromètre à muons). À l'issue de cette étape, les traces complètes sont ajustées à l'aide d'un filtre de Kalman [160, 161]. Cet ajustement, en plus des informations relatives au MuTr et au MuId, utilise également la valeur du vertex mesuré par le BBC. Enfin, un dernier module tentera de déterminer si la trace est une trace « fantôme » (cf. § 2.5.2), c'est-à-dire une trace « fausse », ne représentant pas le passage d'une particule dans le détecteur.

Détermination des routes au sein du MuId

Une trace (à une dimension) est estimée à partir d'un coup dans un plan donné du MuId et par le vertex de l'événement (généralement donné par le BBC). On recherche ensuite dans un plan supplémentaire de possible coups compatibles avec cette trace « graine ». Le coup le plus proche de la route sera ainsi généralement attachée à celle-ci puis l'ensemble ajusté. La recherche d'un coup compatible se fait dans une fenêtre de 15 cm, ce qui représente environ la largeur de deux tubes de IAROCCI. Les routes sont ainsi construites de proches en proches. La recherche de coups dans les plans du MuId se font selon deux ordres possibles :

1. plan 2 → plan 1 → plan 3 → plan 4 → plan 5 ;
2. plan 3 → plan 2 → plan 1 → plan 4 → plan 5.

Les premiers plans sont scannés en premier du fait qu'ils jouissent d'une diffusion multiple faible (à l'exception du tout premier sujet à un bruit de fond hadronique non négligeable). Enfin, les routes déterminées horizontalement et verticalement sont combinées pour créer la route en deux dimensions.

L'algorithme est supposé posséder une efficacité de recontruction supérieure à 99 % pour des muons d'impulsion $p > 3$ GeV/c lors de collisions $p + p$.

Détermination des traces au sein du MuTr

À partir d'une route renvoyée par le MuId, la trace au sein du MuTr se fera en scrutant les stations (en commençant par la troisième, puis la seconde et enfin la première) de celui-ci à la recherche de coups compatibles. La détermination d'un coup (ou, plus exactement de la position la plus vraisemblable de traversée de la chambre par le muon) se fera après ajustement par la fonction empirique de MATHIESON [162] d'un amas de cathodes segmentées contigues ayant toutes renvoyées un signal ADC. La route sera alors projetée sur la station 3 à la recherche de coups dans une fenêtre donnée. Cette fenêtre de recherche dépendra de la qualité escomptée pour la trace. Une fois un coup attaché à la route, la trace est extrapolée à la station 2 (en utilisant la méthode *bend-plane*). Le procédé de recherche de coups compatibles s'itérant de nouveau avec une fenêtre de recherche plus étroite (du fait de la précision croissante sur la connaissance de la trace). Une fois un coup compatible trouvé, l'ensemble est de nouveau ajusté puis extrapolé jusqu'à la station 1. Une fois l'ensemble des positions de passage dans les chambres les plus vraisemblables déterminées, le tout est ajusté avec le vertex renvoyé par le BBC par la méthode du filtre de KALMAN [161]. Cette méthode, basée sur une minimisation de type χ^2, permet d'obtenir l'impulsion de la particule au point d'interaction en tenant compte de la perte d'énergie de celle-ci.

Pour le *run* 3, l'ensemble du code de recontruction, appelé *mut* et *mui* (pour la partie trajectographie et identification respectivement), étaient écrit en FORTRAN. Ce code faisait partie intégrante du code officiel PHENIX, *Fun4All*. C'est ce code qui a été utilisé pour la production des données du *run* 3 (la version officielle de ce code était la pro.50, mais une production supplémentaire a également été effectuée avec la version précédente, très similaire à celle-ci, nommée pro.48, du fait d'un bogue trouvé dans la version pro.50 affectant la résolution).

Pour le *run* 4, le même code, réécrit en C++ puis amélioré, a été intégré au cadre logiciel de PHENIX. Il s'agit de MUTOO et de MUIOO. C'est donc celui-ci qui a été utilisé pour la production des données du *run* 4 (en version pro.57). La figure 4.3 montre la reconstruction de la trace d'un dimuon dans un spectromètre. Ces traces sont issues d'une génération Monte-Carlo puis modélisées grâce au nouveau logiciel de recontruction, MUTOO et MUIOO.

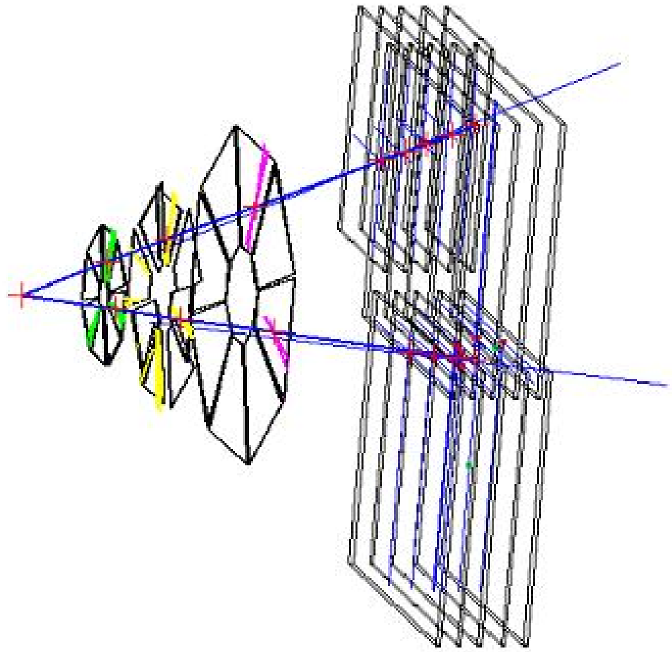


FIG. 4.3 - Reconstruction de deux traces Monte-Carlo dans un spectromètre de PHENIX grâce au logiciel MUTOO et MUIOO.

La recontruction, identique à la reconstruction des simulations, est détaillée dans l'annexe A.3.2. La reconstruction des simulations est ainsi calqué sur la recontruction des données du *run* 3 de façon à assurer la comparaison entre celles-ci et ces données. Néanmoins, la bibliothèque de recontruction pour la prise de données du *run* 4 a bénéficié de nombreuses améliorations, qui, entre autres, l'ont pourvue d'une meilleure efficacité de recontruction. Pour l'interprétation des données de ce *run*, on la supposera globale et indépendante de la masse invariante.

4.2 Spectres en dimuons et ajustements

4.2.1 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond [3] est constitué par les coïncidences fortuites de muons trouvant leurs origines dans des processus différents. Outre la coïncidence fortuite entre muons signaux, c'est-à-dire provenant bien de processus d'intérêts (saveurs lourdes, DRELL-YAN), qui représente une contribution négligeable, il existe deux sources supplémentaires pour le bruit de fond. D'une part, une

[3] Nous utiliserons parfois le raccourci BdF pour désigner le bruit de fond.

grande partie des hadrons créés lors des collisions sont des pions ($\sim 90\%$) et des kaons (quelques pourcents). Même si l'absorbeur est supposé en stopper la grande majorité, une partie non négligeable se sera désintégrée avant l'absorbeur et constituera donc une source significative de muons polluant le signal. D'autre part, une seconde contribution en muons parasites vient des hadrons, dits *punchthroughs*, c'est-à-dire non stoppés par l'absorbeur et détectés comme muons dans les trajectomètres. Ces diverses contributions crééent un bruit de fond relativement important et difficile à estimer du fait de leurs origines hétéroclites.

Le bruit de fond, provenant de paires de muons non corrélés, peut être estimer à l'aide de la technique des paires de même signe. Il s'écrit alors :

$$\mathscr{B} \;=\; 2\,\mathscr{R}\,\sqrt{\mathscr{N}_{++} \times \mathscr{N}_{--}}\;, \tag{4.1}$$

avec $\mathscr{N}_{++/--}$ le nombre de paires de signes $++$ et $--$ respectivement. Le paramètre $\mathscr{R}$ tient compte d'une possible asymétrie dans la détection des particules chargées [163], celle-ci pouvant altérée la forme du bruit de fond. Elle peut avoir deux origines distinctes (ce terme $\mathscr{R}$ est, de fait, parfois scindé en deux termes, chacun représentant une source d'asymétrie possible). Elle peut être un artefact de détection (due à une acceptance différente pour les particules chargées positivement par rapport à celles chargées négativement) et donc être inhérente au détecteur utilisé. Ou bien elle peut être liée aux processus en jeu et donc être d'origine physique. En principe, les spectromètres de PHENIX ne souffrent d'aucune asymétrie d'acceptance. Nous allons donc orienter notre recherche vers une possible asymétrie d'origine physique.

En l'absence d'asymétrie particulière et/ou pour des collisions à fortes multiplicités, ce coefficient $\mathscr{R}$ tend vers 1. En effet, toute asymétrie dans la production des particules chargées tend à disparaître lorsque la multiplicité augmente, l'asymétrie étant alors « noyée » par le très grand nombre de particules créées. Néanmoins, même pour des collisions périphériques, c'est-à-dire à multiplicité relativement faible, ce coefficient reste voisin de 1. La collaboration NA50 a en effet déterminé $\mathscr{R}$ dans l'acceptance de leur spectromètre pour des collisions $Pb+Pb$ avec un paramètre d'impact $b \sim 13$ fm. La valeur alors trouvée a été de $\mathscr{R} = 1{,}075$ [134]. Les rapports anti-particule sur particule constituent une très bonne source d'information sur une potentielle asymétrie. La collaboration PHOBOS a ainsi mesuré les rapports entre pions et kaons chargés à RHIC pour des collisions $Au+Au$ à 130 GeV [164] :

$$\begin{array}{rcl} \pi^-/\pi^+ & = & 1,00 \pm 0,01\ (stat) \pm 0,02\ (syst) \\ \mathbf{K}^-/\mathbf{K}^+ & = & 0,91 \pm 0,06\ (stat) \pm 0,07\ (syst) \end{array} \tag{4.2}$$

Une faible asymétrie semble apparaître pour les kaons. Néanmoins, le rapport reste consistent avec 1 et n'est donc pas significatif. Ces chiffres ont été obtenus pour des collisions $Au+Au$ et dans un domaine de rapidité différents de celui couvert par les spectromètres à muons – PHOBOS couvre le domaine de mi-rapidité. Intéressons-nous au données récoltées par la collaboration BRAHMS. Celle-ci a mesuré les rapports π^-/π^+, K^-/K^+ et $\bar{p}/p$ pour des collisions $Au+Au$ sur un large domaine en rapidité, incluant celui couvert par les spectromètres à muons de PHENIX [165]. La figure 4.4 présente les rapports anti-hadron sur hadron observés par BRAHMS pour des collisions $Au+Au$ à 200 GeV/c^2. On ne distingue aucune modification de ce rapport en ce qui concerne les pions sur l'ensemble de l'intervalle de rapidité couvert. Les kaons, au contraire, affichent de nouveau une asymétrie avec un rapport qui atteint $0,7$ pour une rapidité de 3. Les protons, quant à eux, subissent une asymétrie bien plus importante avec un rapport de $0,2$ pour une rapidité de 3 ! Néanmoins, à RHIC, le bruit de fond est supposé provenir principalement des pions et des kaons, on constate donc que celui-ci comporte une asymétrie de charge faible (le rapport anti-kaon sur kaon vaut environ $0,9$ dans le domaine de rapidité des spectromètres à muons) pour des collisions $Au+Au$ à 200 GeV.

Ces quelques résultats ne montrent qu'une asymétrie faible pour la production pour les hadrons chargés (excepté pour les protons). On observe néanmoins une dépendance nette en fonction de la rapidité pour les kaons mais surtout pour les protons. Ce résultat semble aller dans le

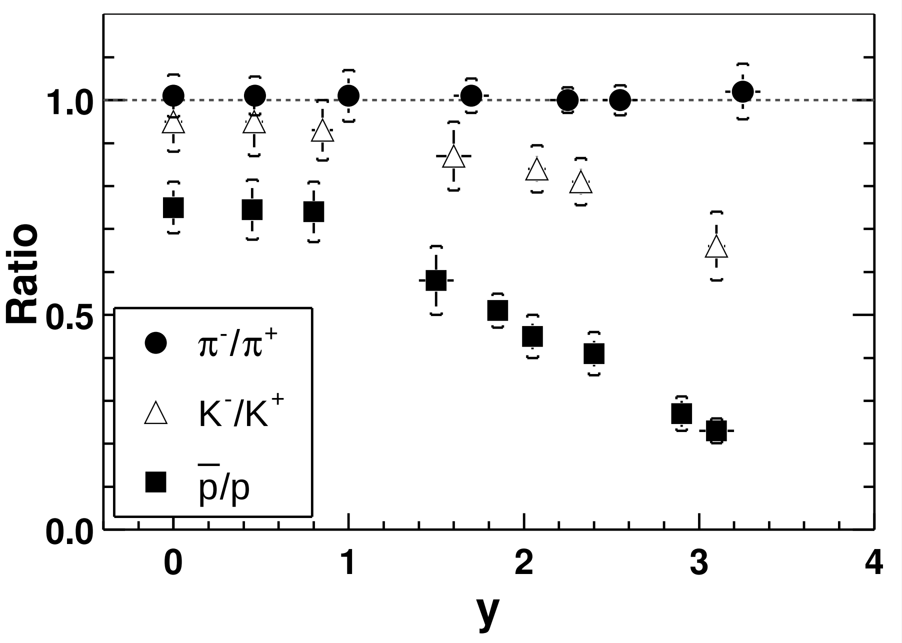


Fig. 4.4 - Rapports anti-hadron sur hadron observés par la collaboration BRAHMS pour des collisions $Au+Au$ au minimum de biais à 200 GeV/c^2. La barre d'erreur est statistique uniquement, les crochets représentent la somme des erreurs statistique et systématique [165].

sens de ce qui est attendu, à savoir que dans les collisions à grande multiplicité, toute asymétrie disparaît. Les données que nous analysons ont été obtenues lors de collisions $p+p$. PHENIX a mesuré ces rapports pour les collisions $p+p$ réalisées au cours du *run* 2. La figure 4.5 montre les rapports anti-hadron sur hadron mesurés en fonction du p_T dans le domaine de rapidité centrale. Les rapports observés pour les pions et kaons sont indépendants du p_T et n'exhibent qu'une faible asymétrie, avec un rapport moyen de l'ordre de $0,9$. Ici encore, le rapport relatif au proton exhibe une asymétrie certaine avec une valeur de $0,68$.

Ainsi, même pour des collisions $p+p$, aucune asymétrie significative apparaît. En ce sens, prendre $\mathscr{R}=1$ est tout-à-fait justifié. Une asymétrie nette est néanmoins visible pour les données $p+p$ de PHENIX utilisées dans notre analyse où l'on trouve environ deux fois plus de paires positives que de paires négatives. D'un point de physique, cette asymétrie pourrait être imputée au fait que les kaons positifs (formés de quarks u et $\bar{s}$), emportant un quark de valence [4], doivent posséder une impulsion supérieure aux kaons négatifs (formés de quarks $\bar{u}$ et s), ceux-ci devant arrachés deux quarks à la mer. La détection des kaons positifs serait donc privilégiée du fait qu'ils franchiraient plus facilement que les kaons négatifs les absorbeurs des bras dimuons. Cependant, cette explication reste une hypothèse à vérifier. Et même si cet effet de détection existe, peut-il expliqué à lui seul cet écart observé ?

La composition précise du bruit de fond observé reste incomprise. Une asymétrie apparaît dans les données même si elle ne semble pas d'origine physique (les graphes discutés jusqu'à présent ne révélaient pas d'asymétrie importante). Dans ce contexte, nous supposerons que cette asymétrie, observée dans les données, n'induit pas d'altération dans la forme du bruit de fond et nous prendrons $\mathscr{R}=1$. Des simulations précises pourraient peut-être permettre de comprendre un peu mieux la composition du bruit de fond. Notre estimation du bruit de fond s'appuiera donc sur la technique de soustraction des paires de même signes. Cette technique souffre d'un handicap lorsqu'elle est utilisée avec une statistique pauvre, ce qui sera le cas dans l'estimation

[4]Les quarks de valence au sein d'un nucléon emportent la majeure partie de l'impulsion de celui-ci.

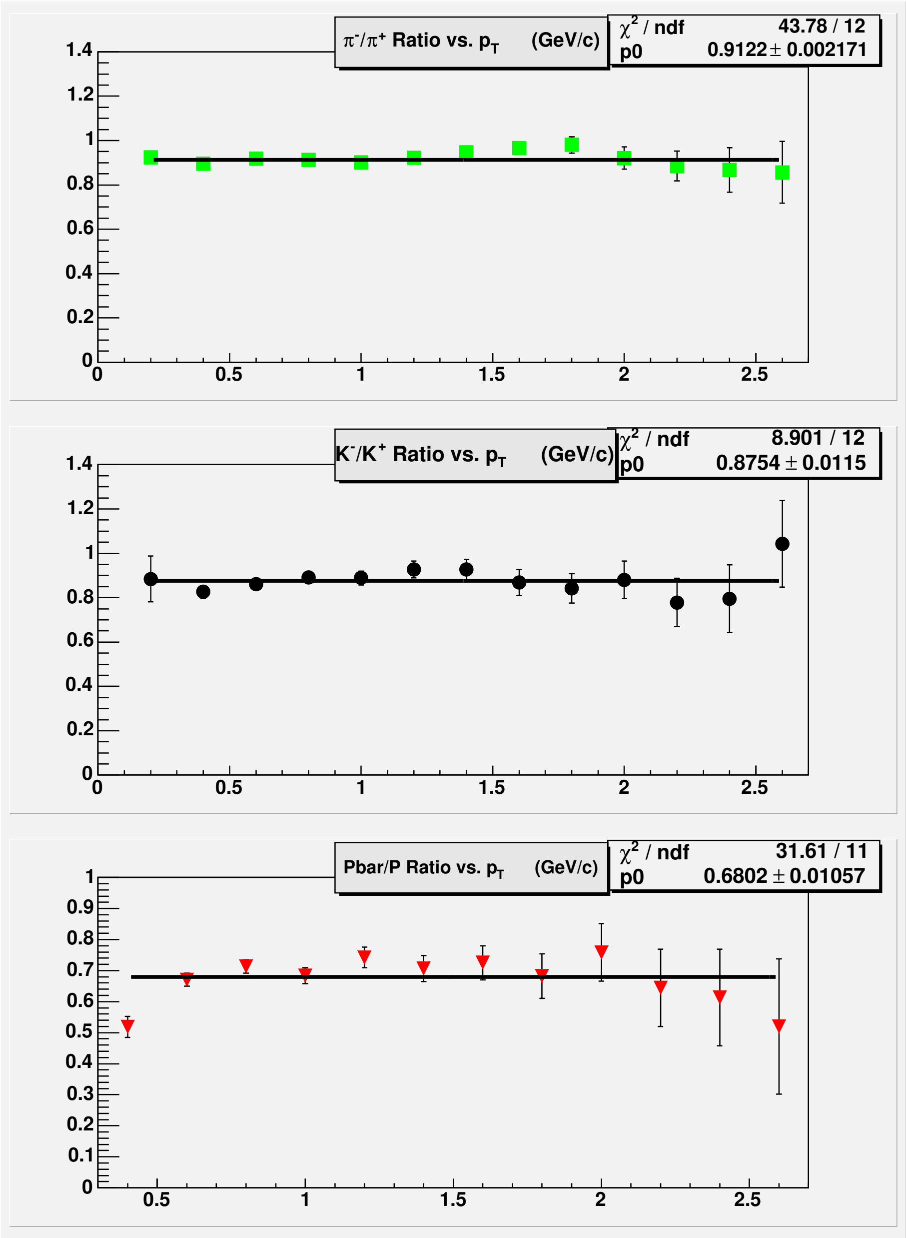


FIG. 4.5 - Rapports anti-hadron sur hadron en fonction de l'impulsion transverse p_T observés par la collaboration PHENIX pour des collisions $p + p$ à 200 GeV/c^2 et pour une rapidité centrale $-0,35 < y < 0,35$. Le graphe du haut présente le rapport π^-/π^+, celui du milieu K^-/K^+ et celui du bas $\bar{p}/p$. La barre d'erreur donnée est statistique uniquement [166].

du bruit de fond pour le spectre à haute masse. En effet, il suffit que la contribution en paires de muons ++ ou −− soit nulle pour que le bruit de fond le soit également. On notera toutefois que ROOT prend en compte la valeur zéro obtenue pour le bruit de fond à partir du moment où l'une des deux valeurs pour le nombre de paires de même signe est non nulle. Afin de contourner cette lacune, nous utiliserons également une seconde estimation du bruit de fond basée sur cette technique. Elle consistera à utiliser le lissage par une fonction judicieusement choisie comme bruit de fond pour les données. Ces deux estimations du bruit de fond seront gardées et confrontées dans toute l'analyse.

	run 3			*run* 4		
	bras Nord	bras Sud	Nord + Sud	bras Nord	bras Sud	Nord + Sud
$\mathcal{C}_1$	202 ± 76	138 ± 23	356 ± 75	116 ± 16	114 ± 51	237 ± 55
$\mathcal{S}_1$	0,52 ± 0,05	0,54 ± 0,03	0,54 ± 0,03	0,44 ± 0,02	0,53 ± 0,07	0,49 ± 0,03
$\mathcal{C}_2$	3,5 ± 3,8	0,03 ± 0,16	1,43 ± 1,65	0,09 ± 0,55	4,9 ± 7,2	1,8 ± 1,7
$\mathcal{S}_2$	1,3 ± 0,2	0,6 ± 1,3	1,1 ± 0,2	0,53 ± 0,45	1,2 ± 0,2	0,96 ± 0,14
χ^2/NDF	13/16	22,3/15	19,1/17	23,5/16	10,8/15	11,2/17
probabilité	67%	10%	32%	11%	77%	85%

Tab. 4.3 - Paramètres de la fonction de lissage $\mathscr{F}_{BdF}$, équation (4.3), pour chaque échantillon de bruit de fond ; afin d'accroître la statistique, les données des deux bras au sein d'un *run* ont été additionées puis le bruit de fond lissé. Le χ^2/NDF représente le rapport du χ^2 au nombre de degrés de liberté et la probabilité est celle de vraisemblance.

Lissage du bruit de fond

Plusieurs fonctions, ayant une allure semblable à la distribution du bruit de fond à lisser, ont été étudiées. Elles fut construites à partir de fonctions exponentielles et de polynômes (du premier ou second degré). On a à notre disposition un lot de quatre bruits de fond à lisser (un par *run* et par bras). Celui-ci est construit suivant la méthode des paires de même signes à partir des données après application des coupures discutées plus haut. La démarche a donc été d'ajuster ces quatre échantillons bruit de fond par chacune de ces fonctions. La fonction retenue est celle qui montra les meilleurs résultats, en terme de stabilité et du rapport du χ^2 au nombre de degrés de liberté après minimisation. Elle s'écrit, en fonction de la masse invariante M :

$$\mathscr{F}_{BdF}(M) = \ \mathcal{C}_1 \times \left[M^2 \ \mathrm{e}^{-\mathcal{S}_1 \ M^2} \ + \ \mathcal{C}_2 \ \mathrm{e}^{-\mathcal{S}_2 \ M} \right] \ . \tag{4.3}$$

Le paramètre $\mathcal{C}_1$ n'a qu'un rôle de normalisation et dépend seulement de la statistique du spectre. La forme du bruit de fond est donc donnée par la somme de deux fonctions. La première, $M^2 \ \exp(-\mathcal{S}_1 \ M^2)$ reproduit la partie basse masse en forme de cloche, la seconde, une simple exponentielle, permet d'ajuster la faible queue qui apparaît à plus haute masse. Le tableau 4.3 donne les paramètres de la fonction de lissage après minimisation sur chacun des quatre échantillons.

Sans prendre en considération le paramètre de normalisation $\mathcal{C}_1$, on constate que la forme du bruit de fond s'avère la même sur l'ensemble des échantillons étudiés. Les différents paramètres sont en effet sensiblement équivalent d'un échantillon à l'autre. La queue exponentielle à haute masse est peu significative, voire négligeable. Le paramètre de pente $\mathcal{S}_1$ de la fonction en $\exp(\mathcal{S}_1 M^2)$ est également consistant sur l'ensemble des échantillons... même si un peu plus faible pour le bras Nord *run* 4. La figure 4.6 donne le bruit de fond combinatoire ainsi que le lissage obtenu pour l'ensemble des données (addition des deux bras) du *run* 4. La figure 4.7 montre le bruit de fond construit par lissage (graphique bas) et le spectre signal obtenu après soustracion (graphique haut). Afin d'accroître la statistique, nous additionnerons l'ensemble des données de ces deux *runs*. Cette addition est justifiée puisque nous avons utilisé le même de jeu de coupures sur les données de ces deux *runs* et qu'aucun changement expérimental significatif n'a eu lieu entre ces deux prises de données (excepté le passage à la version orientée objet du logiciel de reconstruction).

4.2.2 Définition du signal

Le signal est la composante, sur l'ensemble du spectre, de dimuons de signes opposés corrélés. Les différentes composantes de ce spectre ont été successivement discutées dans § 1.5 et § 3.1.1.

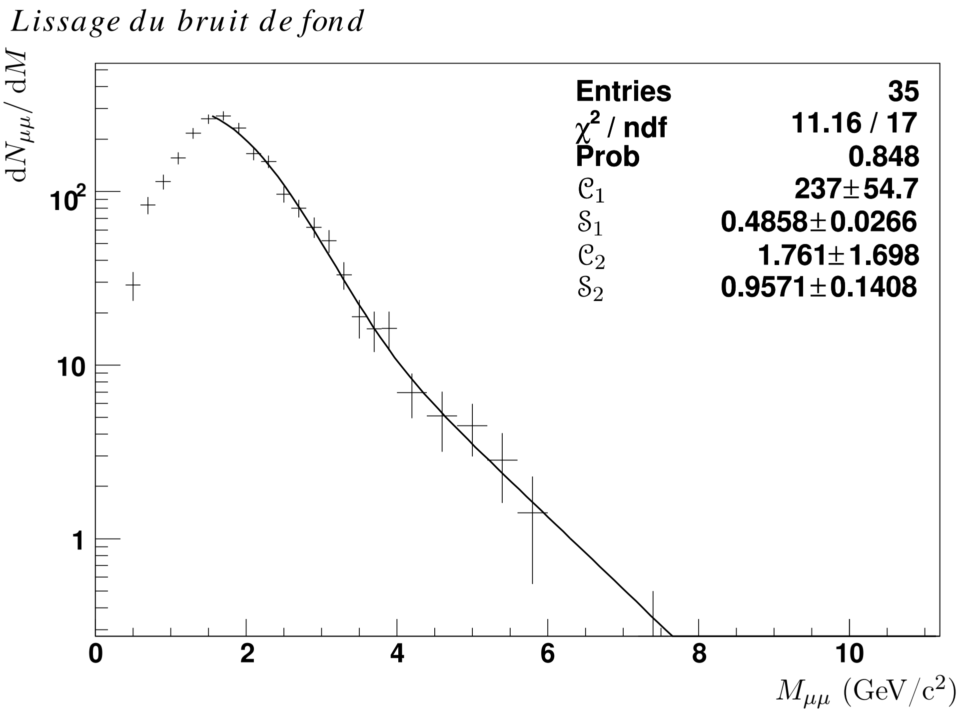


Fig. 4.6 - Construction du bruit de fond combinatoire pour les données du *run* 4 (les données des deux bras ont été additionnées) par la méthode des paires de même signe. Le lissage du bruit de fond a été effectuée avec la fonction donnée équation (4.3).

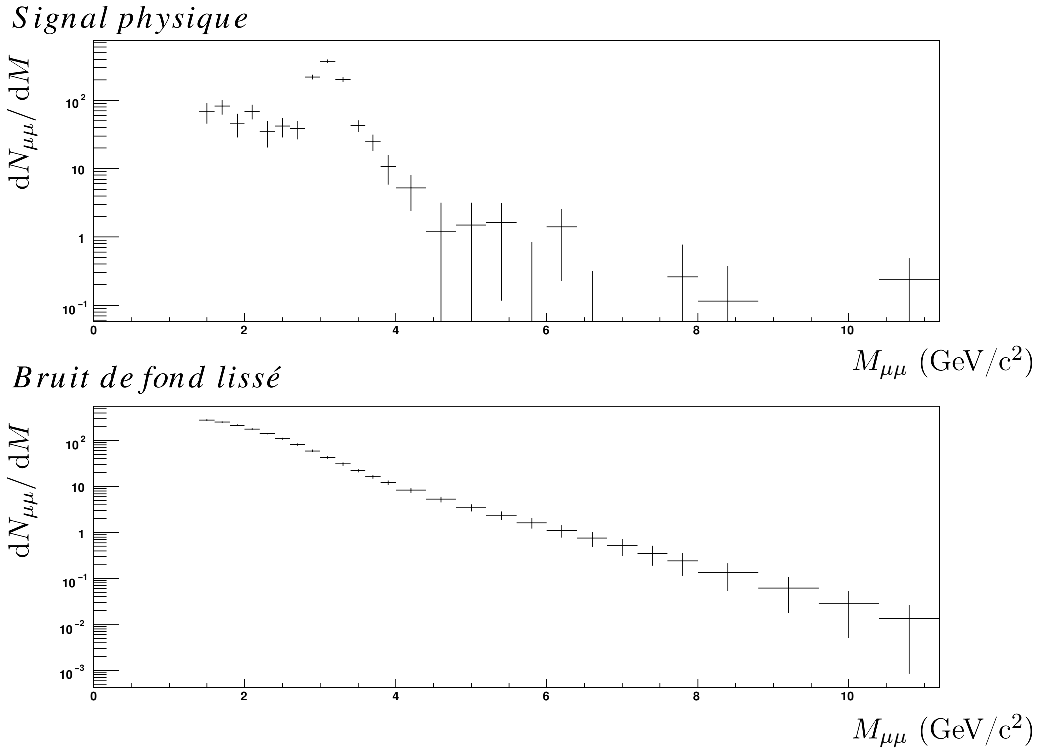


Fig. 4.7 - Signal physique (figure du haut) obtenu après soustraction, au spectre de dimuons de signe différent, du bruit de fond estimé grâce à la fonction de lissage (figure du bas) ; la paramétrisation de cette fonction est donnée figure 4.6.

