

Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand
Département de Physique

Production de Quarkonia dans les Collisions hadroniques à Hautes énergies

La base de données des quarkonia, un atout pour l'exploitation des résultats du
LHC.

Samuel BÉNÉ

1ère année de Master Physique et Chimie option Physique Subatomique
Juin 2011

Rapport de stage



Travail encadré par :
Sarah PORTEBOEUF
Groupes ALICE et ReteQuarkonii
LPC, Clermont-Ferrand



Table des matières

1	Introduction	1
2	Contexte théorique	3
2.1	Le modèle standard	3
2.2	Les quarkonia	5
2.2.1	Définition	5
2.2.2	Production de quarks charmés et de charmonia en collisions binaires	6
2.2.3	Effets nucléaires froids	8
2.3	Nature et formation du Plasma de Quarks et Gluons	10
2.4	Interactions entre les quarkonia et le PQG	11
3	Pourquoi une base de données, et comment organiser un tel projet ?	13
3.1	Le réseau ReteQuarkonii	13
3.2	Le projet HEPDATA	14
3.3	Mise en ligne des données sur les quarkonia	14
3.4	Statut du projet	15
4	Contexte expérimental : Le RHIC et PHENIX	17
4.1	L'accélérateur de particules : le RHIC	17
4.2	L'expérience : PHENIX	18
5	Mise à jour de la base de données	21
5.1	Objectifs	21
5.2	Cahier des charges	21
5.2.1	Une base de données exhaustive	22
5.2.2	Inclure des résultats pertinents et exploitables	22
5.3	Mise en forme des données	24
5.4	Bilan du travail accompli	25
6	Exploitation de la base de données	27
6.1	Comparaisons des résultats de STAR et de PHENIX	27
6.2	Comparaisons des résultats provenant de plusieurs accélérateurs	28
7	Conclusion	33
A	Structure d' un fichier .dat	35

Table des figures

2.1	Les particules prédites par le modèle standard [7]	5
2.2	Diagrammes de Feynmann du mécanisme de formation d'une paire $c\bar{c}$ ouverte par fusion de gluon [1].	7
2.3	Formation de l'état pré-résonnant puis du J/ψ , dans le modèle de l'octet de couleur [1].	8
2.4	Présentation des variables caractéristiques b , N_{part} , N_{coll} , de la centralité selon un modèle de type Glauber. À titre d'exemple, on observe sur la figure $N_{part} = 5$ et $N_{coll} = 3$	9
2.5	Modification de la fonction de distribution de gluons en fonction de la variable x de Bjorken [1].	10
2.6	Diagramme de phase de la matière hadronique [17]	11
2.7	Dissociation du J/ψ par effet d'écrantage de couleur dû à la formation d'un QGP [17]	12
3.1	Page internet de la base de données HEPDATA	14
3.2	Page internet de la revue sur les quarkonia	15
4.1	Vue schématique du RHIC, avec les différents points de collisions et les détecteurs installés [21]	18
4.2	Schéma de l'expérience PHENIX [25]	19
5.1	Exemple de données non normalisées. Ici, un comptage du nombre de paires de di-leptons en fonction de leur masse invariante. Les courbes "like-sign" correspondent aux paires de leptons ayant le même signe. Elles donnent une estimation du bruit de fond. Les courbes "unlike-sign" donnent le nombre de paires de leptons ayant un signe contraire, et contiennent le bruit de fond et les désintégrations, entre autres, du J/ψ . [29]	23
5.2	Valeurs normalisées de la production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse p_T , ainsi qu'un paramétrage mathématique sur les données (en pointillés) et les résultats des calculs utilisant les modèles d'octet de couleur (COM) et de singulet de couleur (CSM) [29]	24
6.1	Production de J/ψ mesurée par les expériences STAR et PHENIX. 5 correspond aux mesures effectuées par STAR [43]. 1 et 2 sont les résultats obtenus par PHENIX via les canaux de décroissance en di-électrons et di-muons respectivement, durant la période 2001-2002 [29]. 3 et 4 sont similaires à 1 et 2 mais correspondent à la période 2005-2006 [28]	28
6.2	Production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse p_T , en collisions proton-protons, pour différentes expériences. 1 et 2 correspondent à CDF (1800 GeV), 3 à PHENIX (200 GeV), 4, 5 et 6 à CMS, ATLAS et ALICE respectivement (7 TeV), 7 et 8 à D0 (1800 GeV) et 9 et 10 à UA1 (630 GeV). La courbe correspondant aux valeurs mesurées par PHENIX qu'à titre indicatif, la normalisation présentée n'étant pas correcte (voir texte).	31

Liste des tableaux

2.1	Masse de différents charmonia et bottomonia [1].	6
3.1	Origines des différentes références présentes dans la base de données	16

Chapitre 1

Introduction

La physique atomique et subatomique, étudiant le fonctionnement de la matière à l'échelle de ses constituants élémentaire, sont des domaines de recherche très actifs. Les implications sont multiples, dans des domaines variés, que ce soit du point de vue de la production énergétique (fission et fusion atomique), de la médecine (radiothérapie), et bien d'autres. Le 21 octobre 2008, le LHC (Large Hadron Collider), un accélérateur de particules d'une circonférence de 27 kilomètres, était officiellement inauguré. Ce projet est le plus onéreux de l'histoire des sciences. Ce fait traduit bien les enjeux importants d'une bonne compréhension du fonctionnement de la matière dans ses états fondamentaux. Le domaine de l'astrophysique, pourtant orienté vers l'observation de l'infiniment grand, tire lui aussi parti de ces recherches sur le monde microscopique. En effet, lors des collisions entre ions lourds dans les accélérateurs de particules les plus puissants, un état particulier de la matière, dans lequel celle-ci se serait trouvé quelques fractions de secondes après le Big Bang, est formé. Cet état, appelé *Plasma de Quarks et de Gluons* (PQG), existe pendant une durée trop brève lors des collisions pour être directement observé. Une solution consiste alors à l'étudier par le biais des interactions qu'il a pu avoir avec des particules observables par les détecteurs installés aux points de collisions des accélérateurs de particules. Une famille particulière de mésons appelés quarkonia, constitués d'une paire quark/antiquark, est particulièrement adaptée pour ces observations.

Ainsi, en recherchant les signes d'une interaction entre les quarkonia et un PQG, il est possible de conclure sur la formation ou non de ce dernier et d'en étudier les propriétés. Dès lors, un problème majeur se pose : comment distinguer les effets dus à cette matière *chaude* de ceux provenant des interactions avec la matière nucléaire habituelle, *froide*, c'est à dire sous forme de nucléons? La réponse apportée a été de faire l'étude de différents types de collisions, les unes où la formation de plasma est attendue et les autres non, et de comparer les résultats obtenus entre eux. C'est pour répondre à cette nécessité que la réalisation d'une base de données rassemblant tous ces résultats a été entreprise. En effet, on dénombre une vingtaine d'expériences, réparties dans six accélérateurs de particules, ayant fourni des résultats concernant la physique des quarkonia. Cette diversité peut être un avantage pour effectuer des comparaisons intéressantes, mais peut vite devenir un inconvénient si ces données ne sont pas centralisées, et mises en forme de manière homogène. C'est dans ce cadre que se situe ce stage sur la production de quarkonia dans les collisions hadroniques à hautes énergies.

Dans un premier temps, le contexte théorique de cette étude sera posé, avec la présentation de la structuration des composants élémentaires de la matière dans le cadre du modèle standard, et plus particulièrement de la famille des quarkonia. Puis les aspects théoriques concernant le mode de production de ces derniers, et de l'influence que peut avoir la matière froide sur leur production seront discutés. Nous définirons ensuite plus précisément le Plasma de Quarks et de Gluons, avant de présenter les effets que sa

formation peut induire sur la production de quarkonia. Puis, après avoir appuyé la nécessité de créer une base de données concernant ces phénomènes, nous verrons comment un tel projet a été organisé. Ensuite, le travail de mise à jour de cette base de données, que j'ai effectué au cours de ce stage, sera présenté, avec dans un premier temps la description de l'expérience qui a fourni les résultats que j'y ai introduit, à savoir PHENIX. Dans un second temps, les aspects techniques de ce travail seront détaillés, et nous discuterons des critères de sélection des données au sein des publications. Enfin, nous présenterons des exemples de comparaisons que cette base de données a permis de réaliser, une fois celle-ci à jour, avant de conclure sur ce projet, avec les perspectives qu'il offre et les extensions que l'on pourrait envisager après ce travail.