Afin de l'extraire, un jeu de coupures a été appliquées de façon à augmenter le rapport signal sur bruit et éliminer de possibles traces fantômes ayant survécues au passage de la nanoDST à la picoDST. Les coupures utilisées, bien qu'assez nombreuses, restent larges et n'éliminent vraisemblablement que des dimuons « pathologiques » (traces reconstruites dont le χ^2 est important, vertex trop éloigné de la zone attendue de collision, ...).

Ce jeu de coupures est moins strict que celui utilisé dans l'analyse J/ψ [140]. Les composantes continues sont particulièrement sensibles aux coupures utilisées. Il fallut donc s'assurer que ces coupures réduisaient le moins possible ces composantes sur l'ensemble du spectre étudié. Les coupures de l'analyse J/ψ, optimisées pour la mise en évidence de cette résonance, supprimaient en effet une partie des basses masses. On mentionnera particulièrement celle en p_T, fixée à $0,9$ Gev/c, qui réduit de façon significative ces basses masses.

Les coupures appliquées sont les suivantes :

– un premier ensemble de coupures portent sur la qualité de la reconstruition des traces :
  1. le χ^2 de la trace reconstruite doit être inférieur à 30,
  2. une trace allant dans le bras Nord doit posséder un p_z positif, celle allant dans le bras Sud, un p_z négatif,
  3. deux coupures portent sur la correspondance entre la trace reconstruite dans le trajectomètre et la route dans l'identificateur à muons, les DG0 [5] et DDG0 [6], chacune devant être respectivement inférieure à 50 cm et 15°,
  4. l'impulsion tranverse de la trace doit être supérieure à $0,5$ GeV/c,
  5. enfin, un événement comportant plus de 7 traces sera ignoré, il est en effet peu probable d'obtenir autant de muons signaux dans une collision $p + p$;

– deux coupures portent sur le vertex :
  1. le vertex selon la direction z de l'événement donné par le BBC doit être inférieure à ± 40 cm,
  2. le vertex calculé par la méthode *bend-plane* doit être au plus de 90 cm ;

– deux coupures tiennent compte de la sélection des événements par l'identificateur à muons :
  1. un dimuon sera gardé si il est étiqueté 1D1S (seule sélection utilisée pour les *runs* $p + p$)[7],
  2. les deux dimuons doivent avoir été détectés dans deux quadrants différents.

Enfin, une dernière sélection a été d'ignorer les événements avec une multiplicté en muons supérieures à 2 après l'application de l'ensemble des coupures ci-dessus, c'est-à-dire que l'événement est retenu si un seul dimuon a survécu aux coupures. Ceci afin d'éviter l'introduction d'un faux dimuon signal puisqu'en effet la probabilité d'obtenir plus d'un dimuon signal en collision $p + p$ est très faible. En effet, aucun événement issu d'une collision $p + p$, contenant au moins deux J/ψ, n'a jusqu'à présent été observé.

Ces coupures nous permettent de « nettoyer » le spectre en dimuons de signes opposés. Maintenant, il nous faut soustraire la composante en muons non corrélés. Autrement dit, il nous faut déterminer le bruit de fond combinatoire.

[5]Le DG0 représente la distance mesurée sur le premier plan du MuId (le plus proche du MuTr) entre la projection de la trace reconstruite dans le MuTr et la route associée au MuId.

[6]Le DDG0 est l'angle mesuré au premier plan du MuId entre la trace venant du MuTr et la route reconstruite au sein du MuId.

[7]Cette coupure ne sera valable que pour le *run* 3 puisque cette condition n'a pas été renouvelée pour la sélection des événements pour le *run* 4.

tranche en masse (GeV/c^2)		*run* 3		*run* 4	
		bras Nord	bras Sud	bras Nord	bras Sud
$1{,}5 \leq m \leq 2{,}4$	dimuons $+-$	911	357	497	714
	dimuons $++$	531	226	262	412
	dimuons $--$	269	106	144	189
	S/B	0,205 ± 0,060	0,153 ± 0,091	0,279 ± 0,088	0,279 ± 0,074
	significance	5, 14	2, 49	4, 89	5, 84
$m \geq 4{,}5$	dimuons $+-$	26	13	18	21
	dimuons $++$	14	10	12	10
	dimuons $--$	4	2	5	7
	S/B	0,737 ± 0,599	0,453 ± 0,692	0,162 ± 0,413	0,255 ± 0,413
	significance	2, 16	1, 11	0, 71	0, 94

Tab. 4.4 - Caractérisation du signal observé en dehors du domaine de masse du J/ψ, à basse masse $m \leq 2,4$ GeV/c^2 et à haute masse $m \geq 4,5$ GeV/c^2 ; le bruit de fond est calculé avec la méthode des paires de même signes sans lissage et la significance est le rapport du signal sur la racine carrée de la somme du signal et du bruit de fond.

4.2.3 Caractérisation du signal

Le bruit de fond étant désormais connu, nous pouvons caractériser le signal. Celui-ci est évident dans la région de masse autour de 3 GeV/c^2 où les contributions du J/ψ et, dans une moindre mesure, du $\psi\prime$ dessinent un pic net. Le signal sera obtenu après soustraction, au spectre en dimuons de signes opposés, du bruit de fond calculé par la technique des paires de même signes sans lissage. Le tableau 4.4 donne le nombre de chaque contribution, c'est-à-dire les nombres de paires de dimuons $+-$, $++$ et $--$ pour deux tranches en masse :

- une première tranche à faible masse $1{,}5 \leq m \leq 2{,}4$ GeV/c^2 avant toute contribution du J/ψ ;
- une seconde tranche à haute masse $m \geq 4{,}5$ GeV/c^2 après le $\psi\prime$.

Ce tableau donne également le rapport signal sur bruit pour ces deux intervalles et la significance du signal calculée en faisant le rapport du signal sur la racine carrée de la somme du signal et du bruit de fond. Le signal est bien défini à basse masse, avec une significance de l'ordre de 5, excepté pour le bras Sud *run* 3 qui possède une significance plus faible égale à 2, 49. Le rapport signal sur bruit reste malgré tout assez faible sur l'ensemble des échantillons avec une valeur de l'ordre de 0,2. Le signal à haute masse est bien plus marginal avec une significance faible comprise entre 0, 7 et 2, 2.

4.2.4 Ajustements des histogrammes

4.2.4.1 Fonction de forme globale utilisée

Dans le chapitre 3, une fonction de forme pour chacune des contributions attendues au spectre en dimuons a été déduite des simulations effectuées. Pour chacune d'entre elles, un seul paramètre libre a été gardé, les autres ayant été fixés à leurs valeurs optimales déterminées après minimisation. Ce paramètre libre a enfin été normalisé de façon à donner directement le nombre d'événements après intégration. La fonction de forme globale est alors simplement la somme de ces différentes contributions au spectre en dimuons et s'écrit

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{N}^{+-}}{\mathrm{d}M} = \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{J/\psi}}{\mathrm{d}M} + \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{\psi\prime}}{\mathrm{d}M} + \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{D\bar{D}}}{\mathrm{d}M} + \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{DY}}{\mathrm{d}M} + \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{\Upsilon}}{\mathrm{d}M} + \frac{\mathrm{d}\mathcal{F}^{B\bar{B}}}{\mathrm{d}M} \,. \tag{4.4}$$

Les différents termes de cette expression représentent une composante du spectre dimuon et s'écrivent comme le produit d'une fonction de forme f par le nombre d'événements $\mathcal{N}$ de cette contribution. Les contributions en beauté ouverte et Υ, bien que négligeable (voir parties suivantes), sont également données. Notre fonctionnelle d'ajustement s'écrira donc

$$\begin{aligned}\frac{\mathrm{d}\mathcal{N}^{+-}}{\mathrm{d}M} &= \mathcal{N}^{J/\psi} \times \frac{\mathrm{d}f^{J/\psi}}{\mathrm{d}M} + \mathcal{N}^{\psi\prime} \times \frac{\mathrm{d}f^{\psi\prime}}{\mathrm{d}M} + \mathcal{N}^{D\bar{D}} \times \frac{\mathrm{d}f^{D\bar{D}}}{\mathrm{d}M} + \mathcal{N}^{DY} \times \frac{\mathrm{d}f^{DY}}{\mathrm{d}M} \\ &+ \mathcal{N}^{\Upsilon} \times \frac{\mathrm{d}f^{\Upsilon}}{\mathrm{d}M} + \mathcal{N}^{B\bar{B}} \times \frac{\mathrm{d}f^{B\bar{B}}}{\mathrm{d}M} ,\end{aligned} \tag{4.5}$$

avec, pour chaque composante : $\mathrm{d}\mathcal{F}/\mathrm{d}M = \mathcal{N} \times \mathrm{d}f/\mathrm{d}M$. On notera que la fonctionnelle pour le Υ tient compte des trois états possibles (1S, 2S et 3S).

L'ensemble des fonctions de forme (individuelles) est donné § 3.3.1. L'ajustement de cette fonctionnelle, équation (4.6), va ainsi nous permettre de déduire du spectre en dimuons les nombres d'événements des différentes composantes le constituant.

Néanmoins, afin de garantir au maximum la cohérence physique des résultats de l'ajustement des données par cette fonction de forme, celui-ci ne peut se faire sans quelques précautions. Nous allons donc imposer un certain nombre de contraintes physiques supplémentaires à notre fonctionnelle afin de préserver le plus possible un sens physique à notre ajustement. Ce point est l'objet du paragraphe suivant.

4.2.4.2 Contraintes physiques adoptées

Compte tenu de la faible statistique notamment à haute masse, il est apparu nécessaire de contraindre les paramètres libres caractérisant les composantes du $\psi\prime$, beauté ouverte et Υ. Diverses données existent, et plus particulièrement des rapports de production attendue entre les résonances de la famille du J/ψ d'une part et celles de la famille du Υ d'autre part. De plus, nous allons également contraindre la beauté ouverte par rapport au charme ouvert. Il n'est pas en effet concevable d'obtenir le même ordre de grandeur en nombre d'événements pour ces deux contributions. Pour déterminer une différence de production entre elles, nous allons nous appuyer d'une part sur des estimations des sections efficaces de production pour ces contributions ainsi que des acceptances, efficacités et rapports d'embranchement en muons déterminés par simulations.

Rapport entre la production des résonances

Le rapport $\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{\psi\prime}/\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{J/\psi}$, avec $\mathrm{B}_{\mu\mu}$ le rapport d'embranchement en dimuon et $\sigma_{\psi\prime}$, $\sigma_{J/\psi}$ la section efficace de production de la résonance considérée, semble être indépendant à la fois de l'énergie de la collision et du type d'ions collisionnés [65]. La figure 4.8 illustre cette invariance. Elle représente diverses données obtenues sur différents sites expérimentaux et comparées à la prédiction du modèle de l'octet de couleur (COM) utilisé pour le calcul de la production de mésons charmés. Le modèle prédit une invariance du rapport à la fois vis-à-vis de l'énergie $\sqrt{s_{NN}}$ mise en jeu et du type d'ions. L'ensemble des données recueillies sont en très bon accord avec les prédictions de ce modèle. Le point fort de ce modèle repose sur la factorisation d'un terme universel, la probabilité d'hadronisation en un méson donné et un terme sensible aux conditions expérimentales, ici la production de paires $c\bar{c}$ (ce dernier terme dépend à la fois du type d'ions et de l'énergie en jeu). L'universalité de ce terme, tout comme celle des fonctions de fragmentation (cf. §3.2.3.2) semble être une propriété fondamentale de l'interaction forte : l'hadronisation serait un processus à priori indépendant des conditions et/ou du milieu dans lesquels il a lieu [8]. Le rapport $\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{\psi\prime}/\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{J/\psi}$ entre la production du $\psi\prime$ et celle du J/ψ,

[8] Cette « universalité » n'a jamais été démontrée : aucune expérience l'étudiant n'a néanmoins pu la mettre en défaut.

dans des conditions expérimentales identiques revient donc simplement à faire le rapport des termes universels de chacun des mésons et est donc totalement indépendant des conditions de l'expérience.

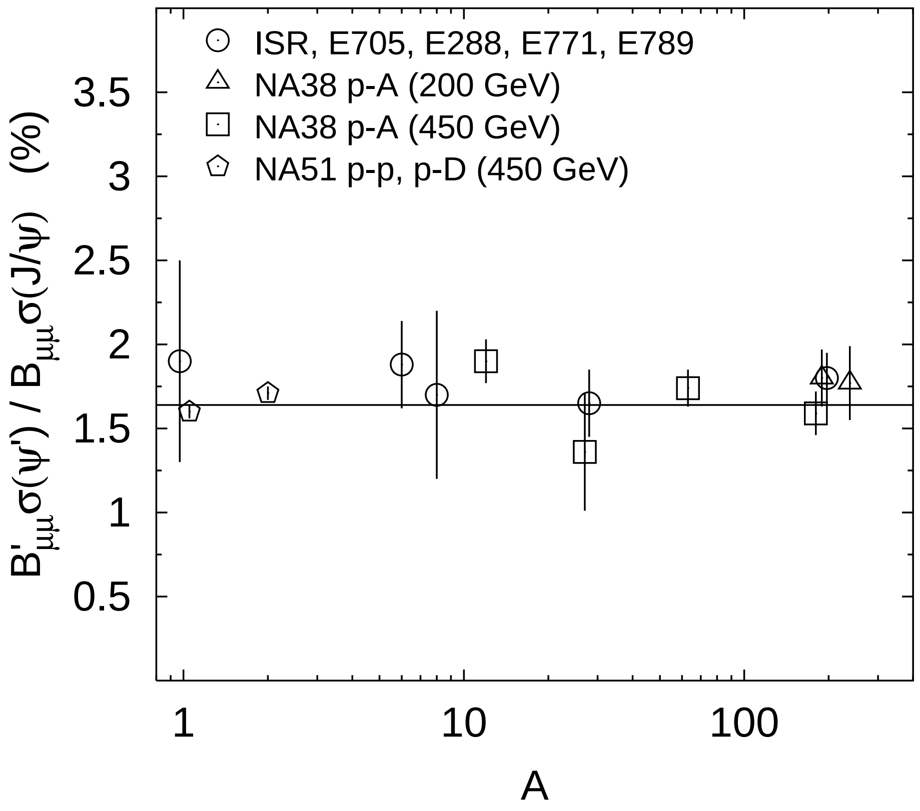


FIG. 4.8 - Rapport $\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{\psi\prime}/\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{J/\psi}$ obtenu sur différents sites expérimentaux et pour différentes énergies pour des collisions $p+A$ en fonction de A ; la prédiction du COM est montré en ligne pleine [167].

Ce rapport constant sera donc imposé dans notre ajustement. Nous déterminerons tout d'abord le nombre d'événements dans le pic du J/ψ, celui-ci étant facilement déterminé, puis par application de ce facteur nous obtiendrons une estimation physique raisonnable de la quantité de $\psi\prime$ ayant été produite. Pour la détermination de ce rapport, nous nous appuierons sur un ensemble de données regroupées et discutées dans [65]. Le tableau 4.5 reprend ces données. Le facteur que nous utiliserons sera déduit de la moyenne effectuée sur les valeurs de ce tableau,

$$\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{\psi\prime}/\mathrm{B}_{\mu\mu}\ \sigma_{J/\psi}\ =\ (1,73\pm 0,23)\%\ \Rightarrow\ \frac{\mathcal{N}_{J/\psi}}{\mathcal{N}_{\psi\prime}}\ = 58^{+8}_{-7}\ . \tag{4.6}$$

De la même façon, les différents membres de la famille du Υ peuvent être contraints. À partir des données de [65], on peut déterminer le taux de production des états 2S et 3S par rapport à l'état 1S :

$$\frac{\mathcal{N}_{\Upsilon(1S)}}{\mathcal{N}_{\Upsilon(2S)}}\ =\ 3,6 \quad \text{et} \quad \frac{\mathcal{N}_{\Upsilon(1S)}}{\mathcal{N}_{\Upsilon(3S)}}\ =\ 8\ . \tag{4.7}$$

Il est à noter cependant que toutes les mesures utilisées pour la contrainte des résonances se rapportent à des énergies disponibles dans le centre de masse bien inférieures à celles de RHIC.

Rapport entre la production de la beauté ouverte sur celle du charme ouvert

Référence originale	Noyau A	p_{faisceau} (GeV)	$\sqrt{s}_{\text{equivalent}}$ (GeV)	$B_{\ell\ell}\ \sigma_{\psi'}/B_{\ell\ell}\ \sigma_{J/\psi}$ (%)
NA38 [168]	W	200	19,4	1,80 ± 0,17
NA38 [168]	U	200	19,4	1,77 ± 0,22
E705 [169]	Li	300	23,8	1,88 ± 0,26 ± 0,05
E288 [170]	Be	400	27,4	1,7 ± 0,5
NA51 [168]	H_2	450	29,1	1,69 ± 0,03
NA38 [168]	d	450	29,1	1,80 ± 0,03
NA38 [168]	C	450	29,1	1,90 ± 0,13
NA38 [168]	Al	450	29,1	1,36 ± 0,35
NA38 [168]	Cu	450	29,1	1,68 ± 0,11
NA38 [168]	W	450	29,1	1,59 ± 0,13
E771 [171]	Si	800	38,8	1,65 ± 0,20
E789 [172]	Au	800	38,8	1,8 ± 0,1 ± 0,2
ISR [173]	p	$\sqrt{s} = 63$	63	1,9 ± 0,6

Tab. 4.5 - Rapport $B_{\ell\ell}\ \sigma_{\psi'}/B_{\ell\ell}\ \sigma_{J/\psi}$ obtenu à partir de collisions $p + A$ réalisées dans différentes expériences ; $B_{\ell\ell}$ indique le rapport d'embranchement en leptons.

La détermination de ce rapport nous permettra de contraindre la beauté ouverte par rapport au charme ouvert. Pour ce faire, nous devons déterminer la différence de production observable dans l'acceptance de PHENIX entre ces deux contributions. La connaissance de ce facteur est importante pour deux raisons :

1. Le comportement de la fonction de forme de la beauté ouverte concurrence directement à la fois le Drell-Yan (à haute masse) et le charme ouvert (à basse masse). La pente (forme), qui a été choisie comme paramètre discriminant pour séparer le Drell-Yan du charme ouvert, ne remplie plus cette fonction avec la beauté ouverte compte tenu probablement de la faible statistique, essentiellement à haute masse (cf. § 4.2.3). Une contrainte supplémentaire doit donc être posée.
2. La production de la beauté comme du charme est contrainte par les modèles théoriques, en particulier par les calculs se basant sur la QCD perturbative. Il faut donc tenir compte de ces contraintes.

Afin d'estimer la différence de production observable à PHENIX entre ces deux contributions, nous avons besoin de connaître un certain nombre de paramètres :
- les sections efficaces de production, qui tiennent compte de la différence de masse entre les quarks, favorisant ainsi le charme au détriment de la beauté ;
- un facteur qui tient compte des rapports d'embranchement en muons des différents mésons charmés et beaux ;
- l'acceptance de ces muons dans PHENIX ;
- l'efficacité de reconstruction de chacun des muons.

La connaissance de ces quatre paramètres pour une contribution donnée nous apportera une estimation de la production de celle-ci. Ainsi, la section efficace pondérée par les rapports d'embranchement des mésons en muons nous donne la quantité de ceux-ci provenant de cette contribution. En tenant compte de l'acceptance de ces muons dans PHENIX d'une part et de la probabilité de les reconstruire d'autre part, nous obtenons directement une estimation du nombre d'événements attendus. En toute rigueur, nous devons également pondérer par la luminosité acquise pour avoir accès au nombre d'événements. Ce paramètre n'est ici d'aucune utilité puisque nous cherchons à mettre en évidence une différence de production entre le charme et la beauté. Nous allons donc faire le rapport de ces deux quantités, la première déterminée pour la beauté et la seconde pour le charme. Le facteur de luminosité se simplifie donc de lui-même. Ainsi, $\mathcal{N}_{b\bar{b}}$ et $\mathcal{N}_{c\bar{c}}$ sont donnés par :

$$\begin{array}{rcl} \mathcal{N}_{b\bar{b}} & \propto & \sigma_{pp\to b\bar{b}} \times \mathrm{BR}^2(b\to\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{B\bar{B}}\to\mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(\mathrm{B\bar{B}}\to\mu\mu) \;\; \text{et} \\ \mathcal{N}_{c\bar{c}} & \propto & \sigma_{pp\to c\bar{c}} \times \mathrm{BR}^2(c\to\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{C\bar{C}}\to\mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(\mathrm{C\bar{C}}\to\mu\mu) \; . \end{array} \tag{4.8}$$

$\mathrm{BR}^2(Q\to\mu)$ représente le rapport d'embranchement global d'un quark Q donné en muons, $\mathscr{A}_{cc}(\mathrm{B\bar{B}/C\bar{C}}\to\mu\mu)$ l'acceptance géométrique dans le détecteur de ces muons et $\varepsilon_{rec}(\mathrm{B\bar{B}/C\bar{C}}\to\mu\mu)$ leurs efficacités de recontruction. Notre facteur, qui nous permettra de contraindre la beauté par rapport au charme, s'écrira alors :

$$\frac{\mathcal{N}_{b\bar{b}}}{\mathcal{N}_{c\bar{c}}} = \frac{\sigma_{pp\to b\bar{b}} \times \mathrm{BR}^2(b\to\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{B\bar{B}}\to\mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(\mathrm{B\bar{B}}\to\mu\mu)}{\sigma_{pp\to c\bar{c}} \times \mathrm{BR}^2(c\to\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{C\bar{C}}\to\mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(\mathrm{C\bar{C}}\to\mu\mu)} \; . \tag{4.9}$$

Nous avons donc besoin de déterminer ces différents termes. Les sections efficaces seront extraites de la littérature. Les rapports d'embranchement en leptons sont connus et seront extraits du *particle data book* de 2004 [19]. Les acceptances et efficacités de recontruction seront extraites des simulations discutées au chapitre précédent.

Voyons plus en détail la détermination de ces différents facteurs. Les sections efficaces de production seront tirées de prédictions récentes effectuées aux énergies de RHIC. Ces prédictions montrent une différence de production, en terme de sections efficaces, de l'ordre de 150 [22]. Les prédictions ont été réalisées par des calculs de QCD perturbative dans le cadre du modèle FONLL [91] et donne les sections efficaces de production en $p+p$ suivantes :

$$\begin{array}{rcl} \sigma^{FONLL}_{p+p\to c\bar{c}} & = & 256^{+400}_{-146}\ \mu\mathrm{b} \; , \\ \sigma^{FONLL}_{p+p\to b\bar{b}} & = & 1,87^{+0,99}_{-0,67}\ \mu\mathrm{b} \; . \end{array} \tag{4.10}$$

Les incertitudes ont été estimées en faisant varier la valeur des paramètres du modèle dans un intervalle de valeurs raisonnables. Ces paramètres sont la masse du quark considéré et les échelles de renormalisation et de factorisation.

Les rapports d'embranchement seront tirées du *particle data book*. Dans un premier temps, nous déterminerons la probabilité qu'a un quark de saveur donné de s'hadroniser en tel ou tel méson. Cette probabilité sera déduite des générations Monte-Carlo effectuées. Dans un second temps, nous pondérerons la probabilité d'obtenir chacun de ces mésons par le rapport d'embranchement en muons. Celui-ci a été négligé dans la génération Monte-Carlo en forçant la désintégration des mésons en muons. La sommation sur les différents états mésoniques accessibles nous donnera la probabilité globale qu'a un quark de saveur donné d'engendrer, en bout de chaîne de désintégration, un muon – Ce terme peut s'interprèter comme un rapport d'embranchement d'un quark donné en muon. Nous prendrons ensuite le carré de cette quantité puisque nous avons besoin de deux muons satisfaisants ce critère pour obtenir un dimuon.

L'acceptance et l'efficacité de recontruction seront extraites des simulations effectuées. L'implémentation de l'acceptance géométrique au niveau de la génération Monte-Carlo nous permet d'avoir accès au nombre de dimuons se trouvant dans l'acceptance et à celui générés dans tout l'espace. Le rapport de ces deux quantités nous donne directement l'acceptance géométrique. Quant aux efficacités de reconstruction, il s'agira de déterminer le nombre de dimuons dans l'acceptance au niveau de Pythia puis celui réellement reconstruits. Le rapport de ces deux quantités nous donnera l'efficacité de reconstruction recherchée. Ces chiffres pourront être extraits des fonctions de réponses discutées au chapitre précédent.

L'annexe B reprend en détail l'extraction de ces diverses quantités des simulations et donne les étapes pour l'obtention de ce rapport. Tous calculs faits, on obtient,

$$\mathcal{N}_{b\bar{b}}/\mathcal{N}_{c\bar{c}} = 6,80 \times 10^{-3} \; . \tag{4.11}$$

Ainsi un dimuon provenant de la beauté ouverte sera reconstruit pour 147 venant du charme ouvert.

4.2.4.3 Résultats des ajustements

Comme vu précédemment, les histogrammes sont obtenus directement au niveau picoDST après, d'une part, application du jeu de coupures discutées au paragraphe 4.2.2 et, d'autre part, soustraction du bruit de fond (discuté dans le paragraphe 4.2.1), estimé par la méthode des paires de même signe. Nous avons ainsi deux échantillons, un pour le *run* 3 et un pour le *run* 4, les données des deux bras ayant été additionnées pour chaque *run*. Afin de palier au manque de statistique à haute masse, la largeur des intervalles [9] en masse invariante sera croissante à mesure que la masse augmente (échantillonnage à largeur d'intervalles croissantes). Trois jeux différents d'échantillonnage à largeur d'intervalle variable (ou *bining* variable) seront utilisés. Ces *binings* doivent satisfaire quelques critères. La relativement faible statistique, particulièrement à haute masse, impose une largeur pour chaque tranche de masse plus ou moins importante. On ne peux néanmoins pas adopter des largeurs trop importantes. Cela serait en effet au détriment de la finesse (résolution) du spectre. La résolution sur le pic du J/ψ reconstruit est de l'ordre de 200 MeV/c^2. Adopter une largeur d'intervalle trop importante aurait pour conséquence de noyer le pic dans le fond continu. Le premier jeu possède ainsi des largeurs relativement fines tout en tenant compte de la faible statistique à haute masse. Le dernier jeu débute avec une largeur de $0,3$ GeV/c^2, qui apparaît comme la largeur maximale admissible si l'on veut conserver un pic relativement nette pour le J/ψ. Néanmoins, les largeurs à hautes masses sont très élevées – bien au-delà de la résolution attendue pour le Υ, mais celui-ci, comme on va le voir, n'est pas significatif. Ces trois *binings* sont définis ci-après.

1. Premier jeu de *bins* (fin) :

$$\begin{aligned}
0 &< M_{\mu\mu} \leq 4\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,2\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
4 &< M_{\mu\mu} \leq 6,4\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,6\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
6,4 &< M_{\mu\mu} \leq 8,4\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 1\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
8,4 &< M_{\mu\mu} \leq 12\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 1,8\ \mathrm{GeV}/c^2\ .
\end{aligned}$$

2. Second jeu de *bins* (intermédiaire) :

$$\begin{aligned}
0 &< M_{\mu\mu} \leq 4,2\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,3\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
4,2 &< M_{\mu\mu} \leq 6\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,6\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
6 &< M_{\mu\mu} \leq 8,4\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 1,2\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
8,4 &< M_{\mu\mu} \leq 12\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 1,8\ \mathrm{GeV}/c^2\ .
\end{aligned}$$

3. Dernier jeu de *bins* (large) :

$$\begin{aligned}
0 &< M_{\mu\mu} \leq 3,9\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,3\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
3,9 &< M_{\mu\mu} \leq 5,7\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bins}\ \text{de largeur}\ 0,6\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
5,7 &< M_{\mu\mu} \leq 7,3\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bin}\ \text{de largeur}\ 1,6\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
7,3 &< M_{\mu\mu} \leq 9,4\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bin}\ \text{de largeur}\ 2,1\ \mathrm{GeV}/c^2\,;\\
9,4 &< M_{\mu\mu} \leq 12\ \mathrm{GeV}/c^2\ ,\ \textit{bin}\ \text{de largeur}\ 2,6\ \mathrm{GeV}/c^2\ .
\end{aligned}$$

Enfin, afin d'augmenter la statistique, un dernier échantillon sera construit par addition des données de ces deux *runs*.

Le bruit de fond, quant à lui, sera soit obtenu directement par la méthode des paires de même signe, soit par le lissage de cette distribution, comme discutée au paragraphe 4.2.1. Dans ce dernier cas, le spectre de dimuons de signes opposés et le bruit de fond seront construits après

[9] Il s'agit du *bin*, conteneur élémentaire pour la contruction d'un histogramme.

addition des données brutes. Le spectre du bruit de fond sera alors lissé par la fonction donnée équation (4.3) et soustrait au spectre en dimuons de signes opposés. Pour chaque *bin* du spectre de dimuons neutres sera soustrait la valeur de la fonction $\mathscr{F}_{BdF}(M)$ au centre de cet intervalle.

Au total, nous avons donc un ensemble de dix-huit histogrammes que nous allons ajuster par la fonction de forme représentant l'ensemble des contributions physiques. Cette fonction de forme a été donnée au paragraphe 4.2.4.1. La minimisation se fera à l'aide de la méthode [10] du χ^2. Lors de l'utilisation du lissage comme bruit de fond, une propagation complète des erreurs, en utilisant la matrice de covariance obtenue après minimisation, sera effectuée afin de tenir compte des éventuelles corrélations entre paramètres et donc d'estimer au plus juste l'erreur résultante sur le signal. La matrice de covariance sera calculée grâce à l'encapsulation du logiciel MINUIT [174] au sein de ROOT. Cette méthode d'estimation du bruit de fond avec cette propagation des erreurs donnera le plus souvent des erreurs plus faibles que celles obtenues avec la méthode classique de soustraction des paires de même signe. De ce fait, elle imposera des contraintes plus forte à la procédure de minimisation mais sera du coup plus sensible à des fluctuations statistiques. Un premier ajustement s'est fait en considérant toutes les contributions possibles au spectre en dimuons neutres (avec les contraintes discutées au paragraphe 4.2.4.2) : résonances (J/ψ, $\psi\prime$, les différents états du Υ), charme et beauté ouvert et enfin le DRELL-YAN. La figure 4.9 donne l'ajustement d'un spectre, contenant toute la statistique des deux *runs* analysés (spectre construit à partir du second bining et du bruit de fond lissé). Toutes les contributions ont été prise en compte au sein de la fonction d'ajustement. La contribution en Υ, bien que légérement apparente, reste insignifiante, de même pour celle de la beauté ouverte, de l'ordre de quelques événements et probablement non significative. Pour cette raison, ces deux contributions seront abandonnées dans la suite de cette étude. L'annexe D rassemble l'ensemble des spectres ajustés dans le cas où les données des *runs* 3 et 4 ont été additionnées. Ces différents spectres dépendent du type de bruit de fond soustrait et du *bining* utilisé.

La fonction d'ajustement contient trois paramètres libres. Il s'agit du nombre de J/ψ, charme ouvert et DRELL-YAN. Le $\psi\prime$ reste corrélé à la détermination du nombre de J/ψ par la contrainte de production discutée précédemment.

Le tableau 4.6 donne le nombre d'événements trouvés pour chacune des contributions restantes (J/ψ, charme ouvert et DRELL-YAN) après minimisation des différents histogrammes. Les graphes donnés 4.10 représentent graphiquement l'ensemble des valeurs obtenues et permet d'en visualiser les fluctuations. Les moyennes ainsi que leurs erreurs statistiques sont déterminées par minimisation du χ^2 sur l'échantillon considéré. Le tableau 4.7 rassemble les moyennes calculées, pour les contributions en J/ψ, charme ouvert et DRELL-YAN, sur l'ensemble des différents *binings* utilisés. Les deux estimations du bruit de fond sont séparées.

On remarquera que les résultats obtenus, en terme de nombres d'événements pour chaque contribution, sont indépendants des conditions de l'ajustement (*bining* utilisé, méthode de soustraction du bruit de fond). Cette compatibilité des résultats entre les différentes conditions d'ajustement permet d'en faire une moyenne. Cette moyenne pondérée sera par la suite utilisée pour la détermination des sections efficaces de production de chacun des signaux étudiés.

4.3 Estimation des sections efficaces

L'obtention des nombres d'événements pour les différentes contributions au spectre en dimuon, donnés tableau 4.7, nous permettent maintenant d'accéder à leurs sections efficaces de

[10] La méthode du maximum de vraisemblance, souvent plus performante pour l'ajustement de spectre à faible statistique n'a pas été utilisée ici du fait qu'elle nécessite un spectre de comptage brut, c'est-à-dire non normalisé. En effet, la minimisation ne tient pas compte des erreurs et devient donc sensible à la normalisation effectuée : soustraction du bruit de fond, largeurs d'intervalles variables pour les distributions.

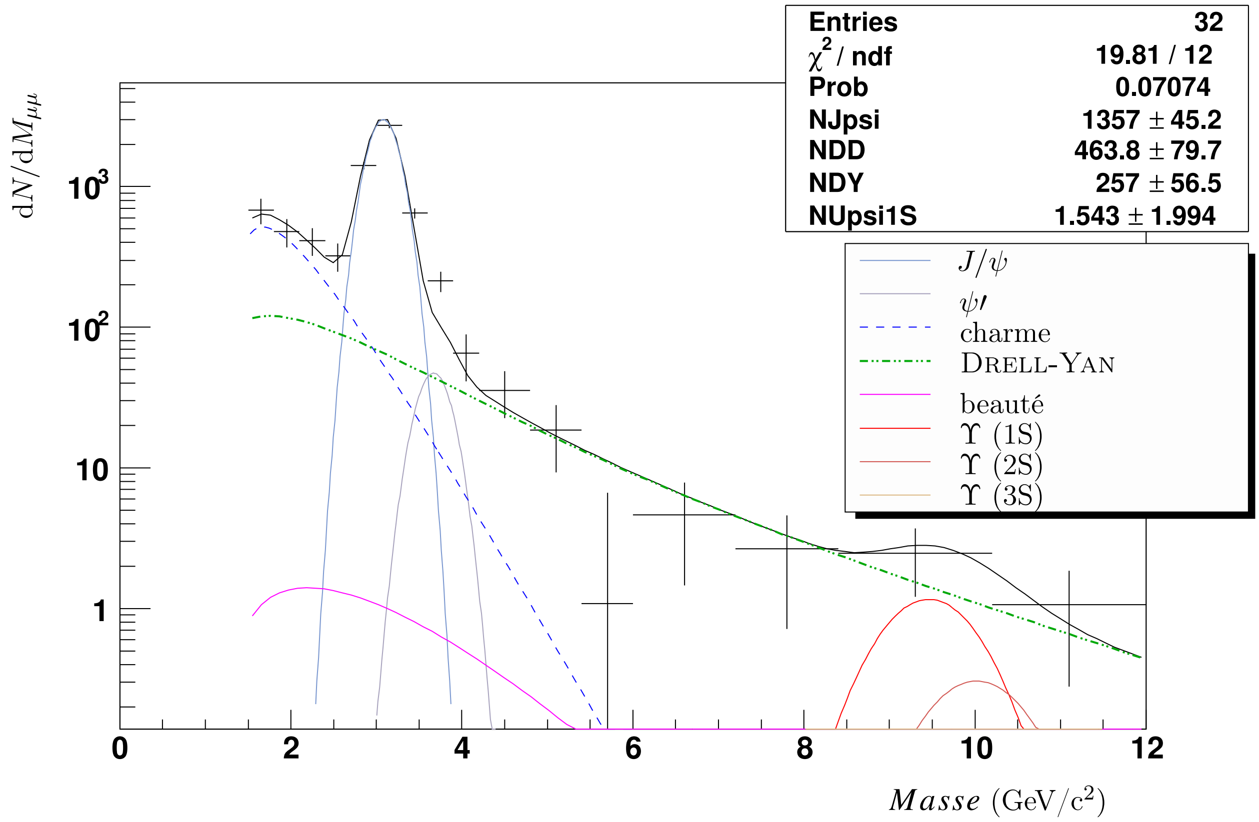


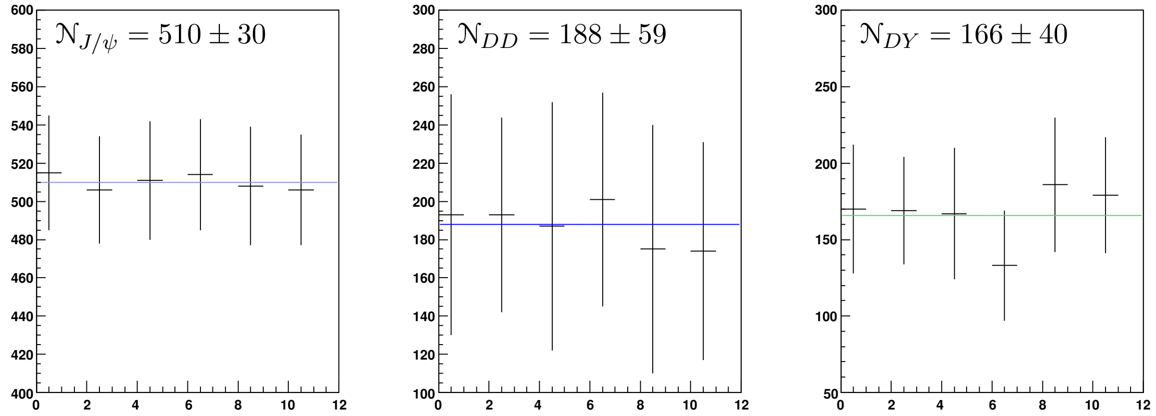
Fig. 4.9 - Ajustement de l'ensemble des données par une fonction de forme contenant toutes les contributions possibles ; le Υ et la beauté ouverte apparaissent comme négligeable.

Run	*Bin*	Bruit de fond	$\mathcal{N}_{J/\psi}$	$\mathcal{N}_{D\bar{D}}$	$\mathcal{N}_{DY}$
3	1	brut	515 ± 30	193 ± 63	170 ± 42
		lissage	506 ± 28	193 ± 51	169 ± 35
	2	brut	511 ± 31	187 ± 65	167 ± 43
		lissage	514 ± 29	201 ± 56	133 ± 36
	3	brut	508 ± 31	175 ± 65	186 ± 44
		lissage	506 ± 29	174 ± 57	179 ± 38
4	1	brut	828 ± 37	291 ± 59	94 ± 34
		lissage	831 ± 34	298 ± 49	88 ± 31
	2	brut	836 ± 37	268 ± 63	129 ± 41
		lissage	849 ± 35	289 ± 54	87 ± 35
	3	brut	835 ± 37	265 ± 63	135 ± 41
		lissage	832 ± 35	247 ± 53	160 ± 34
3+4	1	brut	1337 ± 48	459 ± 88	308 ± 60
		lissage	1330 ± 44	453 ± 72	323 ± 51
	2	brut	1343 ± 49	440 ± 91	319 ± 62
		lissage	1356 ± 45	455 ± 79	273 ± 53
	3	brut	1342 ± 49	435 ± 91	328 ± 61
		lissage	1335 ± 45	405 ± 78	363 ± 52

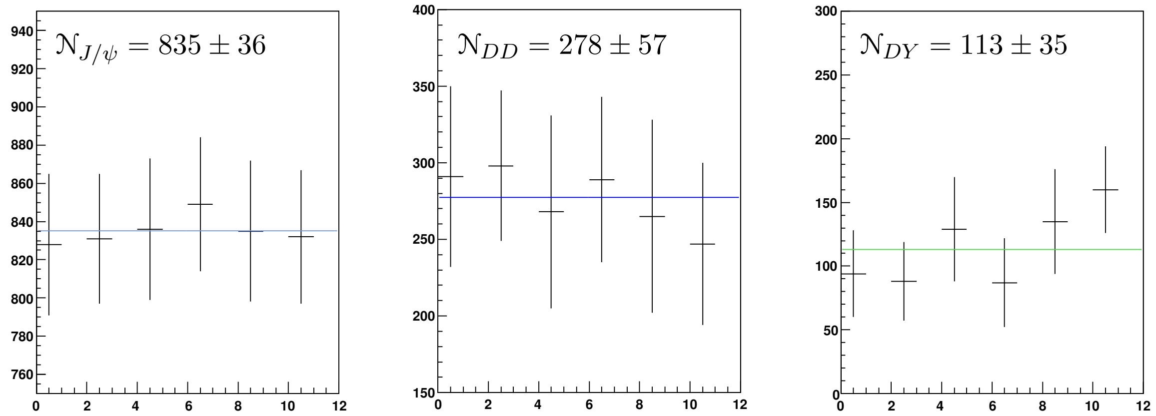
Tab. 4.6 - Nombre d'événements trouvés pour chaque contribution au spectre en dimuons après ajustement pour différentes conditions (*run*, *bining* utilisé, bruit de fond). La notation « brut » dans la colonne *Bruit de fond* signale une soustraction brute de celui-ci, sans lissage.

Run	Bruit de fond	$N_{J/\psi}$	$N_{D\bar{D}}$	N_{DY}
3	brut	511 ± 31	185 ± 64	174 ± 43
	lissage	509 ± 29	190 ± 54	160 ± 36
4	brut	833 ± 37	275 ± 62	116 ± 38
	lissage	837 ± 35	279 ± 52	111 ± 33
$3+4$	brut	1341 ± 49	445 ± 90	318 ± 61
	lissage	1340 ± 45	438 ± 76	320 ± 52

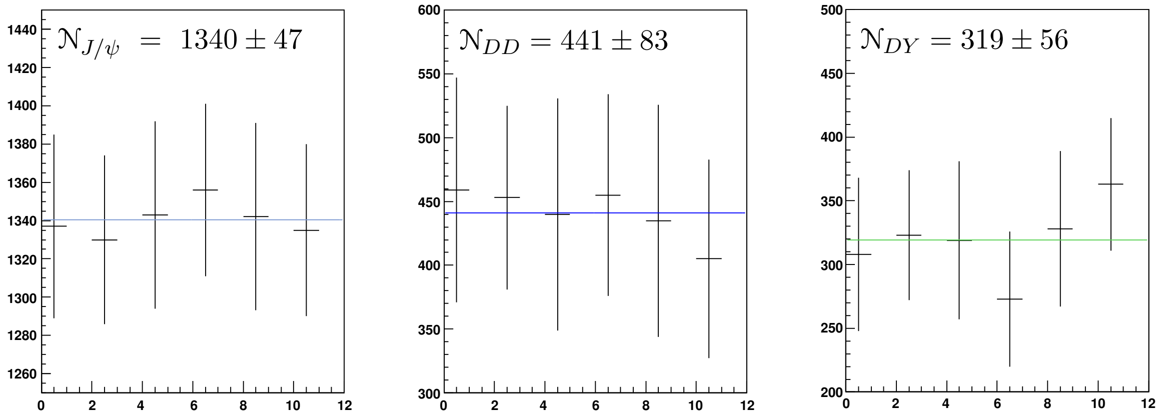
Tab. 4.7 - Nombre d'événements moyen sur l'ensemble des différents *binings* pour chaque contribution au spectre en dimuons après ajustement dans différentes conditions (données utilisées, type de soustraction du bruit de fond). La notation « brut » dans la colonne *Bruit de fond* signale une soustraction brute de celui-ci, sans lissage.



a.



b.



c.

Fig. 4.10 - Représentation graphique des nombres d'événements donnés dans le tableau 4.6. Les séquences de points représentent dans l'ordre le résultat obtenu en partant du *bining* de type 1 pour terminer avec celui de type 3 ; pour chacun de ces *bining*, le premier point est obtenu après soustraction brute du bruit de fond, le second après soustraction du BdF lissé. Les graphes en **a** sont déduits de l'analyse des données du *run* 3, en **b** du *run* 4 et en **c** de leur somme. Le nombre d'événements $\mathcal{N}$ donné pour chacun des graphes représente la moyenne pondérée déterminée par minimisation du χ^2 sur l'ensemble de l'échantillon considéré, son erreur statistique est également portée.

production. La section efficace de production, pour une composante donnée, disons le J/ψ, s'écrit,

$$\sigma(p+p \rightarrow J/\psi) = \mathcal{N}^{J/\psi}/\mathcal{L} \ , \tag{4.12}$$

avec $\mathcal{N}^{J/\psi}$ le nombre de J/ψ créés pendant l'aquisition de la luminosité $\mathcal{L}$. Néanmoins, le nombre de J/ψ créés n'est pas celui déduit de l'analyse. Nous devons corriger ce nombre des diverses inefficacités (inhérentes à la détection) de façon à déterminer le nombre de particules réellement créées. Corrigée des différentes inefficacités et du rapport d'embranchement du J/ψ en dimuons, cette section efficace devient :

$$\frac{\mathrm{d}\,\sigma(p+p \rightarrow J/\psi)}{\mathrm{d}\,y} = \frac{\mathcal{N}^{J/\psi}_{\mathrm{reco}}/\Delta y}{\varepsilon^{J/\psi\rightarrow\mu\mu}_{\mathrm{reco}} \times \mathrm{B}_{\mu\mu} \times \varepsilon^{J/\psi}_{\mathrm{BBC}}} \Bigg/ \frac{N_{\mathrm{MB}}}{\sigma_{p+p} \times \varepsilon^{\mathrm{BBC}}_{\mathrm{MB}}} \ , \tag{4.13}$$

avec :
- $\mathcal{N}^{J/\psi}_{\mathrm{reco}}$, le nombre de J/ψ reconstruits ;
- $\varepsilon^{J/\psi\rightarrow\mu\mu}_{\mathrm{reco}}$, efficacité de recontruction d'un dimuon dans l'acceptance de PHENIX, ayant passé à la fois la sélection de l'identificateur (dimuon 1D1S) et les coupures d'analyse ;
- $\varepsilon^{J/\psi}_{\mathrm{BBC}}$, la probabilité qu'un événement J/ψ soit retenu par le BBC ;
- N_{MB}, le nombre d'événements au minimum de biais ;
- $\varepsilon^{\mathrm{BBC}}_{\mathrm{MB}}$, la probabilité qu'un événement au minimum de biais soit retenu par le BBC ;
- enfin, Δy représente l'intervalle en rapidité couvert par le spectromètre.

Nous allons voir dans les parties qui suivent l'obtention des valeurs pour ces différents termes et la détermination des sections efficaces pour les signaux J/ψ, charme ouvert et DRELL-YAN.

4.3.1 Luminosité intégrée

La luminosité intégrée renseigne sur la statistique accumulée pendant la prise de données. C'est un paramètre essentiel à la détermination des sections efficaces. Elle est déterminée par

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\mathrm{MB}}}{\sigma_{p+p} \times \varepsilon^{\mathrm{BBC}}_{\mathrm{MB}}} \ . \tag{4.14}$$

Dans cette partie, seuls les paramètres N_{MB} et σ_{p+p} seront discutés. L'efficacité de détection du BBC sera, quant à elle, discutée dans la section suivante.

Le nombre d'événements en biais minimum N_{MB} correspond, en première approximation, au nombre d'événements retenu par le BBC au cours de la prise de données (BBC *live*). Néanmoins, il doit être corrigé de plusieurs facteurs. Tout d'abord, alors que le BBC couvre tous les événements ayant un vertex $|z_{vertex}|$<75 cm, seuls ceux dont le vertex est inférieur à 38 cm sont retenus. De plus, un certains nombre de segments de données seront inutilisables (quelques pourcents de la statistique totale), ils doivent donc être retirés du compte des événements et donc de la luminosité acquise. Ainsi, de façon générale, on déterminera le nombre d'événements au minimum de biais de la façon suivante :

$$N_{\mathrm{MB}} = N_{\mathrm{BBC}}(live) \times F^{|z_{vertex}|<38}_{\mathrm{BBC}} \times \frac{\mathrm{MWG}}{\mathrm{RC}} \ , \tag{4.15}$$

avec MWG/RC, fraction des données ayant été retenue dans l'analyse (rapport entre le nombre d'événements reconstruits, donc présents dans les MWG (*Muon Working Group*) nanoDSTs sur le nombre total comptabilisé lors de la prise de données RC, *Run Control*) et $F^{|z_{vertex}|<38}_{\mathrm{BBC}}$ qui représente la fraction des données dont le z-vertex est inférieure à 38 cm en valeur absolue (ce qui est le cas pour 98 % des événements récoltées en $p+p$).

La section efficace de diffusion inélastique $p+p$ à $\sqrt{s}$=200 GeV n'a pas encore été mesurée. Néanmoins, le comportement de la section efficace totale (incluant également la partie diffusion

Run	Bras	N_{MB}	$\epsilon_{\mathrm{MB}}^{\mathrm{BBC}}$	σ_{p+p}(mb)	$\mathcal{L}(\mathrm{nb}^{-1})$
3	Nord	$4,53 \times 10^9$	$0,516$	$42,2 \pm 1,9$	208
	Sud	$4,02 \times 10^9$	$0,516$	$42,2 \pm 1,9$	184,6
4	Nord	$3,78 \times 10^9$	$0,516$	$42,2 \pm 1,9$	173,6
	Sud	$3,77 \times 10^9$	$0,516$	$42,2 \pm 1,9$	173,1

Tab. 4.8 - Estimation de la luminosité pour les échantillons de données analysées. Les trois premières colonnes indiquent les valeurs du nombre d'événements au minimum de biais (N_{MB}), de l'efficacité de déclenchement du BBC ($\varepsilon_{\mathrm{MB}}^{\mathrm{BBC}}$) et de la section efficace de diffusion inélastique en collisions $p+p$ (σ_{p+p}) nécessaires à la détermination de la luminosité donnée dans la quatrième colonne.

élastique) est supposé obéir à la phénoménologie des trajectoires de Regge [148]. De ce fait, on peut déduire cette section efficace totale à 200 GeV :

$$\sigma_{\mathrm{total}}^{p+p} = 53,2 \pm 1,1 \text{ mb} . \tag{4.16}$$

En comparant les données basses (ISR) et hautes énergie (Fnal-Tevatron), on peut déduire une contribution des diffusions élastiques à la section efficace totale de l'ordre de 20 %. Ce qui nous donne une section efficace inélastique de :

$$\sigma_{\text{inélastique}}^{p+p} = 42,2 \pm 1,9 \text{ mb [175]} . \tag{4.17}$$

Le tableau 4.8 rappelle les valeurs des différents facteurs discutés dans cette section ainsi que les luminosités intégrées déduites représentant la statitisque utilisée pour l'analyse présentée dans ce mémoire.

4.3.2 Estimation des efficacités ($\varepsilon_{reco}^{\mathbf{signal}\to\mu\mu}$, $\varepsilon_{\mathbf{BBC}}$)

Deux sources d'efficacité sont à quantifier afin de remonter aux sections efficaces :
- l'efficacité de sélection de l'évenement contenant un dimuon ;
- l'efficacité de reconstruction d'un dimuon.

La première dépend des diverses inefficacités liées à la détection du dimuon et donc aux spectromètres. La seconde dépend de la sélection en événement opérée par le BBC. L'efficacité J/ψ déterminée dans l'analyse des données du *run* 3 [140] sera utilisée comme normailsation. Les deux sections suivantes discutent la détermination de ces différentes efficacités.

4.3.2.1 Efficacités de déclenchement du BBC

L'efficacité de détection du BBC utilisée dans l'analyse J/ψ est de $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{J/\psi\to\mu\mu} = 0,74$ [140]. Cette efficacité correspond à la probabilité qu'un événement J/ψ soit détecté. Plus précisément, elle correspond à la probabilité que le BBC détecte un événement dit de QCD, c'est-à-dire trouvant son origine dans des collisions partoniques dures. De plus, cette efficacité est déterminée pour des événements dont le vertex suivant z est compris entre -38 cm $< z < +38$ cm (cette coupure est nécessaire puisqu'elle est utilisée lors de la sélection des événements). La figure 4.11 donne l'efficacité de détection du BBC en fonction du processus d'intérêt. D'après cette figure tous les processus de QCD sont sujets à la même efficacité de détection. Dans notre analyse, la production des différents signaux, et plus particulièrement du charme et du Drell-Yan, relèvent également de processus durs. Le facteur $\varepsilon_{\mathrm{BBC}}^{J/\psi\to\mu\mu}$ est donc aussi l'efficacité de détection adéquat pour ces processus.

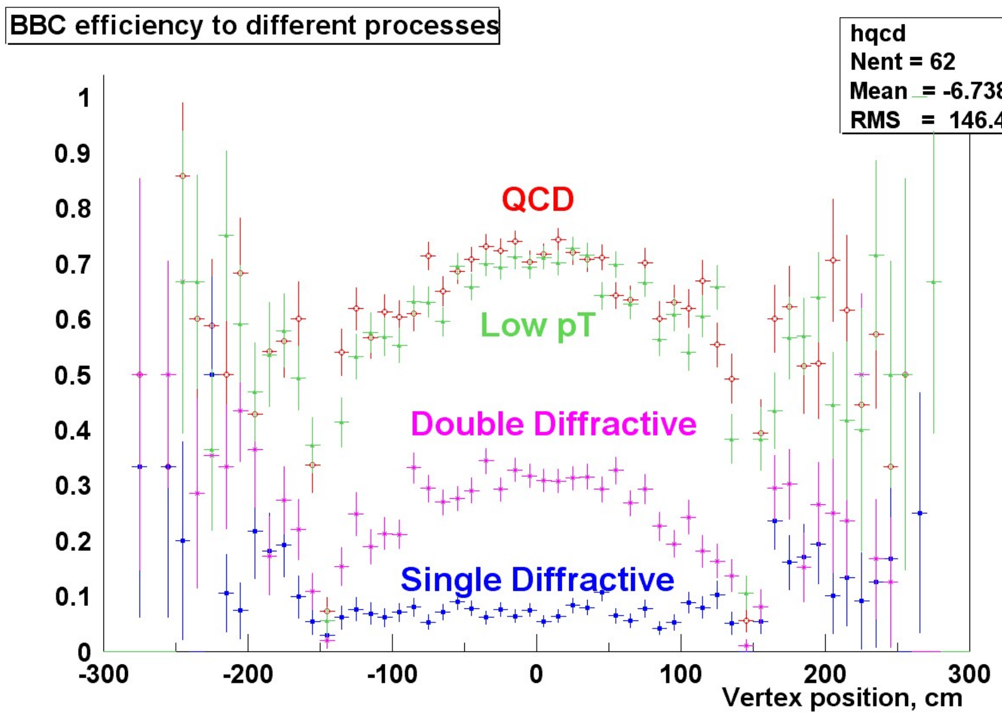


Fig. 4.11 - Dépendance de l'efficacité de détection d'un événement par le BBC pour différents processus physiques, en fonction de la position du vertex [175].

4.3.2.2 Efficacité de recontruction $\varepsilon_{reco}^{\text{signal}\to\mu\mu}$

Cette efficacité donne la probabilité de recontruction pour un dimuon dans l'acceptance d'un des bras de PHENIX (bras Sud : $-2,2 \leq |y| \leq -1,2$ et bras Nord : $+1,2 \leq |y| \leq +2,2$). Elle prend en compte non seulement l'efficacité de détection du MuTr et du MuId, mais également l'efficacité de sélection du MuId ainsi que celle induite par les coupures d'analyse. Traditionnellement, cette efficacité se décompose en trois termes distincts [140] :

- un terme « d'acceptance » A ;
- un terme correctif de l'efficacité réelle globale du bras considéré ε_{eff} ;
- une efficacité sur l'étiquetage du dimuon détecté par le MuId (sélection) $\varepsilon_{\text{trig}}$,

et s'écrit donc

$$\varepsilon_{reco}^{\text{signal}\to\mu\mu} = A^{\text{signal}\to\mu\mu} \times \varepsilon_{\text{eff}}^{\text{signal}\to\mu\mu} \times \varepsilon_{\text{trig}}^{\text{signal}\to\mu\mu} . \qquad (4.18)$$

Le dernier terme caractérise l'efficacité de la sélection opérée par le MuId, c'est-à-dire la probabilité qu'un muon détecté soit correctement labellisé (1D1S, 2D, ...). À ce terme d'efficacité de sélection, nous devons ajouter le terme noté ε_{TCE}, discuté § 2.7.2. Ce terme, ε_{TCE}, est habituellement de l'ordre de 1. Cependant, pendant le *run* 3, le mauvais fonctionnement d'une carte électronique gérant les basses tensions du *Blue Logic Trigger* (BLT) a provoqué une diminution de cette efficacité dans le bras Nord. Ces efficacités sont de ($\varepsilon_{\text{trig}} = 0,537$; $\varepsilon_{\text{TCE}} = 0,99$) pour le bras Sud et de $(0,781 ; 0,95)$ pour le bras Nord [109]. Nous pouvons noter que l'efficacité $\varepsilon_{\text{trig}}$ est bien plus faible dans le bras Sud comparé au bras Nord, cette différence sera discutée dans la suite de ce chapitre.