Chapitre 2

Contexte théorique

Les sciences physiques pourraient être définies comme "l'étude du monde qui nous entoure et des lois qui régissent son évolution". Il apparaît alors naturel que de grands efforts de recherche soient dédiés à l'observation de la matière dont est constitué notre univers et à son fonctionnement au niveau le plus fondamental. D'importants progrès technologiques lors des deux derniers siècles ont permis de scruter la matière de plus en plus finement, permettant les découvertes successives d'effets imperceptibles ou inaccessibles par les générations précédentes. Ceci a amené la nécessité d'y associer des causes, soit généralement, en physique fondamentale, l'existence d'une particule encore inconnue. La nature atomique, déjà imaginée dans l'Antiquité par Leucitte et Démocrite [2], avait toujours souffert de contestations par manque de preuves expérimentales. Elle a pu être confirmée dès le 19ème siècle avec les travaux de Dalton [2], qui fut le premier à élaborer une théorie atomique, puis ceux d'Avogadro, Gay-Lussac et Mendeleïev entre autres. Plus encore, une structure subatomique a été découverte. Le noyau atomique s'est en effet révélé divisible en nucléons (protons et neutrons). Ces nucléons eux-mêmes ne sont pas restés bien longtemps au rang de particules élémentaires avec l'avènement des quarks (particules constituant les nucléons, dont nous discuterons dans la suite de ce chapitre) [3]. Ces découvertes successives furent accompagnées par le travail des théoriciens qui s'efforçaient de comprendre comment était structurée la matière à cette échelle et quels étaient les mécanismes qui expliquaient les phénomènes observés. Ces développements permirent alors l'élaboration d'une théorie capable de prédire et rendre cohérents les résultats de la physique des particules. C'est le modèle standard, qui sera présenté dans la section suivante.

Une famille particulière de particules, les quarkonia, représenteront l'objet d'étude principal de ce stage et seront définis par la suite. Leur formation lors des collisions proton-proton et entre ions lourds sera détaillée. Puis nous verrons comment la présence de matière nucléaire peut influencer leur production. Les quarkonia pourront alors servir de sonde pour étudier le milieu dans lequel ils sont produits. Une application particulièrement intéressante est l'étude de la matière créée lors de collisions entre ions lourds à hautes énergies, analogue à celle qui aurait été présente quelques microsecondes après la création de l'univers, et qui sera définie dans la suite de ce chapitre.

2.1 Le modèle standard

Le modèle standard est une théorie qui prédit d'une part quels sont les constituants de la matière, et d'autre part quelles sont les forces qui lient ces particules entre elles. Il est adopté pour expliquer le fonctionnement de la nature à l'échelle des constituants élémentaires [4]. Son succès provient de son adéquation avec les données expérimentales, dont un des exemples est la prédiction de l'existence du

quark top, découvert en 1996 [5]. Toutefois, ce modèle n'est pas parfait. Il n'explique par exemple pas pourquoi trois familles de quarks existent. De plus, certaines confirmations expérimentales sont toujours attendues, telles que la découverte du boson de Higgs. Cette particule est en effet prédite par le modèle standard, mais elle n'a toujours pas été formellement observée [6]. Dans la suite de ce rapport, nous nous placerons dans les contours du modèle standard.