Le premier terme, A, quantifie la probabilité d'accepter un dimuon après reconstruction et application des coupures d'analyse. Cette efficacité est estimée par simulation en envoyant des dimuons signaux dans l'acceptance des spectromètres. Le nombre de dimuons reconstruits permet ainsi de déduire cette efficacité. On notera que le nombre de dimuons reconstruits dépend des coupures d'analyse et celles-ci sont prises identiques à celles utilisées pour les données.

Bras	Haute tension du MuTr	Électronique de lecture du MuTr	Haute tension du MuId
Bras Sud	9(3) sur 160	2 octants manquants (0)	35(33) sur 300
Bras Nord	20(11) sur 160	2 octants manquants (0)	31(25) sur 300

Tab. 4.9 - Critères matériels, inhérent à l'état du détecteur, pour la sélection des événements à analyser ; la première valeur donne le nombre maximal d'éléments défectueux tolérable, celle entre parenthèse donne la valeur nominale.

Le terme correctif $\varepsilon_{\mathrm{eff}}$ englobe les efficacités réelles des chambres du MuTr et du MuId. Celles-ci dépendent essentiellement, dans le premier cas, de l'état de l'électronique de lecture, la probabilité de détection d'un muon traversant un plan étant proche de 1 et, dans le second cas, de l'efficacité des tubes de Iarocci. Afin de ne pas obtenir d'efficacité trop basse, et des systématiques trop importantes, la sélection des événements se base également sur l'état du détecteur au cours de la prise de données. Des valeurs critiques sont ainsi fixées pour le nombre maximum d'éléments de détection défectueux acceptable. Le tableau 4.9 donne ces valeurs critiques à ne pas dépasser lors de la sélection des *runs* à analyser. À tout moment, le nombre réel d'éléments défectueux est connu et enregistré dans la base de données de l'expérience. L'état global du détecteur est donc parfaitement connu, si bien que les simulations permettent d'en tenir compte et donc de reproduire précisément la réponse du détecteur.

Les simulations réalisées permettent donc de déduire la probabilité totale de détection pour un dimuon (d'un signal donné : J/ψ, charme, Drell-Yan, beauté et Υ), c'est-à-dire l'efficacité de détection de ce dimuon (se référer à l'annexe A pour plus de détails sur les simulations et le cadre logiciel de celles-ci). Le logiciel étant le même que celui utilisé pour la recontruction des données, l'étude de la réponse du détecteur en fonction de la masse invariante du dimuon (discuté § 3.3.2) nous permet d'estimer cette efficacité. Nous nous limiterons néanmoins à la détermination des efficacités pour le J/ψ, charme et Drell-Yan seulement du fait que ce sont les seules contributions pour lesquelles nous désirons remonter à la section efficace de production. L'intégration en masse invariante revient à former le rapport

$$\varepsilon_{\mathrm{simulation}} = \frac{\text{Nombre de dimuons reconstruits}}{\text{Nombre de dimuons générés dans l'acceptance de PHENIX}}, \tag{4.19}$$

$\varepsilon_{\mathrm{simulation}}$ doit en principe contenir l'ensemble des efficacités expérimentales. Cette assertion est néanmoins à préciser. La correction d'efficacité $\varepsilon_{\mathrm{TCE}}$, proche de 1 n'est pas prise en compte dans la simulation et doit être estimée par un logiciel d'émulation. De plus, bien que les zones mortes du détecteur connues en début de prises de données sont cataloguées puis enregistrées dans la base de données, celles apparaissant en cours de *run* ne le sont généralement pas. En particulier celles qui sont ponctuelles et qui pourront être corrigées rapidement. Il en résulte la nécessité d'une détermination de l'efficacité du détecteur *run* par *run*. Ce type de simulation peut être réalisé en fournissant, lors de la simulation, des fichiers regroupant les problèmes étant apparus au cours du *run* ainsi que les *runs* affectés par ceux-ci. Les simulations effectuées pour cette analyse n'ont pas tenues compte des divers problèmes étant survenus ponctuellement, nous allons donc vraisemblablement surestimer l'efficacité totale (ces problèmes ponctuels ne pouvant qu'entraîner une perte d'efficacité).

Le tableau 4.10 donne les efficacités par bras déduites des fonctions de réponses obtenues par simulation avec le logiciel PHENIX (avec la configuration du détecteur propre au *run* 3). Le tableau 4.11 rappelle ces valeurs et les compare, dans le cas du J/ψ seulement, à celles déterminées par la méthode « standard », utilisées pour l'analyse J/ψ du *run* 3 [109] où une

Signal	Bras	Efficacité
J/ψ	Nord	$(9,20 \pm 0,60)$ %
	Sud	$(8,21 \pm 0,49)$ %
Charme	Nord	$(1,87 \pm 0,17)$ %
	Sud	$(1,68 \pm 0,15)$ %
Drell-Yan	Nord	$(4,14 \pm 0,40)$ %
	Sud	$(3,44 \pm 0,33)$ %

Tab. 4.10 - Efficacité globale de reconstruction pour le J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan issue des fonctions de réponse du détecteur pour ces différents signaux ; l'incertitude correspond à l'incertitude statistique sur la détermination de la réponse moyenne pour un bras donné.

Signal	J/ψ		Charme ouvert		Drell-Yan	
Bras	Nord	Sud	Nord	Sud	Nord	Sud
$\varepsilon_{response}$	9, 20 %	8, 21 %	1, 87 %	1, 68 %	4, 14 %	3, 44 %
$\varepsilon_{response}$(moyen)	8, 71 %		1, 78 %		3, 79 %	
$\varepsilon_{response}$(standard)	7, 95 %	3, 71 %	-		-	
$\varepsilon_{response}$(standard)	5, 82 %		-		-	
$\varepsilon_{response}$(corrigée)	5, 82 %		1, 19 %		2, 47 %	

Tab. 4.11 - Efficacités de recontruction déduites des fonctions de réponse pour les signaux J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan ; la ligne $\varepsilon_{response}(moyen)$ donne l'efficacité moyennée sur les deux spectromètres à muons ; la comparaison à l'efficacité standard [109] pour le J/ψ (lignes labellisées *standard*) a permis de corriger l'ensemble des efficacités (dernière ligne) ; l'ensemble de ces efficacités est valable pour l'analyse des données du *run* 3.

détermination *run* par *run* de ces efficacités a été effectuée [11]. Comme attendu, nous constatons bien (dans le cas du J/ψ) que nos efficacités sont plus importantes. Cette différence est d'autant plus flagrante pour le bras Sud où nous observons un facteur deux environ : 8, 21 % comparé à 3, 71 %.

Cette différence est à imputer aux divers problèmes concernant le détecteur étant apparus lors de la prise de données. Nous pouvons citer le problème du bruit de fond (discuté dans le paragraphe 4.1.1 pour plus de détails), particulièrement important dans le bras Sud, qui conduit à l'augmentation des seuils de déclenchement du MuId et donc à la réduction de l'efficacité de détection ($\varepsilon^{J/\psi}_{\mathrm{muId}} = 0,537$ dans le sud et $\varepsilon^{J/\psi}_{\mathrm{muId}} = 0,781$ dans le Nord). Afin de tenir compte de cette inefficacité supplémentaire, nous allons déterminer la moyenne sur les deux bras puis déterminer le coefficient d'ajustement nécessaire pour retrouver l'efficacité réelle de détection du J/ψ obtenue pendant la prise de données du *run* 3. Puis nous ajusterons également les autres efficacités, c'est-à-dire celles du charme ouvert et du Drell-Yan, en supposant que cette inefficacité est uniforme sur tout le spectre de masse invariante. Les efficacités ainsi corrigées sont également données dans le tableau 4.11. Ce sont ces efficacités (ligne « $\varepsilon_{response}$(corrigée) » de

[11] Dans la suite de ce document, lorsque nous nous référerons à des résultats obtenus par l'analyse J/ψ du run 3 [109], nous les labéliserons de « standard ».

Signal	J/ψ		Charme ouvert		Drell-Yan	
Bras	Nord	Sud	Nord	Sud	Nord	Sud
$\varepsilon_{response}$(moyen)	$8,71$ %		$1,78$ %		$3,79$ %	
$\varepsilon^{*}_{response}$	$15,5$ %	$13,2$ %	-		-	
$\varepsilon^{*}_{response}$	$14,35$ %		-		-	
$\varepsilon_{response}$(corrigée)	$14,35$ %		$2,93$ %		$6,24$ %	

Tab. 4.12 - Efficacités de recontruction déduites des fonctions de réponse pour les signaux J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan ; la ligne $\varepsilon_{response}(moyen)$ donne l'efficacité moyennée sur les deux spectromètres à muons ; la comparaison à l'efficacité standard [109] pour le J/ψ (lignes labellisées *standard*) a permis de corriger l'ensemble des efficacités (dernière ligne) ; l'ensemble de ces efficacités est valable pour l'analyse des données du *run* 4.

ce tableau) que nous allons utiliser pour déterminer les sections efficaces du J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan.

Afin d'estimer les sections efficaces pour le *run* 4, nous devons déterminer de nouveau ces efficacités. Le problème ici est un peu plus délicat du fait que le logiciel de reconstruction a considérablement évolué depuis la version utilisée pour le *run* 3 que nous avons utilisé. Nous allons donc adopter la même méthode en ajustant nos efficacités à l'efficacité obtenue pour l'analyse J/ψ. Encore une fois, ceci suppose que cette différence se traduit par un facteur globale et ne dépend donc pas de la masse du dimuon considéré. L'analyse J/ψ pour le *run* 4 est en cours et seules des valeurs préliminaires pour l'efficacité de reconstruction sont disponibles. Nous allons donc utiliser cette première estimation pour ajuster nos efficacités et déduire une estimations des sections efficaces. Le tableau 4.12 donne l'efficacité préliminaire pour l'analyse *run* 4 et nos efficacités ajustées.

4.3.3 Sections efficaces de production

Elles se calculent grâce à la formule donnée équation (4.13). Les divers facteurs nécessaires à leurs déterminations ont été discutés dans les parties précédentes. Le tableau 4.13 rappelle le nombre d'événements dimuons trouvés lors de l'analyse (voir tableau 4.7) et donne les sections efficaces, non corrigées du rapport d'embranchement et par unité de rapidité, $\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$, pour des événements dans l'acceptance des bras dimuons. L'acceptance du bras Sud couvre une unité de rapidité alors que le bras Nord en couvre $1,2$. Enfin, on notera que ces sections efficaces sont valables pour des dimuons dont la masse invariante est supérieure à $1,5$ GeV/c^2 (coupure utilisée lors de l'analyse et plus particulièrement limite inférieure lors de l'ajustement des spectres).

Afin de déterminer les sections efficaces dans tout l'espace, nous devons déterminer l'acceptance en rapidité ainsi que le rapport d'embranchement des divers signaux en dimuons. L'acceptance en rapidité est déterminée par simulation, en formant le rapport entre le nombre d'événements trouvés dans l'acceptance des spectromètres à muons sur le nombre total d'événements générés (l'acceptance du bras Nord ayant été ensuite ramenée à une unité de rapidité). Nous devons faire attention ici à ne pas considérer d'événement dimuon avec un muon dans chaque bras, ce type d'événement n'ayant pas été reconstruit. L'acceptance de chacun des bras doit être déterminée puis additionnée afin d'obtenir le facteur de correction géométrique global. On notera également que ces acceptances en rapidité corrigent également de la coupure inférieure en masse (à $1,5$ GeV/c^2) utilisée lors de l'ajustement des spectres en masse (et ne représentent donc pas une acceptance à proprement parlé).

Signal	J/ψ	charme ouvert	Drell-Yan
$N_{\mu\mu}(run\ 3)$	510 ± 30	188 ± 59	166 ± 40
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$28,3 \pm 1,6$	51 ± 16	$21,6 \pm 5,2$
$N_{\mu\mu}(run\ 4)$	835 ± 36	278 ± 57	113 ± 35
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$21,7 \pm 0,9$	$35,4 \pm 7,3$	$6,7 \pm 2,1$
$N_{\mu\mu}$	1340 ± 47	441 ± 83	319 ± 56
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$23,6 \pm 0,8$	$38,2 \pm 7,2$	$13,2 \pm 2,3$

Tab. 4.13 - Détermination de $\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ pour les signaux J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan pour des événements dans l'acceptance des bras dimuons ; les nombres d'événements pour les différents signaux ont été obtenus par moyenne pondérée des événements regroupés dans le tableau 4.6, les erreurs données correspondent aux erreurs statistiques.

Signal	J/ψ	charme ouvert	Drell-Yan
Acceptance en rapidité	$0,136$	$0,004662$	$0,134$
$\mathrm{BR}_{\mu\mu}$	$0,0588$	$0,0085$	$0,5$
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$28,3 \pm 1,6$	51 ± 16	$21,6 \pm 5,2$
$\sigma^{\mu\mu}_{p+p}$ (*run* 3) (µb)	$3,5 \pm 0,2$	1286 ± 403	$0,32 \pm 0,08$
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$21,7 \pm 0,9$	$35,4 \pm 7,3$	$6,7 \pm 2,1$
$\sigma^{\mu\mu}_{p+p}$ (*run* 4) (µb)	$2,7 \pm 0,1$	892 ± 183	$0,10 \pm 0,03$
$\mathrm{BR}_{\mu\mu} \times \mathrm{d}\sigma^{\mu\mu}_{p+p}/\mathrm{d}y$ (nb)	$23,6 \pm 0,8$	$38,2 \pm 7,2$	$13,2 \pm 2,3$
$\sigma^{\mu\mu}_{p+p}$ (*run* 3+4) (µb)	$2,9 \pm 0,1$	962 ± 181	$0,20 \pm 0,04$

Tab. 4.14 - Acceptance des différents signaux dans les bras dimuons de PHENIX et rapport d'embranchement de ceux-ci en dimuons ; ces dernières corrections permettent de remonter aux sections efficaces de production des différents signaux. L'erreur donnée est uniquement statistique.

Le rapport d'embranchement pour le J/ψ est connu [19] et vaut $5,88$ %. Celui du charme est déduit des simulations et explicité annexe B.1.1. La détermination du rapport d'embranchement pour le Drell-Yan est un peu plus compliqué. Le Drell-Yan résulte de la combinaison de plusieurs processus plus élémentaires : annihilation de quarks légers en photon virtuel, en Z^0, voire l'interférence des deux [87]. Néanmoins, à l'énergie de RHIC, la composante principale est le photon virtuel (le Z^0 est bien trop massif pour être produit). Ce photon virtuel donne principalement des électrons ou muons, le lepton tau ayant une masse trop importante. Enfin, leur masse pouvant être négligée comparativement à l'énergie mise en jeu, nous supposerons donc que chacun à un rapport d'embranchement de $0,5$. Le tableau 4.14 rappelle ces derniers facteurs et donne les sections efficaces de chacun des processus déduites dans tout l'espace grâce à la détermination de leur acceptance par Pythia.

4.3.4 Discussion des résultats

4.3.4.1 Comparaison à des résultats existants

Nous pouvons comparer les différentes valeurs déterminées, regroupées dans le tableau 4.14. On constate que la section efficace déduite des données du *run* 3 pour le J/ψ est supérieure à celle du *run* 4, et incompatible aux erreurs (statistiques) près. Quant à celles obtenues pour charme ouvert, elles sont compatibles entre elles. De même que pour le J/ψ, les valeurs obtenues pour le Drell-Yan ne sont pas compatibles entre elles. Cette incompatibilité sera discutée dans la section suivante, portant sur les erreurs systématiques.

Les valeurs des sections efficaces obtenues (dans le cas de la somme des deux *runs*) sont rappelées ci-dessous :

1. $\sigma_{p+p}^{J/\psi\to\mu\mu} = 2,9 \pm 0,1$ µb ;
2. $\sigma_{p+p}^{c\bar{c}\to\mu\mu} = 0,96 \pm 0,18$ mb ;
3. $\sigma_{p+p}^{\text{Drell-Yan}\to\mu\mu} = 0,20 \pm 0,04$ µb.

Les erreurs reportées sont les erreurs statistiques.

La section efficace de production de J/ψ en collisions $p+p$ a déjà été mesurée par la collaboration PHENIX [108, 140]. La dernière analyse l'a ainsi estimé à

$$\sigma_{p+p\to J/\psi} \; = \; 2,66 \; \pm \; 0,20 \text{ (fit)} \; \pm \; 0,26 \text{ (abs) µb} \; . \tag{4.20}$$

Notre résultat, bien qu'étant légèrement supérieur à la valeur obtenue par l'analyse standard, est parfaitement en accord avec celle-ci. L'analyse standard repose sur les données récoltées en 2003. Notre estimation de la section efficace pour le *run* 3, égale à $(3,5 \pm 0,2)$ µb, est néanmoins supérieure à la valeur de l'analyse standard [140], et incompatible aux incertitudes statistiques près. Une fois de plus, ce désaccord trouve son origine dans l'erreur systématique due à la normalisation des efficacités et sera discutée dans la section suivante. On remarquera que les deux autres valeurs trouvées (*run* 4 et somme des *runs*) sont, quant à elles, tout-à-fait compatibles avec le résultat de l'analyse standard.

La section efficace de production du charme ouvert a été récemment déterminée à partir des distributions inclusives en p_T des électrons mesurés dans les bras centraux [92]. Celle-ci a été trouvée égale à

$$\sigma_{c\bar{c}} \; = \; 0,92 \; \pm \; 0,15 \text{ (stat)} \; \pm \; 0,54 \text{ (syst) mb} \; . \tag{4.21}$$

Notre estimation,

$$\sigma_{c\bar{c}} \; = \; 0,96 \; \pm \; 0,18 \text{ (stat) mb} \; . \tag{4.22}$$

est tout-à-fait compatible avec celle obtenue dans les bras centraux. Bien que ce résultat soit une première estimation, il constitue néanmoins la première mesure de la section efficace par analyse dans le canal en dimuons.

Comparons ce résultat à l'ensemble des résultats obtenus. La figure 4.12 rassemble les différentes sections efficaces déterminées en collisions $p+p$ et $p+A$ réalisées aux ISR et à RHIC. Cet ensemble de mesures est comparé à des prédictions théoriques pour lesquelles les échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F sont respectivement fixées à m_c et à $2m_c$. Notre résultat vient s'insérer parmi plusieurs autres obtenus à la même énergie. Il semble néanmoins légèrement supérieur aux prédictions théoriques bien que compatible avec celles-ci aux erreurs près.

4.3.4.2 Erreurs systématiques

L'analyse présentée dans ce mémoire présente trois principales sources d'erreur systématique :

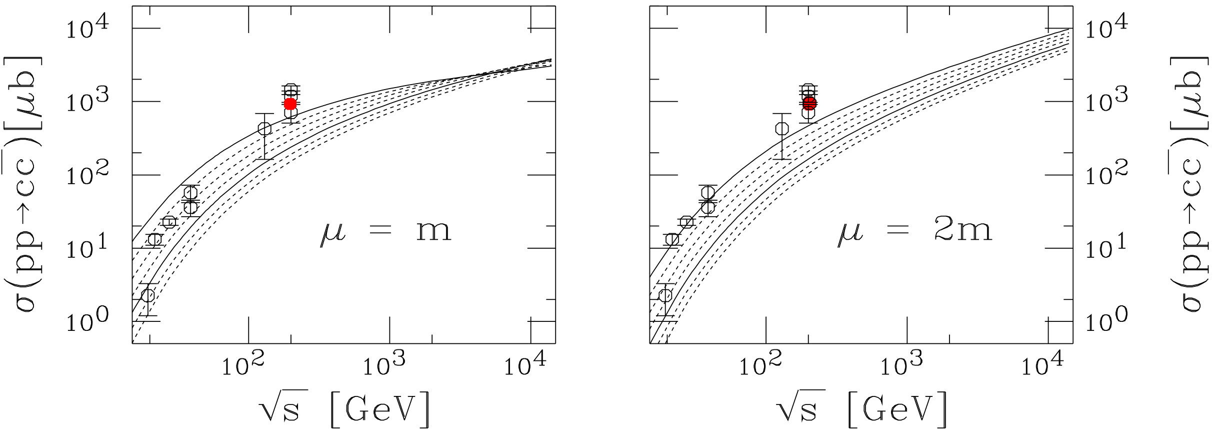


FIG. 4.12 - Sections efficaces de production du charme ouvert en collisions $p+p$ et $p+A$ mesurées aux ISR et à RHIC (PHENIX à 130 et 200 GeV) en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Les courbes représentent des prédictions théoriques avec $\mu_R = \mu_F = m_c$ à gauche et $\mu_R = \mu_F = 2m_c$ à droite pour des valeurs de la masse du quark c allant de $1,2$ GeV/c^2 pour les courbes du haut à $1,8$ GeV/c^2 pour les courbes du bas, par pas de $0,1$ GeV/c^2 [176]. Les points rouges représentent la valeur obtenue avec notre analyse.

1. l'analyse dépend fortement des formes obtenues grâce aux générations effectuée avec PYTHIA ;
2. le bruit de fond n'est pas suffisamment bien compris ;
3. la normalisation des efficacités globales de reconstruction est entachée d'erreur.

Notre analyse se base en effet sur la possibilité de discriminer le charme du DRELL-YAN. Cette discrimination a pu être possible grâce à une étude à base de simulations réalisées avec PYTHIA. Ces simulations sont donc dépendantes du générateur. Une étude de la paramétrisation de PYTHIA pour les différents signaux d'intérêts a été effectuée le plus soigneusement possible afin de déterminer les paramètres les plus pertinents. Des comparaisons à des données ou prédictions théoriques ont ensuite été réalisées de façon à s'assurer de la véracité « physique » des résultats obtenus. Le jeu de paramètres utilisés pour la génération du charme ouvert avait déjà été confronté à des données basses énergie. Une étude à haute énergie a également été menée en comparant notamment les distributions en p_T des mésons charmés à des résultats obtenus au Fnal. L'ensemble de ces tests a montré un bon accord de PYTHIA. Néanmoins, outre la difficulté de trouver les paramètres les plus adaptés, PYTHIA n'en reste pas moins un outil de modélisation phénoménologique de la physique et n'intégre donc pas certains raffinements. On notera particulièrement deux points critiques : les calculs effectués par PYTHIA se bornent au LO (même le mécanisme de *parton shower* n'est pas exacte à l'ordre $\mathscr{O}(\alpha_s^3)$) et les corrélations entre mésons sont supposées être mal reproduites. Ces deux aspects nécessiteraient donc une étude approfondie. Pour le premier point, des générateurs Monte-Carlo récents effectuent les calculs jusqu'à l'ordre NLO. Une comparaison serait donc nécessaire. Le DRELL-YAN a été, quant à lui, confronté à des prédictions théoriques. Un très bon accord est apparu, excepté à basse masse dû à un mauvais ajustement de la PDF utilisée (CTEQ5M1) pour les petits x. La détermination de l'erreur systématique liée à l'utilisation de cette PDF est également nécessaire. Une meilleure solution consisterait probablement à refaire les générations PYTHIA avec une PDF plus récente.

Le bruit de fond reste incompris. Une asymétrie de charge semble apparaître dans les données. Aucune asymétrie d'acceptance n'existe néanmoins au niveau des spectromètres. L'origine de cette asymétrie de charge pourrait alors se trouver dans les processus physiques de créations des particules. Mais là encore, rien d'évident n'est observé dans les rapports de particules sur anti-particules mesurés a RHIC. Nous avons donc fait l'hypothèse, qui n'en reste pas moins, dans le meilleur des cas, qu'une bonne approximation, qu'aucune asymétrie n'existait et nous avons fixé la valeur du paramètre correspondant dans la formule des paires de mêmes signes à 1. Une simulation des pions, kaons pourrait, dans un premier temps, nous conforter dans cette hypothèse. L'utilisation d'une méthode différente de soustraction du bruit de fond serait vraisemblablement une meilleure idée. Mais actuellement rien n'est suffisamment abouti pour remplacé la méthode des paires de mêmes signes. Une alternative intéressante sera bientôt disponible, il s'agit de la méthode du mélange des événements, ou *events mixing*. Cette méthode nécessite néanmoins une calibration, qui ne pourra qu'être la méthode des paires de mêmes signes. De plus, les difficultés rencontrées pourraient également venir de traces fantômes, c'est-à-dire d'artefacts dus au logiciel de reconstruction.

La troisième systématique vient des efficacités de reconstruction utilisées. Bien que la méthode soit tout-à-fait adaptée, l'ajustement qui a été fait, afin de tenir compte d'une perte d'efficacité supplémentaire, a introduit un biais dans les valeurs finales de ces efficacités. Celles-ci prennent en effet en compte les coupures d'analyse. Or, les coupures utilisées dans l'analyse J/ψ [109] sont un peu plus strictes que celles utilisées dans notre analyse. Ainsi, en ajustant notre efficacité J/ψ à celle de [109], nous ne corrigeons alors plus de notre jeu de coupures mais de celui utilisé dans l'analyse standard. Ces coupures étant plus strictes, nous reconstruisons artificiellement des dimuons et surestimons d'autant notre taux de production. Ce biais est vraisemblablement la cause de notre estimation trop élevée de la section efficace de production pour le J/ψ remarquée précédemment. L'estimation de ces efficacités est de même biaisée pour le *run* 4. En effet, la même normalisation a été réalisée en utilisant, de plus, une efficacité « estimée » et non définitive (celle-ci étant en cours de finalisation). De plus, cette normalisation, à priori justifiable pour le J/ψ, l'est probablement moins pour les composantes continues ou, en tout état de cause, suppose que cette normalisation de l'efficacité ne dépende pas de la masse invariante (et est donc constante sur tout le spectre).

Conclusion

L'objet du travail présenté dans ce mémoire de thèse était de déduire une première estimation des sections efficaces de production du charme ouvert et du Drell-Yan pour les collisions $p+p$ réalisées à RHIC. La détermination de ces sections efficaces n'a, à notre connaissance, jamais été entreprise dans le canal dimuonique pour l'énergie atteinte à RHIC.

La connaissance de ces sections efficaces de production est de première importance. La production des quarks charmés est supposée relever de la QCD perturbative. En ce sens, leur étude permet une confrontation directe à la théorie. Sensible à l'interaction forte, ils sont sujets à la fois aux effets dans les états initial et final. La production du charme, sensible à la densité initiale en gluons, représente donc une sonde idéale de celle-ci. Cette dernière contribue à des effets tel que le *shadowing* des noyaux ou la polarisation du proton. Les quarks charmés sont également sensibles aux effets nucléaires dans l'état final lors des collisions d'ions lourds. Ils pourrait ainsi permettre l'étude de la perte d'énergie des quarks dans la matière déconfinée et, de ce fait, de l'écrantage de jet. L'étude de leur production est également un prérequis à l'étude des résonances charmés afin de discerner une suppression de la production (par effet d'écrantage de couleur) ou une augmentation (coalescence). Le Drell-Yan est également une sonde de l'état initial très intéressante. En effet, après formation, il est totalement insensible au milieu nucléaire créé (puisqu'il n'est pas sensible à l'interaction forte) et garde seulement la mémoire de l'état initial. Enfin, il sonde la structure en anti-quarks du proton et permettrait ainsi d'étudier leur contribution à la polarisation.

L'intérêt de ces contributions au spectre en dimuons est à la hauteur des difficultés de leur étude. Chacune de ces composantes présente un spectre continu en masse invariante. Le spectre en masse invariante complet contient également un important bruit de fond. L'estimation de ce dernier est donc cruciale et constitue la première difficulté rencontrée. La méthode des paires de même signe est la principale méthode utilisée. Une seconde méthode existe, l'*event mixing*, mais nécessite une calibration. La méthode utilisée, celle des paires de même signe, ne peut donc pas être confrontée à une quelconque autre estimation du bruit de fond. De plus, comme on l'a vu, le bruit de fond observé à RHIC reste incompris. Une fois le bruit de fond soustrait, comment séparer les dimuons issus du charme et ceux du Drell-Yan ? Cette question pose la deuxième difficulté. Dans ce travail, nous nous sommes appuyés sur des simulations Monte-Carlo afin d'étudier les caractéristiques de ces deux composantes du spectre en dimuons. Notre analyse est donc dépendante des résultats obtenus par simulation.

L'analyse a permis de déterminer les valeurs des sections efficaces de production du charme ouvert, du Drell-Yan et du J/ψ pour les collisions $p+p$ à 200 GeV réalisées à RHIC. Les valeurs trouvées, pour l'ensemble des données des *runs* 3 et 4 sont rappelées (accompagnées de leur incertitude statistique)

- $\sigma_{p+p}^{J/\psi\rightarrow\mu\mu} = 2,9 \pm 0,1\ \mu\text{b}$;
- $\sigma_{p+p}^{c\bar{c}\rightarrow\mu\mu} = 0,96 \pm 0,18\ \text{mb}$;
- $\sigma_{p+p}^{\text{Drell-Yan}\rightarrow\mu\mu} = 0,20 \pm 0,04\ \mu\text{b}$.