Dans le cadre de cette théorie, deux familles de particules sont prédites : celles de matière, appelées *fermions*, et celles qui portent les différentes interactions : les *bosons de jauge*. [3]. Comme nous pouvons le voir sur la figure 2.1 [7], qui fait l'inventaire des particules élémentaires, les fermions se divisent en deux catégories : les *leptons* et les *quarks*. Parmi les leptons, l'*électron* est un constituant élémentaire des atomes et possède une charge électrique $-e$ ($e = 1,602.10^{-19}$ coulombs). Le *muon* et le *tau* sont des particules analogues à l'électron mais possèdent une masse plus lourde. Pour chacune de ces particules, il existe un *neutrino* associé, neutre électriquement. Les quarks quant à eux existent sous six formes, qui sont, ordonnées suivant leur masse croissante [8] : *haut*, *bas*, *étrange*, *charme*, *beauté* et *vérité* (respectivement u , d , s , c , b , t). Les quarks d , s et b possèdent une charge électrique de $-\frac{1}{3}e$ et les quarks u , c et t portent une charge de $\frac{2}{3}e$. Enfin, à chacun des fermions présentés ici est associée une anti-particule, possédant la même masse que la particule conjuguée, mais dont la charge est opposée. Par exemple, l'antiparticule de l'électron, le *positron*, possède une charge électrique de $+e$.

Trois familles, que l'on appelle aussi générations de fermions peuvent être distinguées parmi toutes ces particules, et qui correspondent chacune à une rangée sur la figure 2.1. La matière qui nous entoure n'est composée que de membres de la première famille, à savoir les quarks u et d ainsi que l'électron. Les autres générations peuvent être créées lors de collisions hautement énergétiques entre particules (dans les accélérateurs de particules ou durant certains processus se produisant dans les étoiles, par exemple) [4].

Par ailleurs, le modèle standard inclue trois forces fondamentales : l'interaction forte, l'interaction faible et l'interaction électromagnétique dont les bosons correspondants, présentés sur la figure 2.1 sont respectivement le gluon, les bosons Z_0 , W_- , W_+ , et le photon. L'interaction gravitationnelle devrait elle aussi pouvoir être expliquée par le modèle standard, mais le boson qui lui est associé, le graviton, demeure un mystère.

Une remarque importante présente sur la figure 2.1 est que les quarks ne peuvent, à la différence des leptons, se déplacer librement. Ceci vient du fait que les quarks sont sensibles à l'interaction forte, contrairement aux leptons. L'interaction forte est une force qui s'exerce entre des particules possédant ce que l'on appelle une charge de couleur, qui est analogue à la charge électrique dans le cas de l'interaction électromagnétique. Alors que la charge électrique est bipolaire (charge positive ou négative), la charge de couleur de l'interaction forte est tripolaire (typiquement on lui attribue les trois couleurs primaires bleu, vert et rouge, ainsi que leurs opposées : anti-bleu, etc.).

De la même manière que pour la charge électrique, les particules sensibles à l'interaction forte telles qu'on les trouve dans la nature se regroupent de façon à former des ensembles neutres. Cette neutralité au niveau de la charge de couleur s'obtient soit en regroupant deux particules élémentaires de couleurs opposées, soit en associant les trois couleurs différentes (ainsi l'analogie avec les couleurs primaires prend tout son sens, avec l'obtention d'une particule "blanche") [9]. De tels groupements de quarks portent le nom de *hadrons*. Un hadron composé de deux quark est appelé *méson*, alors qu'un groupement de trois quarks forme un *baryon*. Le noyau d'un atome est composé de deux types de baryons : les protons, formés de deux quarks up (u) et un quark down (d) et les neutrons, composés d'un quark up et deux quarks down. Dans la nature, seuls les baryons et les mésons existent, les quarks ne peuvent pas être observés à l'état libre, du fait de la forme du potentiel d'interaction forte, qui diverge lorsque la distance augmente,