Les sections efficaces pour le J/ψ sont déterminées par ailleurs. Elles constituent ainsi un repère permettant de situer nos résultats. La section efficace de production du charme ouvert a également été déterminée dans une analyse en électrons inclusifs. Une seconde confrontation est donc possible. Nos résultats sont compatibles avec ces autres estimations. Cet accord est encourageant et permet d'accréditer la méthode d'analyse utilisée.

Cette première étude a également permis la mise en évidence des points délicats de ce type d'analyse. Différentes systématiques sont apparues et nécessitent d'être étudiées. L'analyse s'appuyant fortement sur des simulations Monte-Carlo, celles-ci nécessiteraient une confrontation plus précise et la détermination d'erreurs systématiques sur ces générations (celles-ci proviennent principalement des paramètres de génération utilisés). En effet, et bien qu'une comparaison poussée des résultats obtenus avec Pythia, avec des données, ou prédictions théoriques ait été faite, certains aspects reste à vérifier. En particuler, Pythia est supposé ne pas reproduire correctement la corrélation entre mésons. Une meilleure compréhension du bruit de fond est également nécessaire. Dans le cas idéal, une seconde méthode d'estimation de ce bruit de fond, totalement indépendante de la première serait la bienvenue afin de garantir l'exactitude des résultats fournis par la première, ou en tout cas, déterminer une erreur systématique sur l'estimation du bruit de fond.

La poursuite de ce travail se trouverait dans un premier temps dans l'étude de ces sytématiques. La méthode éprouvée pourrait ensuite être utilisée pour l'étude de la prise de données actuellement en cours à RHIC. Les données présentées dans ce document souffrent en effet d'une statistique faible, particulièrement à haute masse.

Annexe A

Détails sur les simulations

A.1 Génération des différents signaux

Le générateur Monte-Carlo PYTHIA, version 6.205, a été utilisé pour la génération des différentes composantes du spectre en dimuons [131]. Un programme d'interface en fortran disponible au sein de la collaboration a été utilisé comme point de départ [1]. Ce logiciel a ensuite été en partie modifié pour satisfaire différentes contraintes. En particulier, due à l'impossibilité de simuler un échantillon de taille supérieure à 130 Mo environ (contrainte de taille pour le fichier PAW). Un mécanisme de sauvegarde de la graine [2] (dans un fichier) servant à l'initialisation du générateur aléatoire a été implémenté. La graine sauvegardée à la fin d'une génération est ensuite relue lors de l'initialisation de PYTHIA à la génération suivante. Ce mécanisme nous assure l'obtention d'échantillons non corrélés.

Les simulations ont donc consistées à générer plusieurs échantillons pour un signal donné pour accroître la statistique disponible. Chaque signal a été de plus généré de façon indépendante dans le bras Sud et dans le bras Nord. Les coupures suivantes ont été utilisées :

- acceptance géométrique pour le bras Nord : 9°$< \theta <$ 37° ;
- acceptance pour le bras Sud : 143°$< \theta <$ 171°.

L'acceptance géométrique a été choisie légèrement plus grande que l'acceptance réelle afin de ne pas biaiser la distribution des muons au niveau des limites extérieures du trajectomètre. En plus de l'implémentation de l'acceptance géométrique, de légères coupures cinématiques ont également été imposées sur les impslsions p_μ des muons et la masse invariante du dimuon $M_{\mu\mu}$:

- $p_\mu \geq 1$ GeV ;
- $M_{\mu\mu} \geq 1{,}3$ GeV/c^2.

Ces coupures ne devraient pas affecter le spectre obtenu en bout de chaîne. En effet, d'après les spécifications du détecteur, seuls les muons ayant une impulsion minimale de l'ordre de 1,5 GeV/c sont supposés traverser l'absorbeur (cf. § 2.5). Enfin, pour chacun de ces signaux, seul la décroissance en muons a été autorisée, tous les autres canaux ont été fermés. Chaque événement d'un signal donné contient donc au moins un dimuon potentiellement reconstructible (c'est-à-dire dans l'acceptance de PHENIX) provenant de la désintégration de ce signal.

Chaque échantillon simulé contient 10.000 événements dans le cas du charme ouvert et du DRELL-YAN, 9.000 pour la beauté ouverte. Le tableau A.1 donne la statistique obtenue pour le charme et la beauté, le tableau A.2 donne celle relative au DRELL-YAN. Le nombre de fichiers PYTHIA générés ainsi que le nombre d'événements correspondant ont été donnés. Le nombre de

[1] Ce logiciel peut être trouvé sur cette page internet :
`https ://www.phenix.bnl.gov/WWW/muon/software/pythia/pythia.html`.
Une documentation complète y est également disponible, à la fois sur PYTHIA et sur ce logiciel d'interface.

[2] La graine est l'ensemble des informations caractérisant l'état du générateur aléatoire à tout moment de la simulation. Dans le cas de PYTHIA, cette graine ne se résume pas à un simple nombre, d'où la nécessité de la sauver dans un fichier prévu à cet effet.

Signal	charme ouvert		beauté ouverte	
Bras	Nord	Sud	Nord	Sud
Nombre de fichiers PYTHIA	114	102	57	61
Nombre d'événements signal	1.140.000	1.020.000	513.000	549.000
Nombre de picoDSTs	106	88	50	61

TAB. A.1 - Statistique générée pour le charme ouvert et la beauté ouverte.

Signal	DRELL-YAN			
Partie	basse masse		haute masse	
Bras	Nord	Sud	Nord	Sud
Nombre de fichiers PYTHIA	95	99	95	99
Nombre d'événements signal	950.000	990.000	950.000	990.000
Nombre de picoDSTs	84	60	84	60

TAB. A.2 - Statistique générée pour le DRELL-YAN ; Le DRELL-YAN s'étendant à haute masse comparé au charme, il a été généré en deux parties de façon à obtenir une statistique raisonnable même à haute masse. La première partie s'étend de 1,3 à 4,3 GeV, la seconde au-delà de 4,3 GeV.

fichiers obtenus après la reconstruction complète, cf. § A.3.2, par le logiciel PHENIX « MuT » est également donné (ligne « picoDSTs »).

A.2 Ajustement du spectre en deux parties pour le DRELL-YAN

Afin d'obtenir une statistique importante à haute masse ($M_{\mu\mu} > 5$ GeV/c^2), la génération pour le DRELL-YAN a été effectuée en deux parties. Pour ce faire, l'espace de phase de génération a été coupé artificiellement en deux grâce aux variables CKIN(1) et CKIN(2). Ces variables déterminent la limite inférieure et supérieure respectivement de la variable physique $\hat{m}$. Cette variable, $\hat{m}$, donne ainsi un accès direct à la masse invariante $M_{\mu\mu}$ du dimuon enfant. La partie basse masse a été produite avec CKIN(1)=1,3 et CKIN(2)=4,3 ; la partie haute masse avec CKIN(1)=4,3. Les figures A.1 et A.2 montre l'ajustement du spectre après PYTHIA et après reconstruction complète (au niveau picoDST).

L'ajustement va se faire en pondérant la partie haute masse par rapport à la partie basse masse. Pour cela, nous devons déterminer la probabilité d'accepter un événement simulé dans la partie haute masse $\mathscr{P}_{haute}$ par rapport à celle dans la partie basse masse $\mathscr{P}_{basse}$. Le rapport de ces deux probabilités nous permettra ainsi d'ajuster la partie haute masse relativement à celle basse masse. Ces probabilités s'écrivent, par définition, comme l'acceptance de l'événement dans l'espace de phase considéré (haute ou basse masse) pondéré par la section efficace de production d'un événement dans cet espace de phase. Ainsi,

$$\frac{\mathscr{P}_{haute}}{\mathscr{P}_{basse}} = \frac{\mathscr{A}_{haute}\ \sigma_{haute}}{\mathscr{A}_{basse}\ \sigma_{basse}}\ , \tag{A.1}$$

avec $\mathscr{A}_{haute/basse}$ l'acceptance de événement dans l'espace de phase considéré et $\sigma_{haute/basse}$ la section efficace de production dans ces espaces de phase. PYTHIA retourne directement la section efficace suivant les paramètres utilisés lors de la génération. L'acceptance, qui prend en compte l'acceptance géométrique et les légères coupures cinématiques, peut être, quant à elle, déterminée grâce au nombre totale d'événements générés par PYTHIA $\mathscr{G}_{haute/basse}$ dont $\mathscr{N}_{haute/basse}$

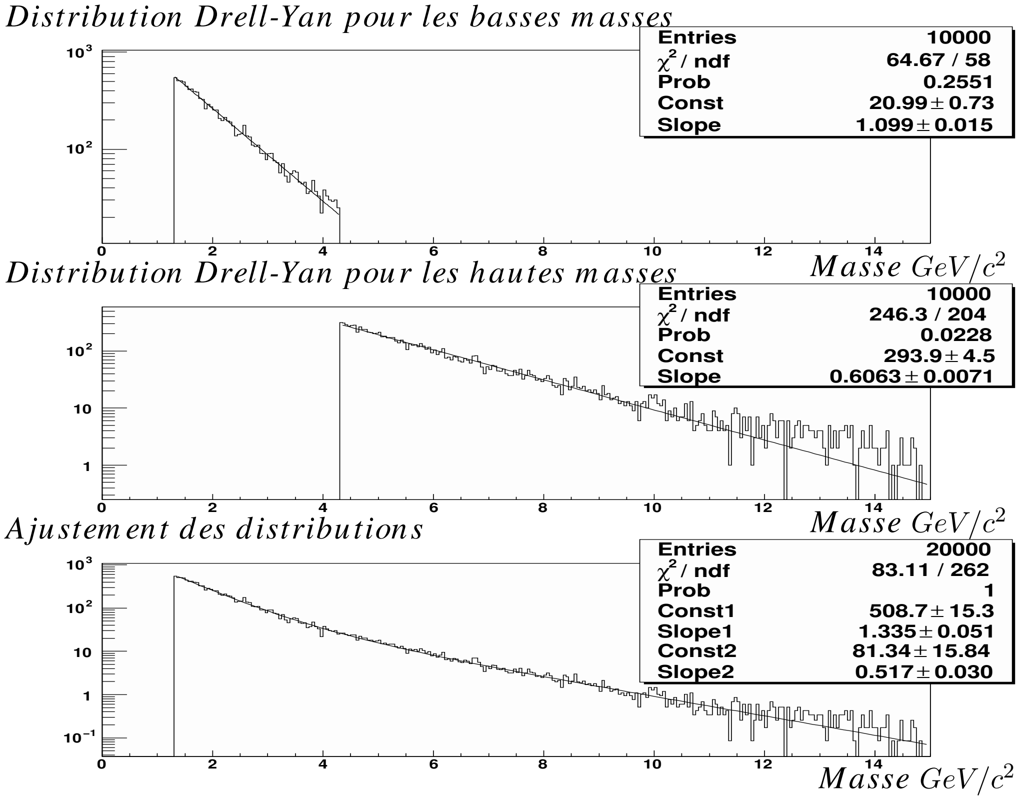


FIG. A.1 - Ajustement du spectre en deux parties pour le DRELL-YAN après PYTHIA. Exemple de deux échantillons, un basse masse et son correspondant haute masse, de 10.000 événements chacun générés dans le bras Sud. Afin de s'assurer que la calibration des spectres ne biaise pas la distribution complète, les distributions hautes et basses masses ont été ajustées par une fonction exponentielle $Const \times \exp\left(-Slope \times M\right)$, dont les paramètres peuvent être comparés à l'ajustement par la somme de deux exponentielles de la distribution globale calibrée.

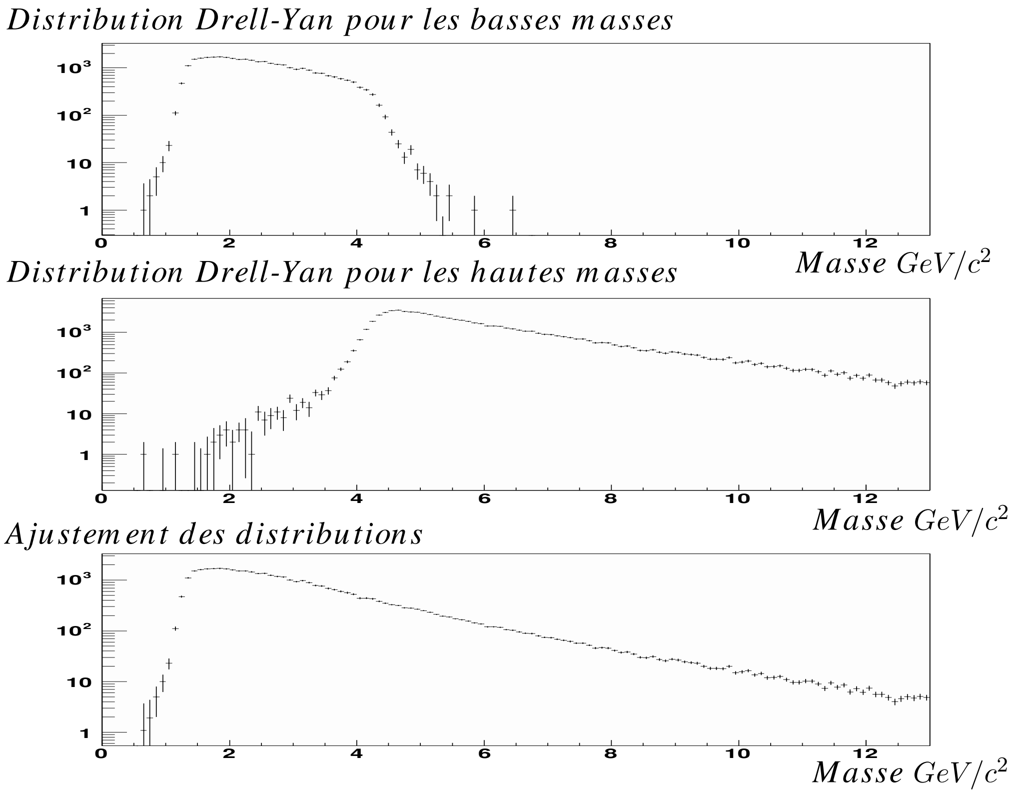


FIG. A.2 - Ajustement du spectre en deux parties pour le DRELL-YAN après reconstruction complète (ajustement au niveau picoDST). Cet échantillon, comprenant toute la statistique du bras Nord, a été utilisé pour l'obtention de la fonction de forme donnée figure 3.17 page 97.

événements ont réellement franchi les coupures.

$$\mathscr{A}_{haute/basse} = \frac{\mathscr{N}_{haute/basse}}{\mathscr{G}_{haute/basse}} . \tag{A.2}$$

Le coefficient d'ajustement s'écrit donc :

$$\mathscr{C} = \frac{\mathscr{P}_{haute}}{\mathscr{P}_{basse}} = \frac{\mathscr{N}_{haute}\,\mathscr{G}_{basse}\,\sigma_{haute}}{\mathscr{G}_{haute}\,\mathscr{N}_{basse}\,\sigma_{basse}} , \tag{A.3}$$

Dans notre cas, cette formule se simplifie du fait que l'on demandait le même nombre d'événements acceptés dans les deux parties de l'espace de phase, ainsi

$$\mathscr{N}_{haute} = \mathscr{N}_{basse} = 10.000 \text{ événements} , \tag{A.4}$$

d'où $\mathscr{C}$ se réduit à :

$$\mathscr{C} = \frac{\mathscr{P}_{haute}}{\mathscr{P}_{basse}} = \frac{\mathscr{G}_{basse}\,\sigma_{haute}}{\mathscr{G}_{haute}\,\sigma_{basse}} , \tag{A.5}$$

Ce coefficient, à priori propre à chaque génération (comprenant une partie basse masse et une autre haute masse), dépend en fait seulement des paramètres de génération si la statitisque est suffisante. Ainsi, avec le jeu de paramètres utilisé pour la génération du Drell-Yan, $\mathscr{C}$ vaut :

$$\mathscr{C} = 0.0835 \pm 0.0011 . \tag{A.6}$$

C'est cette valeur qui a été utilisée pour l'ajustement des spectres obtenus après recontruction complète. De plus, l'acceptance des deux bras étant quasiment identique, ce facteur est inchangé.

A.3 Reconstruction des simulations

La recontruction des simulations a été effectuée avec le logiciel officiel de reconstruction de PHENIX pour la prise de données 2003, logiciel nommé « Fun4All ». La recontruction se découpe en plusieurs étapes :
- la simulation de la réponse du détecteur grâce au logiciel PISA « PHENIX Integrated Simulation pAckage » ;
- le fichier PISA est relu pour créer le fichier PRDF « PHENIX Raw Data File » ;
- la recontruction proprement dite, par le logiciel « MuT », propre à la recontruction des muons ;
- la création de picoDSTs, fichiers prêts à être analysés.

A.3.1 PISA

PISA est en fait le logiciel GEANT[3] 3 [177] adapté pour simuler le détecteur PHENIX. Il attribue un vertex à l'événement généré par Pythia, propage les particules à travers le détecteur simulé et détermine la réponse de celui-ci. Il reproduit ainsi la réponse attendue du détecteur au passage des particules qui ont été générées par Pythia. Il est initialisé après la lecture des fichiers de configuration. Peu de modifications ont été nécessaires par rapport à la version officielle[4] :
- la distribution en vertex des événements est une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 22 cm ;
- la désintégration des pions par PISA a été annulée de façon à ne pas polluer le signal, les muons à la sortie de PISA sont donc tous des muons « signaux ».

[3]GEANT 3 est un logiciel, écrit en FORTRAN, dont le but est de simuler un dispositif expérimental en physique nucléaire.

[4]Une documentation complète relative à PISA peut être trouvée sur :
`http ://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/simulation/pisaRun3.html.`

A.3.2 Fun4All et MuT

La recontruction se fait par le logiciel officiel PHENIX appelé « Fun4All ». « Fun4All » intègre les logiciels de reconstruction relatifs aux différents détecteurs de PHENIX. En particulier, il intégre « MuT », logiciel de recontruction pour les muons. Bien qu'une version plus récente et bien plus performante existe[5], la version « MuT » a été retenue puisqu'elle avait été choisie comme plateforme d'analyse pour les données muons du « run 3 ». La version utilisée de « Fun4All » est la pro.51. La version pro.50, qui avait été choisie comme version officielle pour le « run 3 », a donc été abandonnée, du fait d'un bogue, au profit de la version pro.51 (cette version diffère de la version pro.50 par la seule correction de ce bogue). La recontruction se fait en deux étapes distinctes. La première consiste en fait à créer un fichier PRDF, de format identique à celui des données brutes. Ce fichier sera ensuite utilisé comme fichier d'entrée pour la recontruction proprement dite. Celle-ci, effectuée par « MuT », va créer deux fichiers : un premier fichier appelé DST et un second nanoDST[6]. Ce dernier fichier peut déjà être utilisé pour analyser les données recontruites. Néanmoins, il est possible d'aller encore plus loin, et créer une picoDST. Ce format de données est intéressant puisqu'il peut être lu sans avoir besoin d'aucune bibliothèque informatique propre à PHENIX. C'est aussi le format de donnée utilisé par le programme d'analyse du groupe de travail sur les muons, le « Muon Working Group » [178]. L'obtention des picoDSTs se fait d'ailleurs à l'aide de ce programme. L'analyse de ces picoDSTs se fait ensuite directement grâce à ROOT [179], cadre d'analyse de données écrit en C++. Le nombre total de picoDSTs produites est donné dans les tableaux A.1 et A.2 de ce chapitre. À chaque étape de la reconstruction, les fichiers produits ont été vérifiés de façon à s'assurer du bon déroulement de la recontruction. Ainsi certains fichiers suspects ont été ignorés. En particulier, dû à un bogue sans gravité, il arrive que PISA s'arrête inopinément sans terminer le traitement du fichier [180]. Ces fichiers, traités partiellemenent, ont donc été retirés. C'est pour cette raison que l'on a moins de picoDSTs que de fichiers PYTHIA originels.

[5] Il s'agit de « MutOO », réécriture complète du logiciel « MuT » en C++.

[6] DST est l'acronyme de « Data Storage Tape ».

Annexe B

Détermination du rapport $\mathcal{N}_{b\bar{b}}/\mathcal{N}_{c\bar{c}}$

Ce rapport, discuté dans le chapitre 4.2.4.2, est nécessaire pour contraindre la beauté ouverte. Il vaut :

$$\frac{\mathcal{N}_{b\bar{b}}}{\mathcal{N}_{c\bar{c}}} = \frac{\sigma_{pp\to b\bar{b}} \times \mathscr{F}_{b\bar{b}\to\mu\mu} \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{B\bar{B}} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{dect}(\mathrm{B\bar{B}} \to \mu\mu)}{\sigma_{pp\to c\bar{c}} \times \mathscr{F}_{c\bar{c}\to\mu\mu} \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{C\bar{C}} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{dect}(\mathrm{C\bar{C}} \to \mu\mu)} . \tag{B.1}$$

Dans cette annexe, nous allons expliciter l'obtention des différents termes intervenant dans ce rapport à l'exception des sections efficaces. Le terme $\mathscr{F}_{b\bar{b}/c\bar{c}\to\mu\mu}$, qui exprime la probabilité que possède une paire de quarks de donner un dimuon, sera discuté dans la première partie. Les termes d'acceptance et d'efficacité de détections (ou probabilité de reconstruction), $\mathscr{A}_{cc}(\mathrm{B\bar{B}/C\bar{C}} \to \mu\mu)$ et ε_{dect} respectivement, des muons seront discutés dans la seconde. Enfin, la dernière partie regroupera l'ensemble des résultats afin de déterminer la valeur du rapport.

B.1 Fraction des quarks donnant un muon $\mathscr{F}_{b/c\to\mu}$

La problématique est ici de déterminer la probabilité d'obtenir un muon à partir d'un quark c ou b donné. Pour ce faire, nous devons donc tenir compte de sa chaîne de désintégration et des rapports d'embranchements entre particules parents et enfants. Néanmoins, dans le cas d'une simulation Monte-Carlo, le générateur tient compte de ces différentes contraintes. Dans le cas où la seule source de muons est la désintégration des hadrons provenant de l'hadronisation des quarks – ce fut nos conditions de simulations –, cette probabilité se réduit au rapport entre le nombre de muons comptabilisés sur l'ensemble des simulations effectués et le nombre de quarks qui ont été générés. La difficulté ici vient du fait que la désintégration des mésons a été forcée en muon lors de la génération Monte-Carlo (ceci afin de gagner du temps de calcul). Afin de corriger ce biais, nous allons devoir déterminer les différents parents possible pour un muon, déterminer la probabilité qu'un quark donne ce parent et enfin pondérer cette probabilité par son rapport d'embranchement en muon (qui avait été artificiellement fixé à 1 pour les mésons). La somme sur les différents parents possible pour les muons de cette probabilité nous donnera la fraction de quarks qui donnera un muon $\mathscr{F}_{b/c\to\mu}$. Le facteur $\mathscr{F}_{b\bar{b}/c\bar{c}\to\mu\mu}$, qui représente la probabilité qu'une paire de quarks donne un dimuon, sera alors donné par,

$$\mathscr{F}_{b\bar{b}/c\bar{c}\to\mu\mu} = (\mathscr{F}_{b/c\to\mu})^2 . \tag{B.2}$$

Le facteur $\mathscr{F}_{b/c\to\mu}$ partage une analogie évidente avec le rapport d'embranchement. De ce fait, et par souci de clarté nous le désignerons dorénanvant par $\mathrm{BR}(b/c \to \mu)$. Le facteur $\mathscr{F}_{b\bar{b}/c\bar{c}\to\mu\mu}$ devient alors $\mathrm{BR}^2(b/c \to \mu)$.

Du fait que seule la désintégration des mésons ait été forcée en muon (les rapports d'embranchement lors de la désintégration de baryons ont donc été respectées), seul le décompte des parents de type méson est important. Néanmoins, dans le cas où la probabilité qu'un quark

Canal considéré	Nombre d'événements dans ce canal	Probabilité de ce canal
quark c	2.280.000	
D^0	1.536.466	$67,39$ %
D^+	480.145	$21,06$ %
D_s^+	255.936	$11,23$ %
Autres (baryons)	7.453	$0,32$ %

Tab. B.1 - Probabilité des différents canaux mésoniques pour le quark c ; la dernière ligne donne la probabilité pour que le parent du muon soit un baryon (celle-ci prends en compte tous les baryons).

donne un baryon et que celui-ci se désintègre en muon ne sera pas négligeable, elle sera prise en compte. Enfin, il n'est pas nécessaire de remonter plus en amont dans la filiation des quarks puisque là encore les différentes probabilités de désintégrations ont été respectées.
La détermination de $\mathrm{BR}^2(b/c \to \mu)$ se fera comme suit :

1. détermination des différents parents possibles pour les muons (que j'appelerai canaux) et de la probabilité qu'un quark donne ce parent ;
2. chaque canal sera pondéré par son rapport d'embranchement auparavant fixé à 1 ;
3. la somme des probabilités obtenues à l'étape 2 nous fournira la probabilité que le quark considéré (de saveur charmé ou beau) donne un muon ;
4. l'élévation au carré nous donnera enfin la probabilité qu'une paire de quarks produise un dimuon.

La détermination des différents canaux et leurs probabilités (étape 1) sera effectuée par analyse des simulations et plus exactement de la filiation des quarks générés. Les rapports d'embranchement utilisés seront extraits de *particle data book* [19]. Dans le cas où le rapport d'embranchement en muon n'est pas connu, j'utiliserai celui en électron. En effet, du fait de la propriète *d'universalité* des leptons, ces rapports doivent être identiques.

B.1.1 Cas du charme ouvert : BR($c \to \mu$)

Les muons charmés simulés peuvent être issus de la désintégrations de mésons charmés, les D^0, D^+ et D_s^+ (ainsi que leurs anti-particules associées, les $\bar{\mathrm{D}}^0$, D^- et D_s^- respectivement) ou de baryons charmés, les Λ_c^+, Ξ_c^0 et Ξ_c^+ (Λ_c^-, $\bar{\Xi}_\mathrm{c}^0$ et Ξ_c^-). Le tableau B.1 donne les probabilités des différents canaux mésoniques déterminées sur l'ensemble des simulations PYTHIA effectuées. Aucune distinction particule anti-particule n'a été effectuée du fait que la probabilité qu'un quark c donne tel méson est la même que celle qu'un $\bar{c}$ donne son anti-méson.

La production du méson D^0 (et du $\bar{\mathrm{D}}^0$) est prédominante et représente $2/3$ des mésons produits. Celle des baryons est très faible, voire négligeable avec $0,32$ % seulement (celle-ci tient néanmoins compte des rapports d'embranchement en muon). Chaque canal mésonique doit maintenant être pondéré par son rapport d'embranchement en muons. Le tableau B.2 donne ces rapports extraits de Pythia et comparés à ceux du *particle data book* [19].

Nous pouvons désormais déterminer la fraction de quarks c (ou $\bar{c}$) qui donnera un muon en bout de chaîne de désintégration. Elle est donnée par la somme sur les différents parents possibles pour les muons de :

$$\mathrm{BR}(c \to \mu) = \sum_{\mathrm{D}_i} \mathrm{BR}(\mathrm{D}_i \to \mu) \times \mathscr{P}_{c \to \mathrm{D}_i} \ , \tag{B.3}$$

et donne, dans le cas du charme ouvert,

$$\mathrm{BR}(c \to \mu) = 0,0922 \ . \tag{B.4}$$

Canal considéré	BR(PYTHIA)	BR(*particle data book*)
$D^0 \to \mu^+ + X$	$7,7$ %	$6,5 \pm 0,8$ %
$D^+ \to \mu^+ + X$	$3,7$ %	$17,2 \pm 1,9$ % (e)
$D_s^+ \to \mu^+ + X$	8 %	8^{+6}_{-5} % (e)

TAB. B.2 - Rapport d'embranchement des différents mésons charmés en muons, extrait de PYTHIA (première colonne), et du *particle data book* [19] (deuxième colonne). Un (e) signal que le rapport considéré et celui déterminé pour la désintégration en électrons.

On remarquera que ce chiffre est tout-à-fait compatible avec l'estimation

$$\Gamma(c \to \mu + X)/\Gamma(c \to X) = 0,096 \pm 0,004 \ , \tag{B.5}$$

déterminé par les mesures de désintégration de $Z^0 \to c\bar{c}$ [19], avec X un hadron quelconque.

B.1.2 La beauté ouverte : BR($b \to \mu$)

La même démarche sera suivie pour déterminer la fraction de quarks b qui donnera un muon. Les mésons beaux qui peuvent se désintégrer en muon, et qui ont donc eu ce rapport d'embranchement forçé à 1, sont les suivant : B^0, B^+, B_c^+ et B_s^0 (et $\bar{B}^0$, B^-, B_c^- et $\bar{B}_s^0$ pour leurs anti-particules). Les tableaux B.4 et B.5 donnent respectivement la probabilité des différents canaux de désintégration et les rapports d'embranchement des mésons beaux en muons. On remarquera que, dans le tableau B.4, la somme des probabilités des différents canaux est nettement supérieure à 1. Ceci est dû au fait que les mésons beaux peuvent donner des mésons charmés au cours de leur filiation radioactive, ceux-ci pouvant également donner un muon comme le montre l'exemple ci-dessous :

$$\begin{aligned} B^+ &\to \bar{D}^0 + \mu^+ + \nu_\mu \ \text{ et } \bar{D}^0 \to K^+ + \mu^- + \nu_\mu \ , \\ B^- &\to \rho^0 + \mu^- + \nu_\mu \ . \end{aligned}$$

En moyenne, les événements au sein desquels une paire de quarks $b\bar{b}$ a été produite ont donc une multiplicité en muons supérieure à 2. Néanmoins, il faut remarquer que le fait de fixer la désintégration des mésons beaux en muons a également biaisé le taux de production des mésons charmés en l'augmentant d'un facteur 10 environ. En effet, la majorité des mésons charmés sont produits lors de la désintégration d'un méson beau en muon (cf. tableau B.3), ceux-ci ayant un rapport d'embranchement de l'ordre de 10 % (cf. tableau B.5). On aura ainsi également augmenté la production de mésons charmés d'un facteur 10 environ. Ainsi, en plus des muons provenant directement de la beauté, un muon supplémentaire pourra donc être créé par événement avec une probabilité de l'ordre de 2 × 10 % (rapport d'embranchement moyen pour les mésons charmés en muons). Ce biais supplémentaire sera donc corrigé pour l'obtention de la probabilité qu'un quark b donne un muon. Néanmoins, notons que la génération possible de mésons charmés donnant des muons augmentera cette probabilité.

Tout comme pour le charme, nous pouvons déterminer la probabilité qu'un quark b produise un muon :

$$\mathrm{BR}(b \to \mu) = \sum_{\mathrm{B}_i} \mathrm{BR}(\mathrm{B}_i \to \mu) \times \mathscr{P}_{b\to\mathrm{B}_i} \tag{B.6}$$

$$\mathrm{BR}(b \to \mu) = 0,1103 \ . \tag{B.7}$$

Canal considéré	BR(B $\rightarrow \mu^+ + X$)	BR(B $\rightarrow \mu + D + X$)	Probabilité
$B^0 \rightarrow \mu^+ + X$	$10,5$ %	$7,58$ %	$72,2$ %
$B_s^0 \rightarrow \mu^+ + X$	$8,5$ %	-	94 %
$B^+ \rightarrow \mu^+ + X$	$10,2$ %	$9,21$ %	$90,3$ %

Tab. B.3 - Biais introduit dans la production secondaire de charme en forçant la désintégration des mésons B. En moyenne 90 % des canaux ainsi sélectionnés contiennent un méson charmé (dernière colonne). Rapport d'embranchement extrait du *particle data book* [19].

Canal considéré	Nombre d'événements dans ce canal	Probabilité de ce canal
quark b	1.025.900	
B^0	467.242	$45,54$ %
B_s^0	367.757	$35,85$ %
B^+	47.935	$4,67$ %
B_c^+	39	~ 0
baryons beaux	476	$\sim 0,5$ ‰
mésons charmés	274.378	$26,75$ %

Tab. B.4 - Probabilité des différents canaux beaux.

Canal considéré	BR(Pythia)	BR(*particle data book*)
$B^0 \rightarrow \mu^+ + X$	$10,5$ %	$10,5 \pm 0,8$ %
$B_s^0 \rightarrow \mu^+ + X$	$8,5$ %	-
$B^+ \rightarrow \mu^+ + X$	$10,5$ %	$10,2 \pm 0,9$ %
$B_c^+ \rightarrow \mu^+ + X$	$10,6$ %	-

Tab. B.5 - Rapports d'embranchement des différents mésons beaux en muons, extrait de Pythia (première colonne), et du *particle data book* [19] (deuxième colonne).

	Beauté ouverte $b\bar{b}$	Charme ouvert $c\bar{c}$
Nombre de dimuons générés $\mathscr{G}_{\mu\mu}$	776.311.000	444.269.980
Nombre de dimuons dans PHENIX $\mathscr{A}_{\mu\mu}$	513.000	1.140.000
$\mathscr{A}_{cc}(Q\bar{Q} \to \mu\mu) = \mathscr{A}_{\mu\mu}/\mathscr{G}_{\mu\mu}$	0,000661	0,002566
Nombre de dimuons après coupures	349.645	1.059.837
Nombre de dimuons reconstruits	65.753	78.559
$\varepsilon_{rec}(Q\bar{Q} \to \mu\mu)$	0,18806	0,07412
$\mathscr{A}_{cc}(Q\bar{Q} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(Q\bar{Q} \to \mu\mu)$	0,000124	0,000190

Tab. B.6 - Détermination de l'acceptance et de l'efficacité de reconstruction des muons issus du charme et de la beauté ouverte.

B.2 Acceptance et efficacité de reconstruction

L'acceptance des muons dans PHENIX ainsi que leur probabilité de reconstruction peuvent être extraites des simulations effectuées. Le tableau B.6 rassemble les résultats nécessaires à la détermination de leurs valeurs. La détermination de l'acceptance se fait par le rapport entre le nombre de dimuons qui ont été générés et le nombre de dimuons effectivement produits dans l'acceptance couverte par PHENIX. Quant à l'efficacité de recontruction, elle est déterminé par le rapport entre le nombre de dimuons envoyés dans la chaîne de recontruction et le nombre reconstruits. Le nombre de dimuons produits dans l'acceptance de PHENIX et celui envoyé dans la chaîne de recontruction diffère. Deux causes sont à l'origine de cet écart :

1. des coupures très souples ont été appliquées aux dimuons à l'entrée de la chaîne de reconstruction pour supprimer ceux qui ne pouvaient pas être reconstruits, c'est-à-dire ceux n'ayant pas une impulsion suffisante pour passer l'absobeur, les chambres de trajectographie et atteindre au moins le second plan de l'identificateur à muons ; les coupures suivantes ont ainsi été appliquées, $M \geq 1,3$ MeV/c^2 et $p > 1$ GeV ;
2. les chiffres ont été extraits de l'étude de la fonction de réponse, et, pour cette étude, seuls les événements dont la multiplicité en muons était de un ont été gardés de façon à éviter toute ambiguité lors de la mise en correspondance des muons avant et après reconstruction.

Du fait de la masse importante du quark b, les muons provenant de la désintégration des mésons beaux seront produits à plus grande rapidité et avec des impulsions transverses p_T en moyenne plus importantes comparé à ceux provenant charme ouvert. La beauté ouverte est ainsi défavorisée en terme d'acceptance, du fait qu'elle produit des muons à plus grande rapidité que le charme ouvert mais favorisée en terme de détection car les muons créés ont une impulsion transverse en moyenne plus élevée. Néanmoins, l'acceptance favorise très fortement les muons venant du charme ouvert et l'on obtient ainsi une probabilité totale d'acceptance et de reconstruction supérieure pour le charme ouvert, égale à 19×10^{-5} contre $12,4 \times 10^{-5}$ pour la beauté ouverte.

B.3 Détermination du rapport de production observable à RHIC

Nous cherchons à déterminer la valeur du rapport :

$$\frac{\mathcal{N}_{b\bar{b}}}{\mathcal{N}_{c\bar{c}}} = \frac{\sigma_{pp\to b\bar{b}} \times \mathrm{BR}^2(b\bar{b} \to \mu\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{BB} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{dect}(\mathrm{BB} \to \mu\mu)}{\sigma_{pp\to c\bar{c}} \times \mathrm{BR}^2(c\bar{c} \to \mu\mu) \times \mathscr{A}_{cc}(\mathrm{CC} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{dect}(\mathrm{CC} \to \mu\mu)} \,. \tag{B.8}$$

	Beauté ouverte $b\bar{b}$	Charme ouvert $c\bar{c}$
$\mathscr{A}_{cc}(Q\bar{Q} \to \mu\mu)$	$0,000661$	$0,002566$
$\varepsilon_{rec}(Q\bar{Q} \to \mu\mu)$	$0,18806$	$0,07412$
$\mathscr{A}_{cc}(Q\bar{Q} \to \mu\mu) \times \varepsilon_{rec}(Q\bar{Q} \to \mu\mu)$	0,000124	0,000190
$\mathrm{BR}(Q \to \mu)$	$0,1103$	$0,0922$
$\mathrm{BR}^2(Q \to \mu)$	$121,67 \times 10^{-4}$	$85,01 \times 10^{-4}$
$\sigma_{pp \to Q\bar{Q}}$ (μb)	$1,87$	256
$\mathcal{N}_{Q\bar{Q}}$	$2,8213 \times 10^{-6}$	$4,1349$
Rapport $\mathcal{N}_{b\bar{b}}/\mathcal{N}_{c\bar{c}}$	$6,8031 \times 10^{-3}$	

Tab. B.7 - Détermination de la différence de production entre la beauté ouverte et le charme ouvert dans les bras à muons de PHENIX. Les sections efficaces sont extraites de [22].

Le tableau B.7 rappelle les différentes valeurs nécessaires à la détermination de l'équation B.8. En tenant compte des différents paramètres discutés précédemment, la valeur du rapport est de

$$\mathcal{N}_{b\bar{b}}/\mathcal{N}_{c\bar{c}} = 6,8031 \times 10^{-3} \ , \tag{B.9}$$

soit un dimuon provenant d'une paire $b\bar{b}$ sera recontruit pour 147 dimuons provenant du charme ouvert.

Annexe C

Liste complète des paramétrisations Pythia

Dans cette annexe sont regroupés les jeux de paramètres utilisés pour la génération des différents signaux étudiés dans ce mémoire. Les paramètres non cités seront laissés à leur valeur par défaut de la version 6.205 de Pythia [1]. Ces différentes paramétrisations, utilisées pour les simulations, sont discutées dans le chapitre 3.

C.1 Le Drell-Yan

Description	paramètre Pythia	valeur
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)
PDF	MSTP(51)	CTEQ5M1
Sélection d'un processus global	MSEL	0
Sélection individuelle	MSUB(1)	1
Considère photon virtuel	MSTP(43)	1
Largeur du k_T	PARP(91)	$1,5$ GeV/c
Coupure basse sur Q^2	CKIN(1)	$1,3$ GeV

Tab. C.1 - Paramètres de simulation utilisés pour la génération du Drell-Yan.

[1] http ://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html

C.2 La production de quarks lourds

C.2.1 Le charme ouvert

Description	paramètre PYTHIA	valeur
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)
PDF	MSTP(51)	CTEQ5M1
Masse du quark c	PMAS(4,1)	$1,25$ GeV/c^2
Largeur du k_T	PARP(91)	$1,5$ GeV/c
Coupure basse sur Q^2	CKIN(1)	$1,3$ GeV
Valeur du facteur K	MSTP(31)	$3,5$

TAB. C.2 - Paramètres de simulation utilisés pour la génération du charme ouvert. Cette paramétrisation est issue de [141].

C.2.2 La beauté ouverte

Description	paramètre PYTHIA	valeur
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	2 ($Q^2 = p_T^2 + m_Q^2$)
PDF	MSTP(51)	CTEQ5M1
Masse du quark b	PMAS(5,1)	$4,75$ GeV/c^2
Largeur du k_T	PARP(91)	2 GeV/c
Coupure haute pour le k_T	PARP(93)	5 GeV/c
Coupure basse sur Q^2	CKIN(1)	$1,3$ GeV

TAB. C.3 - Paramètres de simulation utilisés pour la génération de la beauté ouverte. Cette paramétrisation est inspirée de celle utilisée par la collaboration ALICE [151].

C.3 Les résonances

C.3.1 Le J/ψ

Description	paramètre PYTHIA	valeur
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)
PDF	MSTP(51)	GRV94L
Sélection d'un processus global	MSEL	0
Sélection individuelle	MSUB	86,87,88,89,104,105,106,107,108

TAB. C.4 - Paramètres de simulation utilisés pour la génération de la résonance J/ψ. Le $\psi^{'}$ peut être obtenu de manière identique après modification de la masse, de la largeur de la résonance et des rapports d'embranchement.

C.3.2 Le Υ

Description	paramètre PYTHIA	valeur
Échelle de QCD : Q^2	MSTP(32)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)
PDF	MSTP(51)	GRV94L
Sélection d'un processus global	MSEL	0
Sélection individuelle	MSUB	86,88,89,105,106,107,108
$J/\psi \rightarrow \Upsilon(1S)$	KFPR(86,1)	553
$\chi_{0c} \rightarrow \chi_{0b}$	KFPR(87,1)	10551
$\chi_{1c} \rightarrow \chi_{1b}$	KFPR(88,1)	20553
$\chi_{2c} \rightarrow \chi_{2b}$	KFPR(89,1)	555
$\chi_{0c} \rightarrow \chi_{0b}$	KFPR(104,1)	10551
$\chi_{2c} \rightarrow \chi_{2b}$	KFPR(105,1)	555
$J/\psi \rightarrow \Upsilon(1S)$	KFPR(106,1)	553
$J/\psi \rightarrow \Upsilon(1S)$	KFPR(107,1)	553
$J/\psi \rightarrow \Upsilon(1S)$	KFPR(108,1)	553
$\lvert R(0)\rvert^2$	PARP(38)	$15,73$ GeV^3
$\lvert R^{'}(0)\rvert^2$	PARP(39)	$0,135$ GeV^3

TAB. C.5 - Paramètres de simulation utilisés pour la génération de la résonance Υ(1S). La simulation se fait en reprenant les processus de production des mésons charmés et en imposant l'obtention de mésons beaux grâce à la commande KFPR : le méson charmé correspondant au processus désigné en premier argument est remplacé par un méson beau. La génération des états excités du Υ se fait de manière identique (en modifiant néanmoins certains paramètres comme la masse, la largeur de la résonance et certains rapports d'embranchement).

Annexe D

Graphes complémentaires

Afin de ne pas surcharger le corps du document, un certain nombre de graphes, non essentiels au discours, ont été placés dans cette annexe. Ces graphes ont été extraits des chapitres 3 et 4. Comme graphes complémentaires au chapitre 3, on trouvera dans cette annexe :

- les distributions en masse invariante du charme ouvert, DY et beauté ouverte obtenues à la sortie de PYTHIA ;
- les fonctions de réponses pour le bras Sud des signaux charme ouvert et DRELL-YAN ;
- des graphes portant sur la comparaison de PYTHIA effectuée avec des données du Tevatron.

Quant aux graphes provenant du chapitre 4, on donnera des spectres dimuons ajustés utilisant différents *binings* et pour les deux méthodes de soustraction du bruit de fond (avec et sans lissage). Toute la statistique a été utilisée (somme des données des *runs* 3 et 4). Les résultats de ces ajustements ont été utilisés et discutés dans le chapitre 4.

D.1 Distribution en masse invariante obtenue à la sortie de PYTHIA

Les distributions en masse invariante obtenue à la sortie de PYTHIA sont présentées figure D.1, figure D.2 et figure D.3 pour le charme, le DRELL-YAN et la beauté respectivement. Elles sont données à titre de comparaison avec les formes obtenues (cf. § 3.3.1 page 95) après reconstruction complète par le logiciel de PHENIX.

D.2 Comparaison de PYTHIA avec des données « hautes énergies » provenant du Tevatron

Dans le chapitre 3, nous avons présenté une comparaison entre une génération de charme ouvert utilisant PYTHIA à des données hautes énergies. Cette comparaison a été discutée dans la partie § 3.2.3.1 de ce chapitre. Cette comparaison s'est effectuée en comparant la production et la forme des spectres en p_T des mésons D^0, D^+, D^{*+} et D_s^+. Les résultats pour les mésons D^0 et D^+ ont été insérés dans le chapitre 3. Ceux concernant les mésons D^{*+} et D_s^+ sont donnés ici figure D.4 et figure D.5 page 160.

D.3 Fonctions de réponses pour le bras Sud

Les fonctions de réponses pour le bras Sud – figure D.6 et figure D.7 pour le charme et le DRELL-YAN respectivement – sont très semblables à celle obtenues pour le bras Nord. Elles permettent néanmoins de remarquer la meilleure résolution obtenue avec le bras Nord. Les fonctions de réponse pour le bras Nord ont été placées dans le chapitre 3.3.2.

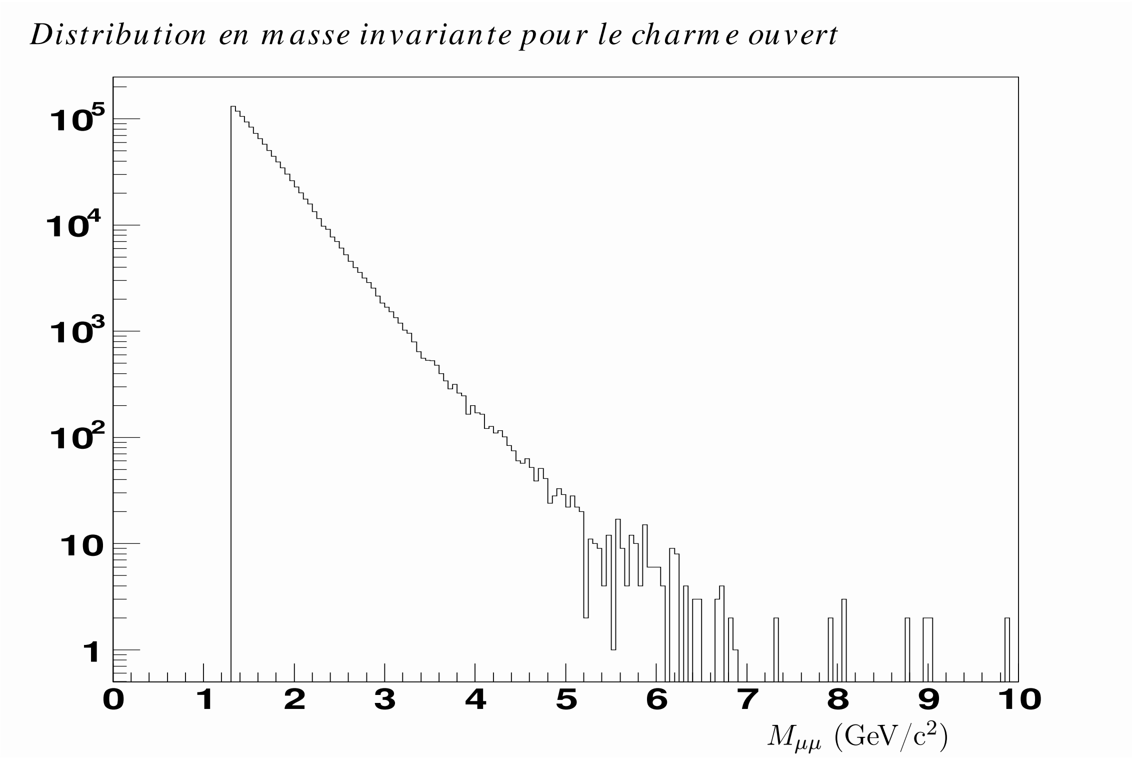


Fig. D.1 - Distribution en masse invariante obtenue à la sortie de Pythia pour le charme ouvert.

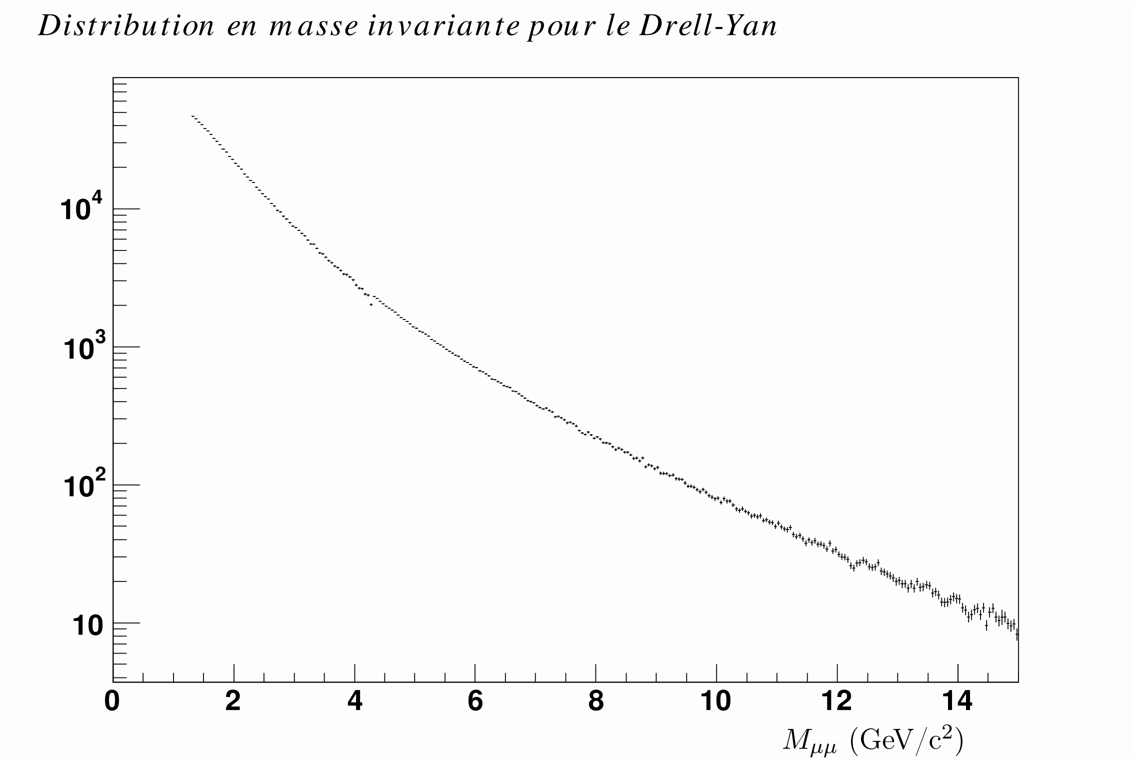


Fig. D.2 - Distribution en masse invariante obtenue à la sortie de Pythia pour le Drell-Yan.

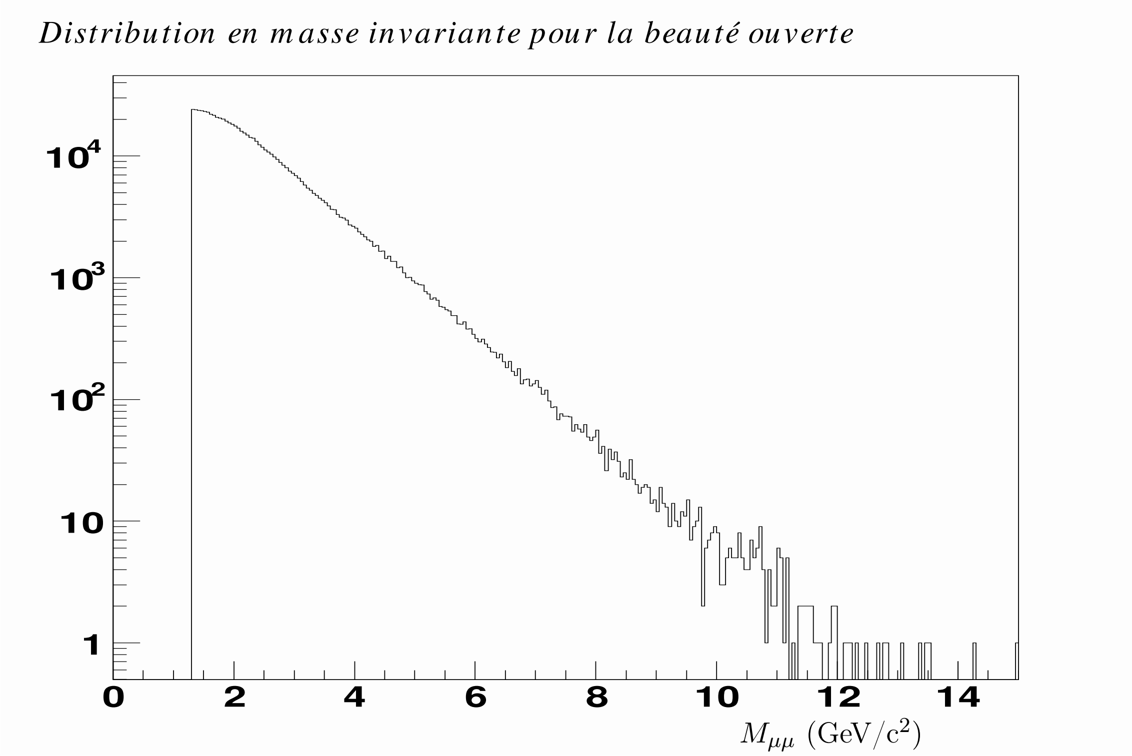


FIG. D.3 - Distribution en masse invariante obtenue à la sortie de PYTHIA pour la beauté ouverte.

D.4 Spectre en dimuons ajustés

Les différents ajustements réalisés dans différentes conditions de *binings* et soustraction de bruit de fond sont présentés. Ces ajustements s'étendent sur trois pages, une page par type de *bining*. Sur chaque page, le graphe du haut a été réalisé par soustraction brute de la distribution des paires de même signe, le graphe du bas a, quant à lui, été obtenu après soutraction du bruit de fond lissé.

- la page 163 présente les ajustements obtenus pour le premier jeu de *bins* ;
- la page 164 présente les ajustements obtenus pour le second jeu de *bins* ;
- la page 165 présente les ajustements obtenus pour le dernier jeu de *bins*.

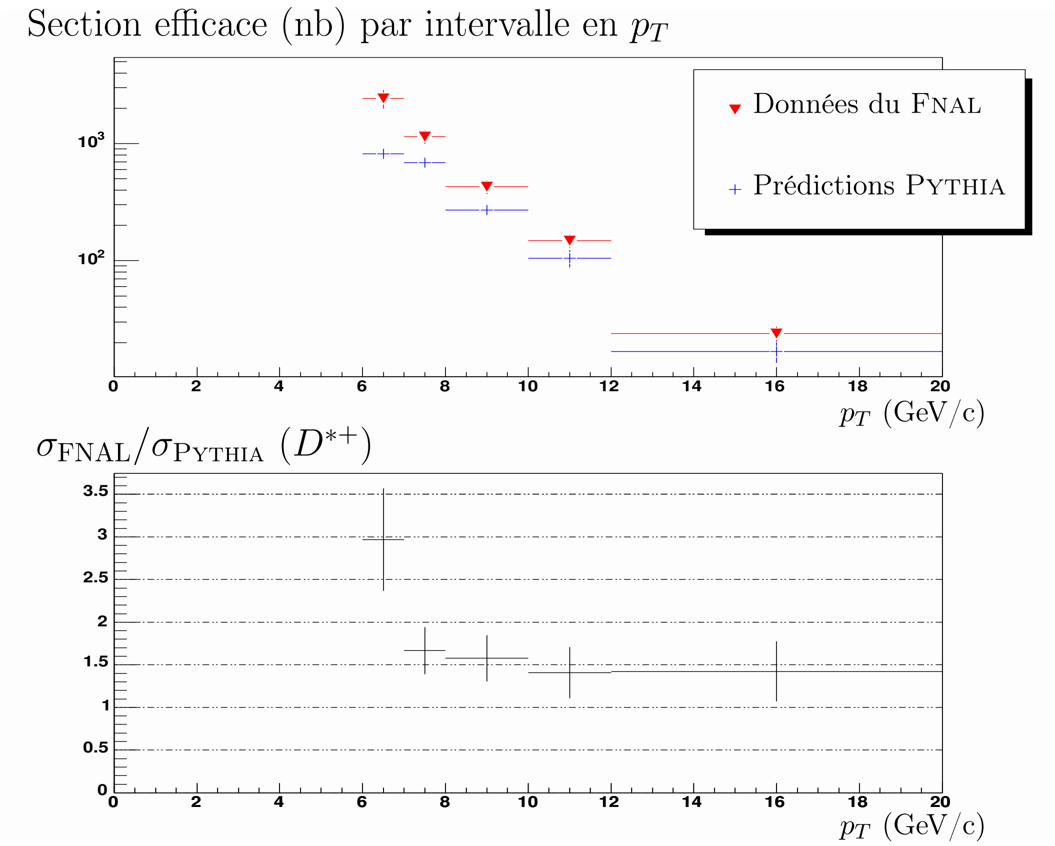


FIG. D.4 - Comparaison entre les sections efficaces de production, par tranche en p_T, du méson D^{*+} observées au Tevatron [146] et les prédictions de PYTHIA.