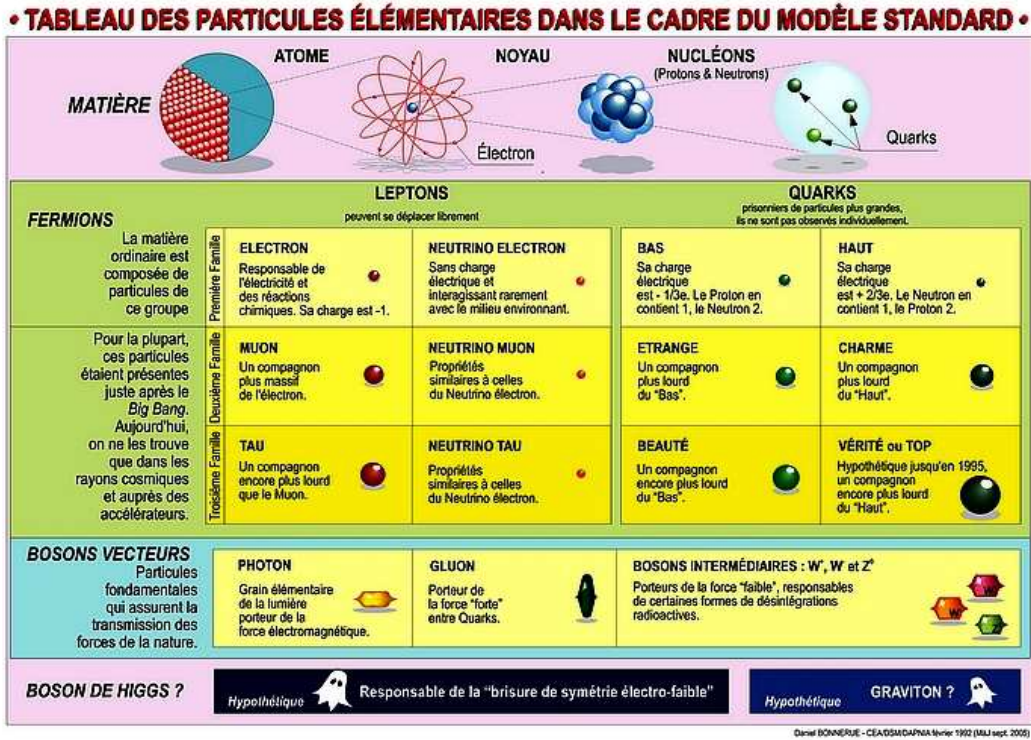


FIG. 2.1 – Les particules prédites par le modèle standard [7]

et à l'inverse est pratiquement nul lorsque les quarks se trouvent proches l'un de l'autre (c'est ce que l'on appelle la liberté asymptotique) [9].

2.2 Les quarkonia

La suite de cette étude portera sur une famille de mésons appelés *quarkonia*. Après avoir défini ce type de particules, leur mode de production lors des collisions entre protons sera détaillé. Nous verrons ensuite comment les quarkonia interagissent avec la matière et certaines des perspectives expérimentales qu'ils offrent.

2.2.1 Définition

Un quarkonium est un méson constitué d'un quark et de son anti-quark. Le premier quarkonium a été découvert en 1974. Il s'agit du J/ψ (paire $c\bar{c}$), observé de manière simultanée au BNL et au SLAC [10,11]. Ces expériences étaient initialement prévues pour étudier la production de di-leptons (paire leptonique particule/antiparticule) [5]. Les J/ψ possèdent en effet la propriété de se désintégrer en paire d'électrons ou de muons avec respectivement une probabilité de 5,94% et 5,93% [?]. Par la suite, c'est ce canal de décroissance qui a été privilégié pour l'observation des quarkonia.

Depuis la découverte du J/ψ , différents états stables ont été observés pour les paires liées $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, appelés respectivement *charmonia* et *bottomonia*. Ces états sont dits stables car leur masse est inférieure à la masse des deux mésons qui se créeraient si les deux quarks étaient séparés. Leur désintégration par interaction forte vers le charme ou la beauté ouverte (on appelle "ouverte" une saveur qui n'est pas annulée

par son anti-saveur, dans un hadron) est donc interdite. Notons par ailleurs que le *toponium*, constitué d'un quark t et de son anti quark \bar{t} ne peut exister, le temps de vie du t étant trop court pour permettre à cette liaison de se former [1].

Les états les plus communs sont présentés avec leur masse dans le tableau 2.1 [1] pour les charmonia et les bottomonia. Le J/ψ est donc l'état le plus léger parmi les premiers, et son homologue pour les seconds est le Υ . Les états plus lourds que le ψ' et le Υ'' possèdent des masses supérieures aux poids de deux mésons (respectivement charmés (D) et beaux (B)) séparés. Ils ne sont donc pas stables par interaction forte [1].

État	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
Masse (GeV/c^2)	3,10	3,5	3,69	9,46	9,9	10,02	10,2	10,36

TAB. 2.1 – Masse de différents charmonia et bottomonia [1].