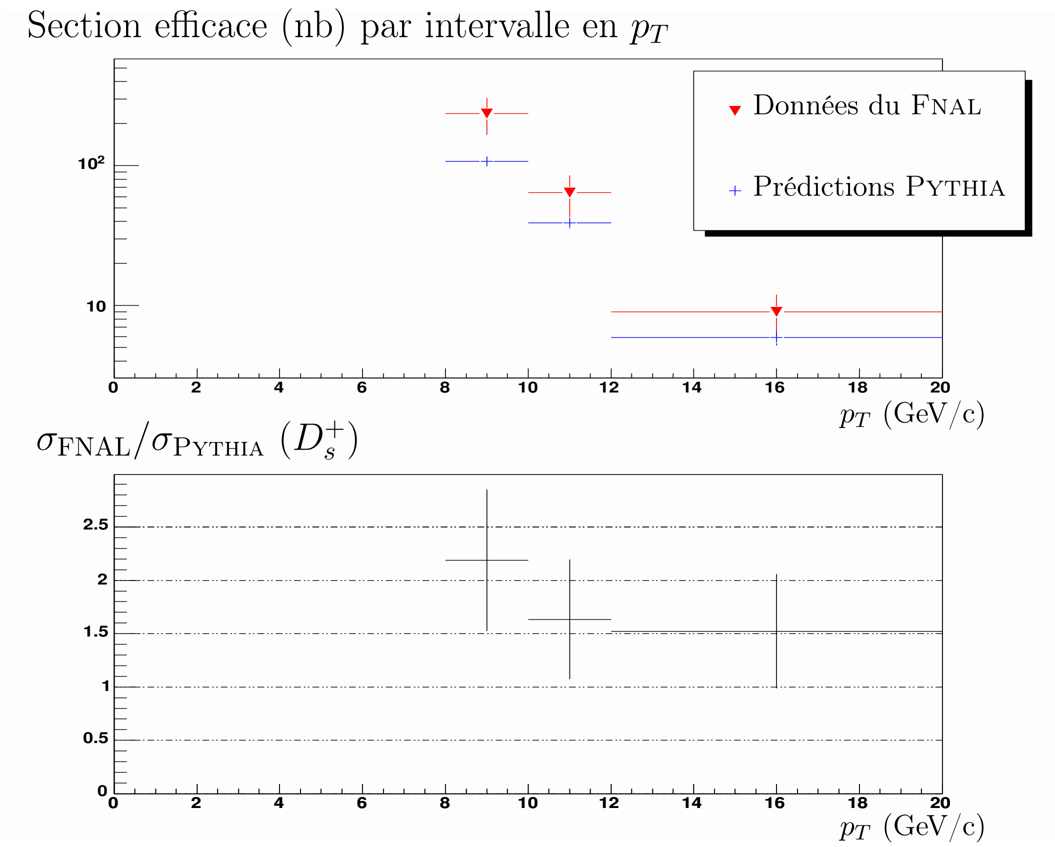


FIG. D.5 - Comparaison entre les sections efficaces de production, par tranche en p_T, du méson D_s^+ observées au Tevatron [146] et les prédictions de PYTHIA.

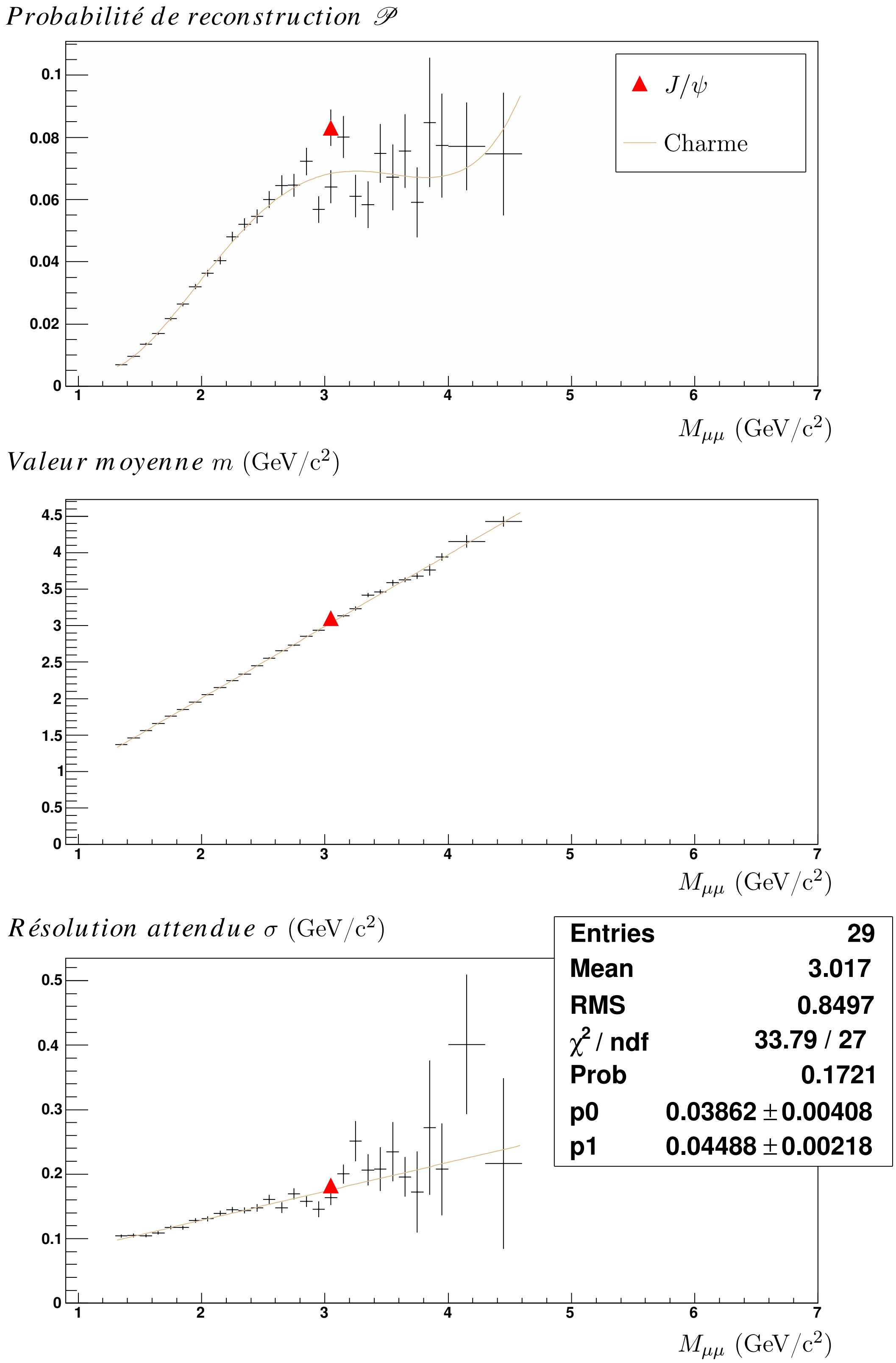


FIG. D.6 - Fonction de réponse du spectromètre Sud au charme ouvert. Le graphe du haut donne la probabilité qu'un événement dimuon DRELL-YAN de masse donnée M soit reconstruit, le graphe du bas donne la résolution attendue pour un ensemble d'événements reconstruits de masse M. Le graphe du milieu donne la correspondance entre un lot d'événement de masse M (ordonnée) avant reconstruction et la valeur moyenne m (abscisse) de la centroïde après recontruction. À titre de comparaison, les données pour le J/ψ (triangle) ont également été portées (ses incertitudes, faibles, sont masquées par le marqueur).

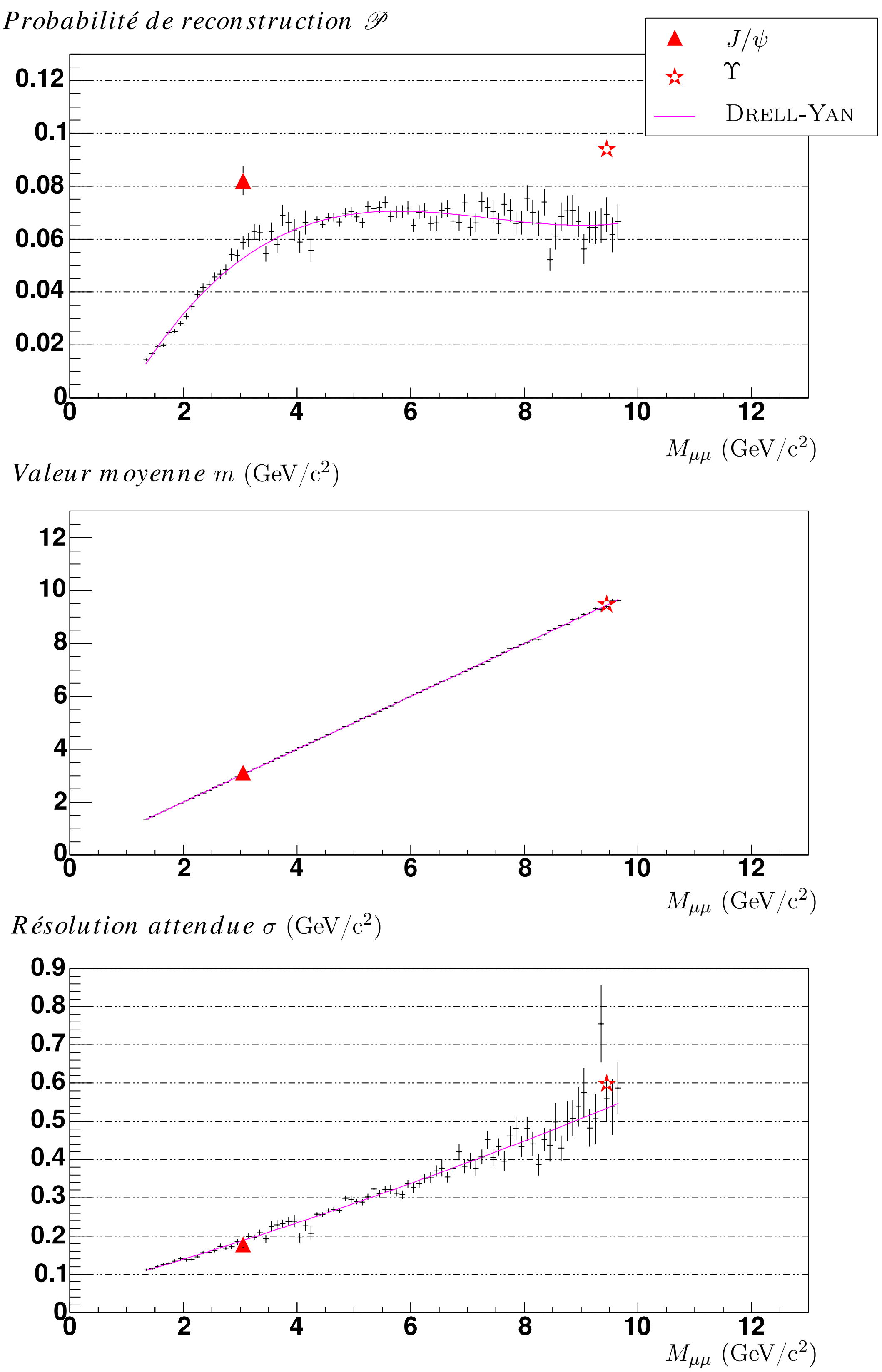


FIG. D.7 - Fonction de réponse du spectromètre Sud au signal DRELL-YAN. Le graphe du haut donne la probabilité qu'un événement dimuon DRELL-YAN de masse donnée M soit reconstruit, le graphe du bas donne la résolution attendue pour un ensemble d'événements reconstruits de masse M. Le graphe du milieu donne la correspondance entre un lot d'événement de masse M (ordonnée) avant reconstruction et la valeur moyenne m (abscisse) de la centroïde après recontruction. À titre de comparaison, les données pour le J/ψ (triangle) et le Υ (étoile) ont également été portées. Les incertitudes relatives au Υ, faibles, sont masquées par le marqueur.

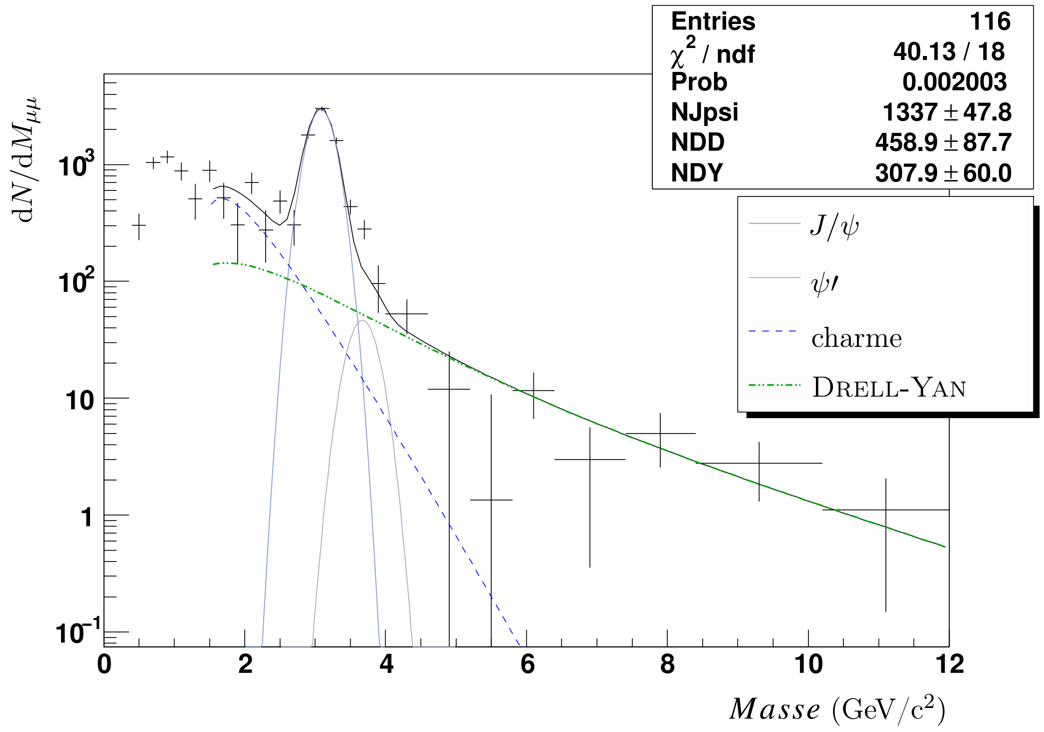


Fig. D.8 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 1 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et Drell-Yan.

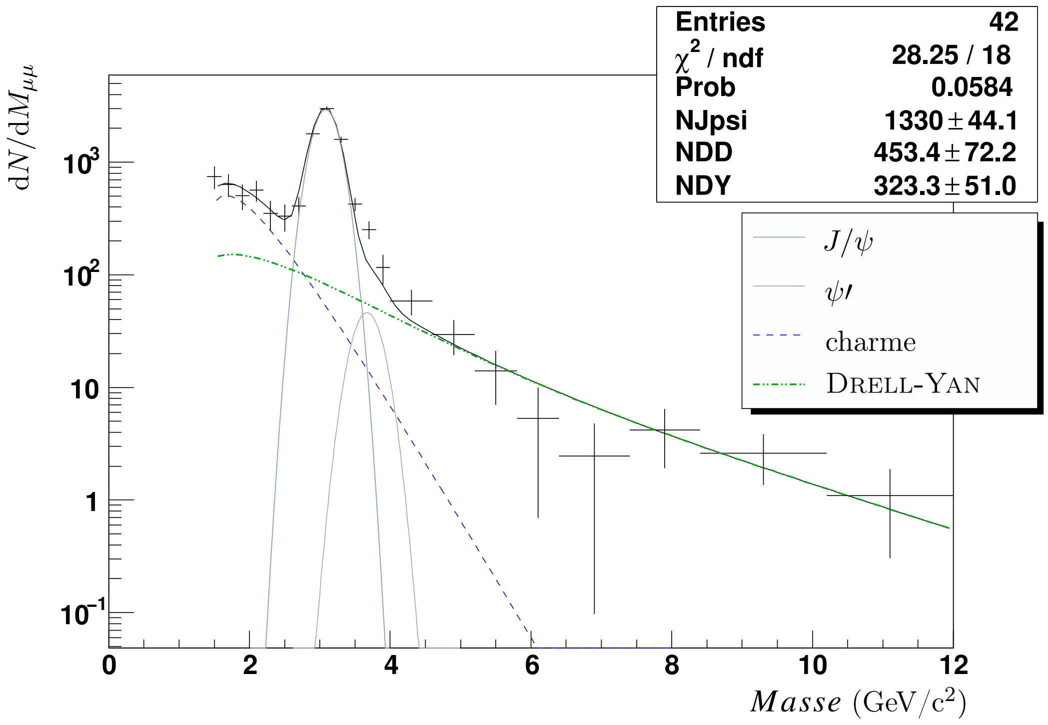


Fig. D.9 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 1 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est obtenu par lissage de la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et Drell-Yan.

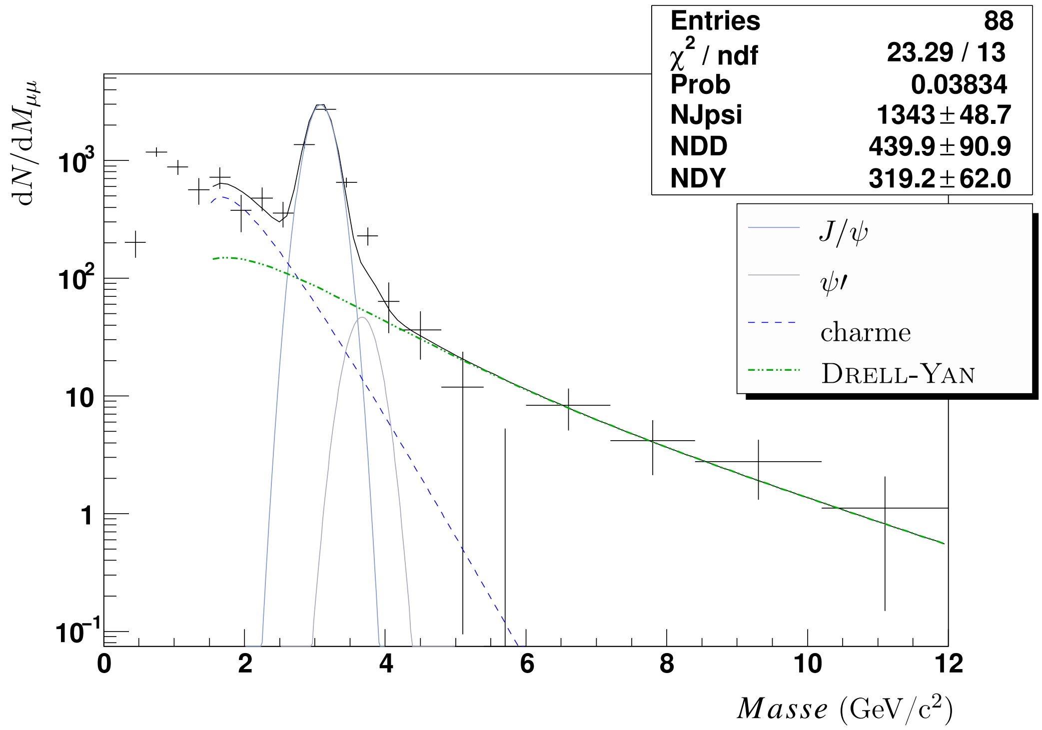


FIG. D.10 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 2 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et DRELL-YAN.

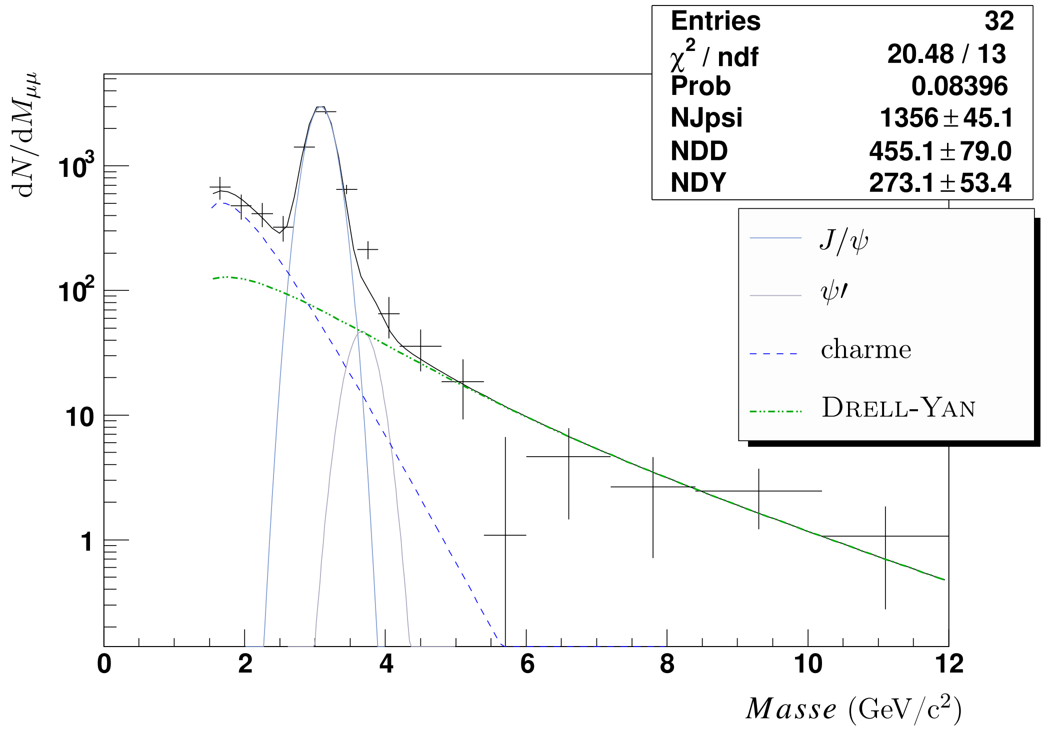


FIG. D.11 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 2 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est obtenu par lissage de la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et DRELL-YAN.

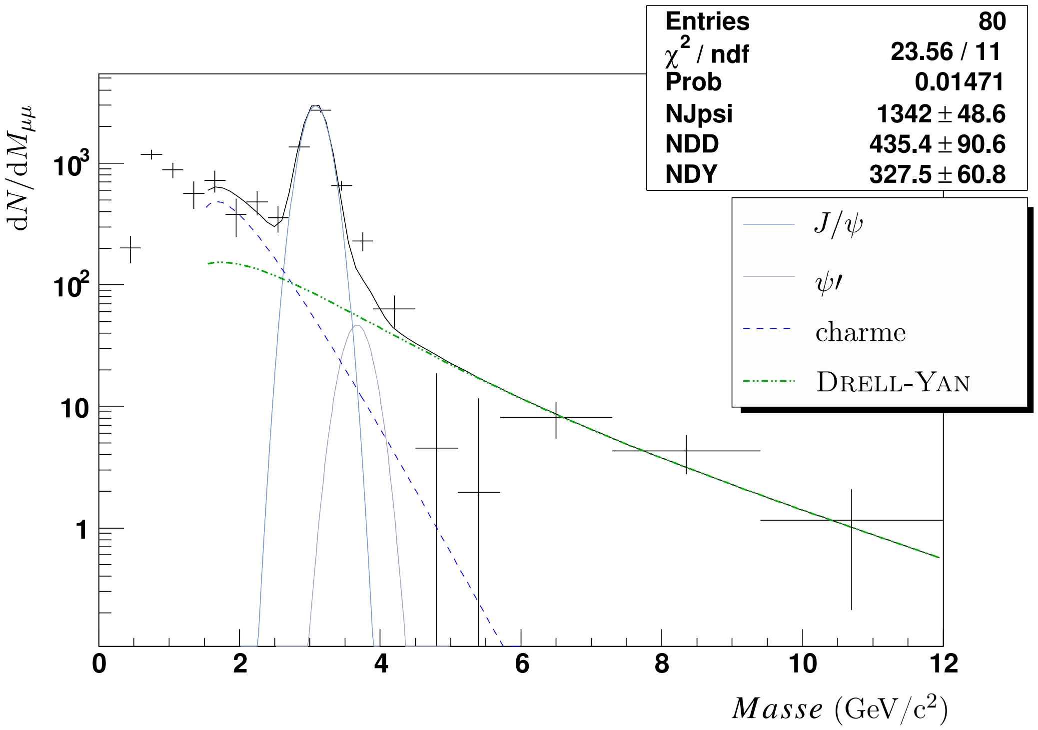


FIG. D.12 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 3 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et DRELL-YAN.

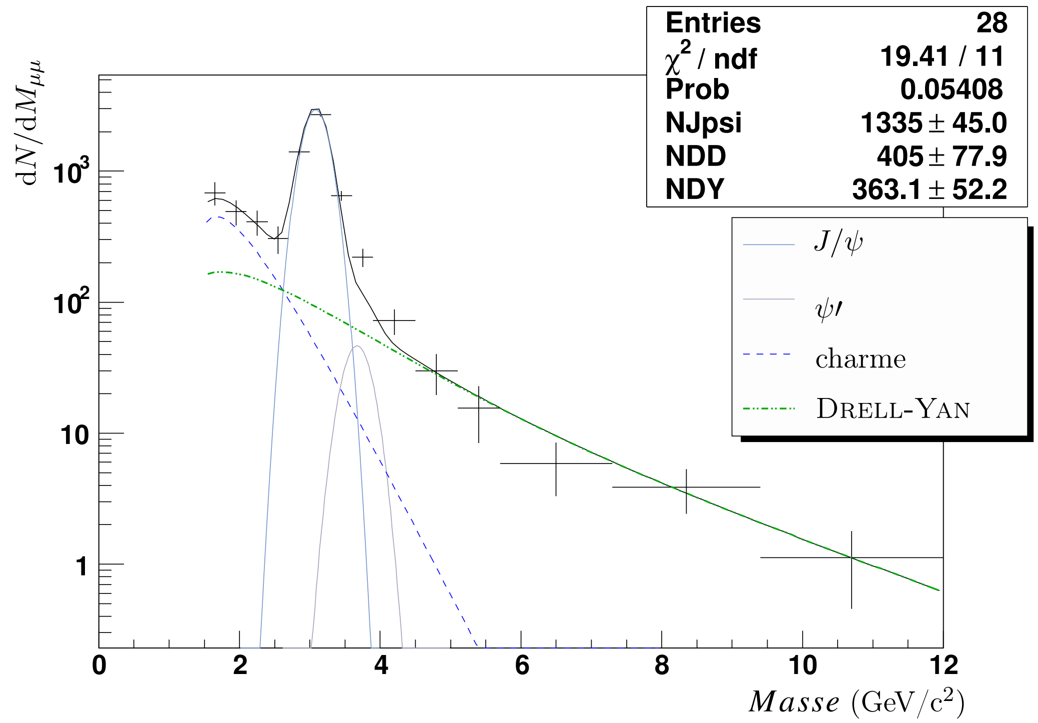


FIG. D.13 - Ajustement du spectre en dimuon obtenu avec le *bining* 3 (et la somme des données des *runs* 3 et 4), le bruit de fond est obtenu par lissage de la distribution brute des paires de même signe. Les paramètres libres de la gaussienne d'ajustement sont le nombre d'événements en J/ψ, charme et DRELL-YAN.

Annexe E

Définition des sigles utilisés

AGS *Alternating Gradient Synchrotron*
: Synchrotron situé au BNL qui fut principalement dédié à l'étude des collisions d'ions lourds. Il permet actuellement l'accélération des ions avant leur injection dans RHIC.

ALICE *A Large Ion Collider Experiment*
: Expérience située au futur collisionneur LHC du CERN et dédiée principalement à l'étude de la production des quarks lourds pour différents types de collisions : $p+p$, $p+A$ et $A+A$. Expérience proche et dans la continuité de PHENIX mais à une énergie supérieure, de l'ordre de $5,5$ TeV en collisions $Pb+Pb$ et 14 TeV en mode $p+p$.

BBC *Beam Beam Counter*
: Détecteur fondamental pour l'expérience PHENIX. Il permet la détermination de la position du vertex de la collision et, associé avec le ZDC, de sa centralité. C'est le BBC qui délivre les signaux de déclenchement (BBCLL1) pour la sélection et l'acquisition des événements.

BBCLL1 *Beam Beam Counter Local Level 1*
: Élément fondamental du système de sélection des événements de PHENIX. C'est le signal qu'un événement a franchi les critères de sélection en terme de position du vertex.

BLT *Blue Logic Trigger*
: Algorithme de sélection des événements dimuon du MuId.

BNL *Brookhaven National Laboratory*
: Laboratoire américain situé sur Long Island, près de New-York City, où a été construit RHIC.

BRAHMS *Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer*
: BRAHMS est l'une des expériences actuellement en fonctionnement au RHIC.

CDF *Collider Detector at Fermi laboratory*
: C'est l'une des expériences installées auprès du Tevatron.

CEM *Color Evaporation Model*
: Modèle phénoménologique de formation des résonances, cf. § 1.5.3.

COM *Color Octet Model*
: Modèle phénoménologique de formation des résonances, plus abouti que les CEM et CSM, cf. § 1.5.3.

CSM *Color Singlet Model*
: Modèle phénoménologique de formation des résonances, cf. § 1.5.3.