La suite cette étude portera principalement sur les charmonia, dont le mécanisme de formation sera discuté dans la section suivante. En effet, aux énergies du RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) qui abrite l'expérience PHENIX à laquelle nous nous intéresserons, la production de bottomonia est relativement faible, étant donnée la masse importante du Υ .

2.2.2 Production de quarks charmés et de charmonia en collisions binaires

Dans cette partie, nous étudierons dans un premier temps la formation de quarks charmés dans les collisions proton-proton, ces derniers hadronisant avec des quarks de saveur différentes (production de charme ouvert). Ensuite, le cas plus particulier où une paire liée $c\bar{c}$ est produite sera considéré.

Production de quarks charmés

La formation d'une paire de quarks c et \bar{c} dans les collisions proton-proton aux énergies du LHC est dominée par la fusion de gluons [1]. Il s'agit d'un processus $2 \rightarrow 2$ *dur* (grande quantité d'énergie échangée lors de l'interaction), où deux gluons vont interagir et produire un quark et son anti-quark. Les diagrammes correspondants sont présentés sur la figure 2.2 [1]. Les doubles traits horizontaux représentent les deux protons initiaux. Parmi chacun d'eux, un gluon participera à l'interaction. Dans la limite à haute énergie d'un processus dur, il est possible de factoriser d'une part le diagramme de Feynmann du processus $2 \rightarrow 2$ et d'autre part la probabilité d'avoir, dans le proton, un gluon avec un x de Bjorken donné participant à la réaction. La variable x de Bjorken représente la fraction d'énergie prise au proton par le gluon. Cette probabilité est déterminée par les fonctions de distribution partoniques (PDF). Ainsi, dans cette limite, il n'y a pas de ré-interaction entre les gluons du processus et les protons initiaux. [3].

Les quarks produits pourront être caractérisés par différentes variables cinématiques dont les plus communes sont présentées ci-après. Notons que la direction du faisceau de particules sera désignée par le terme *longitudinal* et correspondra à l'axe z , et le plan qui lui est orthogonal sera appelé *transverse* :

- L'impulsion transverse, p_T , correspond à la projection de l'impulsion sur le plan transverse à la réaction :

$$p_T^2 = p_x^2 + p_y^2 \tag{2.1}$$

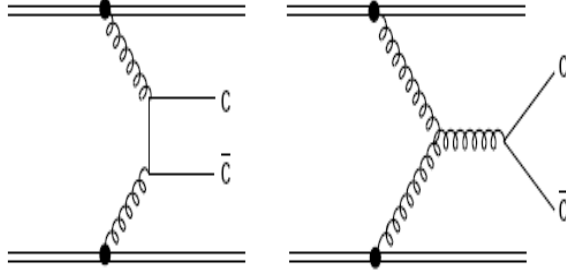


FIG. 2.2 – Diagrammes de Feynmann du mécanisme de formation d’une paire $c\bar{c}$ ouverte par fusion de gluon [1].

Etant donné que les faisceaux incidents ont une trajectoire longitudinale, l’impulsion transverse est entièrement acquise lors de la collision [12].

- La rapidité y est reliée à l’impulsion longitudinale p_z et à l’énergie E :

$$y = \frac{1}{2} \times \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (2.2)$$

- La pseudo-rapidité η , qui est reliée à l’angle θ que fait l’impulsion de la particule avec l’axe z :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.3)$$

Lorsque l’impulsion est grande devant la masse de la particule, rapidité et pseudo-rapidité peuvent être assimilées [12] :

$$\eta \sim y \quad (2.4)$$

Les quarks c et \bar{c} formés sont émis dos à dos, c’est à dire avec un angle de 180 degrés entre eux. Ils vont ensuite former des hadrons charmés, dans cette direction.