CERN Centre Européen pour la Recherche Nucléaire

CGC *Color Glass Condensate*

Modèle phénoménologique qui décrit le processus de saturation en gluons des noyaux à petits x [51, 50]. Cette saturation est un prérequis pour la compréhension de l'état initial des noyaux avant collision cf. § 1.3.2.

CPA *Cathode Pre-Amp*

Pré-amplificateurs situés sur chaque carte d'acquisition (cartes CROC) du *Front End Electronics* dont la fonction est d'amplifier le signal lu sur les cathodes du MuTr.

CROC *Cathode Read Out Card*

Carte de lecture des cathodes du MuTr.

CTEQ *Coordinated Theoretical/Experimental Project on QCD Phenomenology and Tests of the Standard Model*

La collaboration CTEQ établit des fonctions de structure partonique basées sur une analyse précise dans le cadre de QCD des données expérimentales les plus récentes.

DCM *Data Collection Module*

Modules destinés à la collection des données numérisées d'un événement, données inhérentes à un sous-détecteur ou à un ensemble de sous-détecteurs de PHENIX. Les différents modules transmettent ensuite les données au « constructeur d'événement » pour l'intégration des données des différents sous-systèmes en un événement unique contenant toutes les informations de tous les sous-systèmes utilisés.

DGLAP Dokshitzer Gribov Lipatov Altarelli Parisi

Équations DGLAP, encore nommées équations d'évolution de QCD. Ces équations définissent l'évolution d'une observable, même en dehors du domaine d'application du développement perturbatif. Elles permettent donc la détermination de la valeur de l'observable, bien que celle-ci ne soit pas calculable par un développement perturbatif.

DAQ *Data AcQuisition*

La DAQ est le système, à la fois logiciel et matériel, permettant l'acquisition des données expérimentales.

DST *Data Storage Tape*

Format des données avant reconstruction et analyse de celles-ci.

EKRT Eskola Kajantie Ruuskanen Tuominen

Le modèle EKRT décrit la production de la multiplicité des particules chargées en collisions d'ions lourds en se basant sur une saturation partonique dans l'état final [181].

EKS Eskola Kolhinen Salgado

Paramétrisation des fonctions de distribution partonique incluant des effets de *shadowing* [182], utilisé notamment dans l'étude des effets nucléaires observés à RHIC.

EMC *European Muon Collaboration*

Nom de la collaboration qui a mise en évidence la chute de la densité gluonique au sein des noyaux pour $x \sim 1$. Cette caractéristique est dénommée par « effet EMC ».

FEE *Front End Electronics*

Électronique frontale de lecture d'un détecteur. Elle collecte les informations brutes provenant du détecteur, les stocke temporairement puis les envoie pour stockage définitif si l'événement a été retenue par le système de sélection (système de déclenchement ou « trigger »).

Fnal *Fermi NAtional Laboratory*

Le Fnal est le laboratoire américain où a été construit le Tevatron, collisioneur $p + \bar{p}$. Il est situé près de Chicago, aux USA.

FONLL *Fixed Order Next To Leading Logarithm*

Pour l'étude théorique de la production de particules de hauts p_T, la prise en compte des processus à l'ordre suivants ne suffit pas. Il est également nécessaire de tenir compte de termes qui étaient négligeables pour les faibles p_T. La méthode est décrite dans [91].

GL1 *Global Level 1*

Un ensemble de détecteurs (dits de niveau 1) définit l'intérêt physique de chaque événement. GL1 synthétise les informations de ces sous-détecteurs et envoie l'ordre de garder l'événement si celui-ci a franchi les critères de sélection.

GTM *Granule Timing Module*

Les sous-détecteurs de PHENIX sont regroupés en groupe appelé « granule ». Chaque granule dispose d'un GTM qui assure la synchronisation des sous-détecteurs avec l'horloge interne à RHIC et délivre l'ordre de lire les différents canaux des détecteurs appartenant au granule.

HPSS *High Performance Storage System*

Système de stockage de données de très grande capacité.

ISR *Intersection Storage Rings*

Les ISR sont situés au CERN mais ne sont plus utilisés actuellement.

KLN Kharzeev Nardi Levin

Modèle théorique basé sur le condensat de verre de couleur CGC [57] permettant de reproduire l'évolution de la multiplicité observée à RHIC.

Linac *LINear ACcelerator*

Le Linac permet l'accélération des protons avant leur entrée dans l'AGS.

LHC *Large Hadron Collider*

Futur collisionneur actuellement en construction au CERN.

MTM *Master Timing Module*

Le *Master Timing Module* assure la synchronisation de l'ensemble des détecteurs de PHENIX via les GTMs dédiés aux différents granules. Le MTM est lui-même synchronisé avec l'horloge interne de RHIC.

MuId *Muon Identifier*

Acronyme anglophone pour désigner les identificateurs à muons de PHENIX.

MuTr *Muon Tracker*

Acronyme anglophone pour désigner les trajectomètres à muons de PHENIX.

MVD *Multiplicity Vertex Detector*

Détecteur de vertex de PHENIX.

NLO *Next to Leading Order*

Lors d'un développement en perturbation, les termes NLO (termes suivants les termes dominants) désignent les termes à l'ordre α_s^2, supposés négligeables à ceux en α_s si le développement est justifié, c'est-à-dire si $\alpha_s \gtrsim 0$.

NTC *Normalization Trigger Counter*

Associé au BBC, le NTC améliore l'efficacité de ce dernier pour les collisions à faible multiplicité.

PDF *Parton Distribution Function*

Une PDF définit, en terme de probabilité de présence, le contenu en quarks d'un nucléon en fonction de l'énergie à laquelle celui-ci est sondé.

PHENIX *Pioneering High Energy Nuclear and Ion eXperiment*
Avec STAR, une des plus grosses expériences de RHIC.

PHOBOS PHOBOS n'est pas un acronyme
Une des quatre expériences de RHIC.

picoDST *pico Data Storage Tape*
Format des fichiers de données après reconstruction complète. Les données dans ce format sont prêtes à être analysées et ne nécessitent pas de bibliothèque informatique particulière pour leur lecture.

PISA *PHENIX Integrated Simulation pAckage*
Logiciel simulant la réponse du détecteur PHENIX grâce à l'implémentation de sa configuration au sein du logiciel GEANT 3.

PRDF *PHENIX Raw Data Format*
Format des données brutes de PHENIX obtenu à la sortie de l'acquisition. Les données proviennent du « constructeur d'événement » (*event builder*) et sont stockées sur cassettes dans HPSS.

QCD *Quantum ChromoDynamics*
Théorie quantique des champs de l'interaction forte. Une description relativement détaillée de celle-ci peut être trouvée, entre autres, dans [13, 14]. C'est la théorie sous-jacente à la théorie du plasma de quarks et de gluons.

QED *Quantum ElectroDynamics*
Théorie quantique des champs de l'interaction électromagnétique [2].

RHIC *Relativistic Heavy Ion Collider*
Le RHIC est un collisionneur d'ions lourds situé au BNL, New-York, USA.

SLAC *Stanford Linear ACcelerator*
Accélérateur linéaire situé à l'université de Stanford, Californie, USA.

SPS *Super Proton Synchrotron*
Ancien collisionneur d'ions lourds situé au CERN. Il servira à l'accélération des ions avant leur injection dans le futur LHC.

STAR *Solenoid Traker At Rhic*
L'une des plus grosses expériences actuellement en fonctionnement à RHIC (avec PHENIX.)

TPC *Time Projection Chamber*
Chambre à projection temporelle.

ZDC *Zero Degree Calorimeter*
Détecteur dédié à la détection des neutrons et utilisé, dans PHENIX, pour le contrôle de la luminosité délivrée à l'expérience.

Table des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

[1] L. H. Ryder, *Quantum Field Theory* (Cambridge University Press, 1985).

[2] M. E. Peskin et D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley Publishing Company, 1995).

[3] J. L. Rosner, Am. J. Phys. **71**, 302 (2003), hep-ph/0206176.

[4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).

[5] A. Salam, Elementary Particle Theory, Actes du Symposium sur les Nobels, tenu en 1968 à Lerum, Suisse, édité par N. Svartholm, Stockholm 1968, 367-377.

[6] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).

[7] M. Gell-Mann et Y. Ne'eman, *The Eightfold Way : A Theory Of Strong Interaction Symmetry* (W.A. Benjamin, Inc., 1964).

[8] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. **13**, 598 (1964).

[9] R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).

[10] J. D. Bjorken, Invited paper at the Amer. Phys. Soc. New York Meeting, Feb 3, 1969.

[11] C.-N. Yang et R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).

[12] W. J. Marciano et H. Pagels, Phys. Rep. C **36**, 137 (1978).

[13] T. Muta, Foundations of quantum chromodynamics - an introduction to perturbative methods in gauge theories, World Scientific, Lectures Notes in Physics - Vol 5.

[14] W. Greiner et A. Schäfer, *Quantum Chromodynamics* (Springer, 1995).

[15] D. E. Kharzeev et J. Raufeisen, (2002), nucl-th/0206073.

[16] D. Kharzeev, Nucl. Phys. **A699**, 95 (2002), nucl-th/0107033.

[17] P. Jacobs et X.-N. Wang, (2004), hep-ph/0405125.

[18] T. Schafer et E. V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 323 (1998), hep-ph/9610451.

[19] Particle Data Group, S. Eidelman *et al.*, Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

[20] T. D. Lee et G. C. Wick, Phys. Rev. **D9**, 2291 (1974).

[21] J. C. Collins, D. E. Soper, et G. Sterman, Nucl. Phys. **B261**, 104 (1985).

[22] M. Cacciari, P. Nason, et R. Vogt, (2005), hep-ph/0502203.

[23] H. Satz, Rept. Prog. Phys. **63**, 1511 (2000), hep-ph/0007069.

[24] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, et V. I. Zakharov, Nucl. Phys. **B147**, 385 (1979).

[25] U. W. Heinz, (2004), hep-ph/0407360.

[26] H. Satz, Fortsch. Phys. **50**, 541 (2002), hep-ph/0201051.

[27] F. Karsch, Lect. Notes Phys. **583**, 209 (2002), hep-lat/0106019.

[28] Z. Fodor, Nucl. Phys. **A715**, 319 (2003), hep-lat/0209101.

[29] K. Rajagopal et F. Wilczek, (2000), hep-ph/0011333.

[30] E. Laermann et O. Philipsen, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **53**, 163 (2003), hep-ph/0303042.

[31] F. Karsch et E. Laermann, (2003), hep-lat/0305025.

[32] B. Svetitsky et L. G. Yaffe, Nucl. Phys. **B210**, 423 (1982).

[33] S. Digal, E. Laermann, et H. Satz, Eur. Phys. J. **C18**, 583 (2001), hep-ph/0007175.

[34] CP-PACS, A. Ali Khan *et al.*, Phys. Rev. **D63**, 034502 (2001), hep-lat/0008011.

[35] F. Karsch, E. Laermann, et A. Peikert, Nucl. Phys. **B605**, 579 (2001), hep-lat/0012023.

[36] Z. Fodor et S. D. Katz, JHEP **03**, 014 (2002), hep-lat/0106002.

[37] M. A. Stephanov, K. Rajagopal, et E. V. Shuryak, Phys. Rev. **D60**, 114028 (1999), hep-ph/9903292.

[38] F. Weber, (2004), astro-ph/0407155.

[39] R. W. Robinett, (1995), hep-ph/9506230.

[40] G. Bunce, N. Saito, J. Soffer, et W. Vogelsang, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50**, 525 (2000), hep-ph/0007218.

[41] L. C. Bland, AIP Conf. Proc. **675**, 98 (2003), hep-ex/0212013.

[42] PHENIX, K. Adcox *et al.*, (2004), nucl-ex/0410003.

[43] D. d'Enterria, (2004), nucl-ex/0406012.

[44] K. J. Eskola, (1999), hep-ph/9911350.

[45] E-802, L. Ahle *et al.*, Phys. Lett. **B332**, 258 (1994).

[46] NA49, S. Margetis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3814 (1995).

[47] Y. Schutz, J. Phys. **G30**, S903 (2004).

[48] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D **27**, 140 (1983).

[49] P. F. Kolb, Heavy Ion Phys. **21**, 243 (2004), nucl-th/0304036.

[50] M. Gyulassy et L. McLerran, Nucl. Phys. **A750**, 30 (2005), nucl-th/0405013.

[51] L. McLerran, (2003), hep-ph/0311028.

[52] T. Celik, F. Karsch, et H. Satz, Phys. Lett. **B97**, 128 (1980).

[53] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, et P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **B535**, 351 (1998), hep-ph/9802350.

[54] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, et R. Vogt, Nucl. Phys. **A696**, 729 (2001), hep-ph/0104124.

[55] J.-P. Blaizot, Nucl. Phys. **A661**, 3 (1999), hep-ph/9909434.

[56] P. F. Kolb, J. Sollfrank, et U. W. Heinz, Phys. Rev. **C62**, 054909 (2000), hep-ph/0006129.

[57] D. Kharzeev et E. Levin, Phys. Lett. **B523**, 79 (2001), nucl-th/0108006.

[58] D. Kharzeev, E. Levin, et L. McLerran, Phys. Lett. **B561**, 93 (2003), hep-ph/0210332.

[59] PHENIX, S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072303 (2003), nucl-ex/0306021.

[60] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 072304 (2003), nucl-ex/0306024.

[61] Workshop of transverse dynamics at rhic, 6-8 mars 2003, http ://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/publish.rak/workshop/int/program_TD.html.

[62] X.-N. Wang, Phys. Lett. **B579**, 299 (2004), nucl-th/0307036.

[63] K. Filimonov, J. Phys. **G30**, S919 (2004), nucl-ex/0403060.

[64] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. **B178**, 416 (1986).

[65] R. Vogt, Phys. Rept. **310**, 197 (1999).

[66] S. Digal, P. Petreczky, et H. Satz, Phys. Rev. **D64**, 094015 (2001), hep-ph/0106017.

[67] C.-Y. Wong, Phys. Rev. **C65**, 034902 (2002), nucl-th/0110004.

[68] NA50, B. Alessandro *et al.*, Eur. Phys. J. **C39**, 335 (2005), hep-ex/0412036.

[69] NA50, M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B477**, 28 (2000).

[70] A. Capella et D. Sousa, (2003), nucl-th/0303055.

[71] S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky, et I. Wetzorke, Phys. Rev. **D69**, 094507 (2004), hep-lat/0312037.

[72] M. Asakawa et T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **92**, 012001 (2004), hep-lat/0308034.

[73] R. L. Thews, M. Schroedter, et J. Rafelski, Phys. Rev. **C63**, 054905 (2001), hep-ph/0007323.

[74] R. L. Thews, J. Phys. **G31**, S641 (2005), hep-ph/0412323.

[75] R. L. Thews, (2005), hep-ph/0504226.

[76] P. Braun-Munzinger, I. Heppe, et J. Stachel, Phys. Lett. **B465**, 15 (1999), nucl-th/9903010.

[77] P. Braun-Munzinger et J. Stachel, Phys. Lett. **B490**, 196 (2000), nucl-th/0007059.

[78] A. P. Kostyuk, M. I. Gorenstein, H. Stoecker, et W. Greiner, Phys. Lett. **B531**, 195 (2002), hep-ph/0110269.

[79] A. P. Kostyuk, (2003), hep-ph/0306123.

[80] M. I. Gorenstein, A. P. Kostyuk, L. D. McLerran, H. Stoecker, et W. Greiner, (2000), hep-ph/0012292.

[81] A. P. Kostyuk, M. I. Gorenstein, H. Stoecker, et W. Greiner, Phys. Rev. **C68**, 041902 (2003), hep-ph/0305277.

[82] P. Crochet, (2005), nucl-ex/0503008.

[83] *PHENIX results on J/ψ production in $Au + Au$ and $Cu + Cu$ collisions at $\sqrt{s}$=200 GeV*, 2005, H. Pereira Da Costa, Quark Matter 2005, Budapest, Hongrie.

[84] J. Cleymans et K. Redlich, Phys. Rev. Lett. **81**, 5284 (1998), nucl-th/9808030.

[85] S. Grigoryan, communication privée, 2005.

[86] M. Bedjidian *et al.*, (2003), hep-ph/0311048.

[87] C.-Y. Wong, *Introduction To High-Energy Heavy Ion Collisions* (World Scientific, 1994).

[88] P. Nason, S. Dawson, et R. K. Ellis, Nucl. Phys. **B303**, 607 (1988).

[89] M. L. Mangano, P. Nason, et G. Ridolfi, Nucl. Phys. **B405**, 507 (1993).

[90] Hard Probe, R. Vogt, Int. J. Mod. Phys. **E12**, 211 (2003), hep-ph/0111271.

[91] M. Cacciari, M. Greco, et P. Nason, JHEP **05**, 007 (1998), hep-ph/9803400.

[92] PHENIX, S. S. Adler, (2005), hep-ex/0508034.

[93] STAR, J. Adams *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 062301 (2005), nucl-ex/0407006.

[94] H. Fritzsch, Phys. Lett. **B67**, 217 (1977).

[95] M. Glück, J. F. Owens, et Reya E., Phys. Lett. **D17**, 2324 (1978).

[96] V. D. Barger, W. Y. Keung, et R. J. N. Phillips, Zeit. Phys. **C6**, 169 (1980).

[97] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores, et F. Halzen, Phys. Lett. **B390**, 323 (1997), hep-ph/9605295.

[98] E672 and E706, A. Gribushin *et al.*, Phys. Rev. **D53**, 4723 (1996).

[99] E-771, T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Rev. **D55**, 3927 (1997).

[100] CDF, T. Affolder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2886 (2000), hep-ex/0004027.

[101] E. L. Berger et D. L. Jones, Phys. Rev. **D23**, 1521 (1981).

[102] R. Baier et R. Ruckl, Z. Phys. **C19**, 251 (1983).

[103] CDF, A. Sansoni, Nucl. Phys. **A610**, 373c (1996).

[104] CDF, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 584 (1997).

[105] M. Kramer, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 141 (2001), hep-ph/0106120.

[106] G. T. Bodwin, E. Braaten, et G. P. Lepage, Phys. Rev. **D51**, 1125 (1995), hep-ph/9407339.

[107] M. Cacciari, M. Greco, M. L. Mangano, et A. Petrelli, Phys. Lett. **B356**, 553 (1995), hep-ph/9505379.

[108] PHENIX, S. S. Adler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 051802 (2004), hep-ex/0307019.

[109] M. Brooks *et al.*, J/ψ production measurements by the muon arms in run III, Note d'analyse PHENIX No 255, 2004.

[110] S. R. Klein et R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **91**, 142301 (2003), nucl-th/0305046.

[111] B. Kopeliovich, A. Tarasov, et J. Hufner, Nucl. Phys. **A696**, 669 (2001), hep-ph/0104256.

[112] S. D. Drell et T. Yan, Phys. Rev. Lett. **25**, 316 (1970).

[113] P. L. McGaughey, J. M. Moss, et J. C. Peng, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 217 (1999), hep-ph/9905409.

[114] FNAL-E866/NuSea, J. C. Webb *et al.*, AIP Conf. Proc. **549**, 532 (2002).

[115] I. R. Kenyon, Rept. Math. Phys. **45**, 1261 (1982).

[116] P. J. Rijken et W. L. van Neerven, Phys. Rev. **D51**, 44 (1995), hep-ph/9408366.

[117] P. Chiappetta et M. Le Bellac, Z. Phys. **C32**, 521 (1986).

[118] M. Cacciari et P. Nason, Phys. Rev. Lett. **89**, 122003 (2002), hep-ph/0204025.

[119] M. Harrison, T. Ludlam, et S. Ozaki, Nucl. Instrum. Meth. **A499** (2003).

[120] H. Hahn *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 245 (2003).

[121] M. Harrison, T. Ludlam, et S. Ozaki, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 235 (2003).

[122] *The RHIC Detectors*, 2004, E. O'Brien, 10^{e} Conférence de Vienne sur l'Instrumentation, Vienne, Autriche.

[123] Y. S. Derbenev *et al.*, Part. Accel. **8**, 115 (1978).

[124] H. Sato, *J/ψ Production in p+p Collisions at $\sqrt{s}$ = 200 GeV*, Thèse de doctorat, Université de Kyoto, Japon, 2003.

[125] PHENIX, M. Allen *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 549 (2003).

[126] K. Ikematsu *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A411**, 238 (1998), physics/9802024.

[127] C. Adler *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A470**, 488 (2001), nucl-ex/0008005.

[128] C. Adler *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 433 (2003).

[129] PHENIX, S. H. Aronson *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 480 (2003).

[130] PHENIX, H. Akikawa *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. **A499**, 537 (2003).

[131] T. Sjostrand, L. Lonnblad, et S. Mrenna, (2001), hep-ph/0108264.

[132] C. Lourenco, Invited talk at Hadrons in Nuclear Matter, Hirschegg, Austria, Jan 16-25, 1995.

[133] NA38, C. Lourenco *et al.*, Nucl. Phys. **A566**, 77c (1994).

[134] NA38, M. C. Abreu *et al.*, Eur. Phys. J. **C14**, 443 (2000).

[135] NA50, M. C. Abreu *et al.*, J. Phys. **G27**, 677 (2001).

[136] CTEQ, H. L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. **C12**, 375 (2000), hep-ph/9903282.

[137] E. Norrbin et T. Sjostrand, Eur. Phys. J. **C17**, 137 (2000), hep-ph/0005110.

[138] E. J. Eichten et C. Quigg, Phys. Rev. **D52**, 1726 (1995), hep-ph/9503356.

[139] J. L. Domenech et M. A. Sanchis-Lozano, Nucl. Phys. **B601**, 395 (2001), hep-ph/0012296.

[140] PHENIX, J/ψ production and nuclear effects for $d+au$ and $p+p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, https ://www.phenix.bnl.gov/WWW/p/info/ppg/038/.

[141] PHENIX, K. Adcox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 192303 (2002), nucl-ex/0202002.

[142] E769, G. A. Alves *et al.*, Phys. Rev. Lett. **77**, 2388 (1996).

[143] F. W. Busser *et al.*, Nucl. Phys. **B113**, 189 (1976).

[144] P. Perez *et al.*, Phys. Lett. **B112**, 260 (1982).

[145] M. Basile *et al.*, Nuovo Cim. **A65**, 421 (1981).

[146] CDF, D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 241804 (2003), hep-ex/0307080.

[147] S. Frixione et B. R. Webber, JHEP **06**, 029 (2002), hep-ph/0204244.

[148] K. Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D **66** (2002).

[149] M. Cacciari et P. Nason, JHEP **09**, 006 (2003), hep-ph/0306212.

[150] CDF, D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. **D65**, 052005 (2002), hep-ph/0111359.

[151] N. Carrer et A. Dainese, (2003), hep-ph/0311225.

[152] K. Sridhar, A. D. Martin, et W. J. Stirling, Phys. Lett. **B438**, 211 (1998), hep-ph/9806253.

[153] PDFLIB user's manual, CERN W5051-PDFLIB, 2000.

[154] R. Vogt, communication privée, 2003.

[155] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, et T. Sjostrand, Phys. Rept. **97**, 31 (1983).

[156] A. Andersson, M. Eriksson, et M. Georgsson, préparé pour le « 6th European Particle Accelerator Conference » (EPAC 98), Stockholm, Suisse, 22-26 Juin 1998.

[157] Particle Data Group, C. Caso *et al.*, Eur. Phys. J. **C3**, 1 (1998).

[158] R. Vogt, S. J. Brodsky, et P. Hoyer, Nucl. Phys. **B383**, 643 (1992).

[159] D. Bourilkov, (2003), hep-ph/0305126.

[160] Y. Cobigo, *Production de J/ψ dans les collisions proton-proton et deuton-or à 200 GeV dans le centre de masse nucléon-nucléon*, Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2004.

[161] R. Kalman, ASME-Journal of Basic Engineering **D82**, 35 (1960).

[162] E. Mathieson, Nucl. Instrum. Meth. **A270**, 602 (1988).

[163] P. Crochet et P. Braun-Munzinger, Nucl. Instrum. Meth. **A484**, 564 (2002), nucl-ex/0106008.

[164] PHOBOS, B. B. Back *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 102301 (2001), hep-ex/0104032.

[165] BRAHMS, I. G. Bearden *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 102301 (2003).

[166] PHENIX, Transverse momentum spectra and yield ratios of identified charged hadrons in p-p collisions at rhic, https ://www.phenix.bnl.gov/phenix/WWW/p/info/an/232/.

[167] M. C. Abreu *et al.*, Phys. Lett. **B466**, 408 (1999).

[168] C. Lourenco, Nucl. Phys. **A610**, 552c (1996), hep-ph/9612222.

[169] E705, L. Antoniazzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **70**, 383 (1993).

[170] H. D. Snyder *et al.*, Phys. Rev. Lett. **36**, 1415 (1976).

[171] E771, T. Alexopoulos *et al.*, Phys. Lett. **B374**, 271 (1996).

[172] E789, M. H. Schub *et al.*, Phys. Rev. **D52**, 1307 (1995).

[173] A. G. Clark *et al.*, Nucl. Phys. **B142**, 29 (1978).

[174] http ://seal.web.cern.ch/seal/snapshot/work-packages/mathlibs/minuit/home.html.

[175] S. Belikov *et al.*, PHENIX Report No. 184, 2003 (unpublished).

[176] R. Vogt, Baseline predictions for open and hidden heavy flavor production at rhic ii, 29-30 avril 2005, Second RHIC II Science Workshop, BNL, USA.

[177] R. Brun *et al.*, CERN Report No. DD/EE/84-1, 1989 (unpublished).

[178] F. Fleuret, The phenix muon nanodst package, 2004.

[179] R. Brun et F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 81 (1997).

[180] C. Maguire, communication privée, 2003.

[181] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, et K. Tuominen, Nucl. Phys. **B570**, 379 (2000).

[182] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, et C. A. Salgado, Eur. Phys. J. **C9**, 61 (1999), hep-ph/9807297.

Résumé

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes permettent l'étude de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et de pression et, en particulier, d'une nouvelle phase de la matière nucléaire : le plasma de quarks et de gluons (QGP). Le collisionneur RHIC, situé au Laboratoire National de Brookhaven (USA), réalise de telles collisions. PHENIX, l'un des quatre détecteurs en fonctionnement sur ce collisionneur, est le seul capable de mesurer des muons. Dans ce mémoire, nous présentons une analyse des données dimuons récoltées en collisions $p + p$ par PHENIX lors de deux campagnes de prises de données (runs 3 et 4). Les collisions $p + p$ fournissent une référence indispensable à l'interprétation des collisions d'ions lourds. L'objectif de l'analyse décrite dans ce mémoire est l'extraction des sections efficaces de production des composantes physiques du spectre dimuon observé à RHIC en collisions $p+p$: J/ψ, charme ouvert et Drell-Yan. Cette analyse s'appuie sur un ajustement global du spectre de masse invariante dimuon. Cet ajustement a été possible grâce à l'étude préalable par simulation des formes des distributions en masse des différentes contributions physiques. Les taux de production des différentes contributions ont ainsi pu être déduits. Enfin, l'étude de la réponse du détecteur à chaque contribution et l'introduction des diverses efficacités ont permis l'obtention des sections efficaces de production. Les résultats obtenus sont comparés à des résultats déjà existants et montrent un bon accord général. Le travail présenté dans ce mémoire constitue la première estimation de la section efficace de production du charme dans le canal dimuon ainsi que la première estimation de la section efficace de production du Drell-Yan à RHIC.

Mots Clefs : QGP, QCD, ions lourds ultra-relativistes, proton+proton, section efficace, dimuons, quarks lourds, charme ouvert, Drell-Yan, J/ψ, PHENIX, RHIC, Pythia, réponse du détecteur.

Abstract

Ultra-relativistic heavy ions collisions allow the study of nuclear matter under extreme conditions of temperature and pressure and, more specifically, of a new phase of nuclear matter : the quarks and gluons plasma (QGP). The RHIC collider, located at the Brookhaven National Laboratory (USA), produces such collisions. PHENIX, one of the four operational detectors at the collider, is the only one capable of measuring muons. In this dissertation, we present a dimuon data analysis, which data have been collected by PHENIX in $p + p$ collisions during two data taking runs (3 and 4). $p + p$ collisions provide a requisite reference for the understanding of heavy ions collisions. The aim of the analysis discussed in this dissertation is to extract the cross sections of the main physical components of the dimuon spectrum observed at RHIC for $p + p$ collisions : J/ψ, open charm and Drell-Yan. This analysis is based on a global line shape fit of the dimuon mass spectrum. This fit has been possible thanks to prior simulation study of the mass distribution shapes of these different components. Production yields were obtained from the fit. Lastly, the response function study for each components and the use of various efficiencies led to the estimate of the different production cross sections. The results have been compared to other existing measurements and show an overall good agreement. The work presented in this dissertation offers a first estimate of the open charm production cross section in the dimuon channel, as well as a first estimate of the Drell-Yan production cross section at RHIC.

Keywords : QGP, QCD, ultra-relativistic heavy ions, proton+proton, cross section, dimuons, heavy quarks, open charm, Drell-Yan, J/ψ, PHENIX, RHIC, Pythia, detector response.