Production d’un charmonia

Le processus conduisant à l’obtention d’une paire liée $c\bar{c}$ est différent de la formation de charme ouvert et le mécanisme exact n’est pas encore connu aujourd’hui. Plusieurs revues existent [1, 13], présentant les différents modèles avancés. Il est possible de considérer que la paire $c\bar{c}$ produite passe par une étape dite de pré-résonance, où elle est liée mais ne possède pas une charge de couleur neutre. Pour expliquer la neutralisation subséquente de cette charge, une hypothèse rencontrée est celle dite de *l’octet de couleur*, dont le diagramme est représenté sur la figure 2.3 [1]. Selon cette théorie, la paire $c\bar{c}$ formée se trouve dans un état d’octet de couleur et acquiert la neutralité en absorbant un gluon voisin. D’autres modèles existent [13] mais les données actuelles ne permettent pas de les discriminer. Nous retiendrons simplement que le mécanisme de formation des charmonia n’est pas encore compris.

Une remarque importante est que les variables cinématiques présentées plus haut peuvent être utilisées pour l’étude de la production de charmonia, comme un processus $2 \rightarrow 2$ classique. Ces variables permettront de mieux caractériser la production de charmonia et d’effectuer des comparaisons entre la production en collisions binaires (proton-proton), et celle en collisions proton-noyau et noyau-noyau.

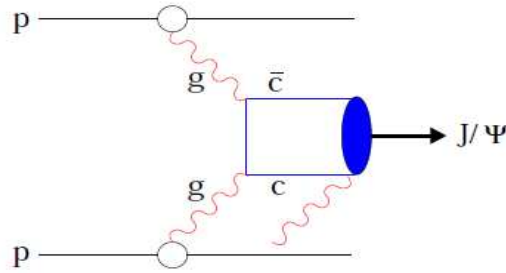


FIG. 2.3 – Formation de l'état pré-résonnant puis du J/ψ , dans le modèle de l'octet de couleur [1].

2.2.3 Effets nucléaires froids

Lors de collisions léger-lourd (proton-plomb, deuton-or, etc.), ou entre ions lourds, de nouveaux phénomènes apparaissent, qui influencent la production de charmonia. Ce sont ce que l'on appelle les effets nucléaires froids.

Tout d'abord, il est utile de définir ici une grandeur qui fait référence lorsque l'on souhaite comparer des collisions d'ions lourds et des collisions proton-proton, qui est le *facteur de modification nucléaire* :

$$R_{AA} = \frac{J/\psi(AA)}{\langle N_{coll} \rangle \times J/\psi(PP)} \quad (2.5)$$

Dans cette équation $J/\psi(AA)$ et $J/\psi(PP)$ désignent les valeurs d'une observable associée au J/ψ , respectivement dans les collisions noyau-noyau et proton-proton, comme les spectres en p_T par exemple. $\langle N_{coll} \rangle$ est le nombre moyen de collisions binaires qui ont lieu lors de la collision noyau-noyau (Cette variable sera explicitée par la suite). A désigne le numéro atomique des noyaux, et il existe évidemment les variantes R_{AB} , R_{dA} , etc., si la collision met en jeu deux projectiles différents ou un noyau de deutérium et un autre élément, etc. Une valeur de $R_{AA} = 1$ signifie que la collision entre ions lourds observée est équivalente à une superposition de collisions proton-proton. Une déviation par rapport à l'unité indique un comportement différent, qui peut être dû à la présence de matière nucléaire comme nous allons le voir par la suite.

Par ailleurs, il n'est pas suffisant pour bien décrire une collision de donner le numéro atomique des noyaux participants. La, centralité, qui est parfois exprimée comme un pourcentage de la section efficace de collision inélastique entre les deux particules incidentes [14], peut être donnée. Différentes variables, présentées sur la figure 2.4, sont utilisées pour caractériser cette centralité telles que :

- Le paramètre d'impact b , défini comme la distance entre les centres des deux noyaux qui entrent en collision.
- La centralité
- Le nombre de collisions binaires N_{coll} , correspondant aux nombre de collisions entre deux nucléons qui se produisent durant la réaction. Notons qu'un nucléon peut participer à plusieurs collisions binaires [12].

- Le nombre de nucléons participants N_{part} , représentant le nombre de nucléons qui participeront à ces collisions binaires. En première approximation, les protons et les neutrons sont considérés comme équivalents.

Ces paramètres sont évalués en utilisant un modèle du type modèle de Glauber. Ce dernier assimile, d'un point de vue cinématique, les noyaux à des paquets de nucléons possédant tous une trajectoire rectiligne parallèle à l'axe du faisceau [12]. Cette représentation géométrique statistique est efficace pour définir la centralité de la collision. Les paramètres utilisés sont alors la densité de nucléons dans le noyau et la section efficace d'interaction inélastique entre nucléons. Certaines expériences (comme PHENIX, à laquelle nous nous intéresserons plus loin) possèdent un calorimètre capable de mesurer l'énergie des particules se déplaçant dans l'axe du faisceau après la collision. En d'autres termes, cela permet de savoir combien de nucléons n'ont pas participé à la collision. La connaissance de cette grandeur et l'utilisation du modèle de Glauber permettent de déduire les valeurs des variables caractéristiques de la centralité exposées plus haut.

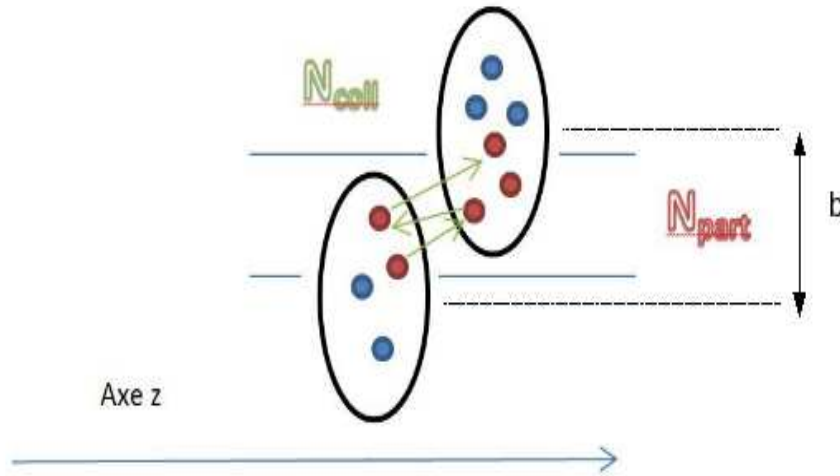


FIG. 2.4 – Présentation des variables caractéristiques b , N_{part} , N_{coll} , de la centralité selon un modèle de type Glauber. À titre d'exemple, on observe sur la figure $N_{part} = 5$ et $N_{coll} = 3$

Deux processus, dus à la présence de matière nucléaire froide, possèdent des effets notables sur la production de J/ψ :

- La modification des Fonctions de Distribution Partoniques (PDF) dans les nucléons. L'influence de ce processus se situe dans l'état initial de la collision. Lorsque les nucléons ne sont pas isolés mais appartiennent à un noyau, les partons dont ils sont composés et ceux de leurs voisins vont s'influencer mutuellement, avec pour conséquence une modification de la probabilité de les trouver avec une énergie donnée [12]. Or, nous avons vu précédemment que la production de paires $c\bar{c}$ avait lieu lors de collisions hautement énergétiques entre gluons. Ainsi, si la densité de gluons est modifiée, la production de J/ψ suivra la même tendance. La figure 2.5 [1] présente l'allure du ratio entre la distribution des gluons dans un nucléon seul et dans un noyau d'or, en fonction de la variable x de Bjorken. Aux énergies du RHIC et du LHC, la valeur de x se situe en dessous de 0.1 [1], dans la région où l'effet d'*ombrage* ("shadowing"), sera présent. Ceci entraîne une baisse de la densité

gluonique par rapport au cas du proton isolé (voir sur la figure 2.5). Les conséquences attendues de cet effet seront une baisse de la production des charmonia (ce qui induira un $R_{AA} < 1$). Notons qu'avec la montée en énergie du LHC, la zone d'"*anti-shadowing*" mentionnée sur la figure 2.5 pourrait être atteinte, ce qui pourrait conduire à une augmentation de la production du J/ψ .

- L'absorption nucléaire, qui se produit dans l'état final. Des expériences, notamment NA38 et NA50 [15], menées sur la production de J/ψ dans des collisions entre noyaux de différentes tailles, laissent apparaître une diminution de la production de J/ψ . Cette diminution s'est avérée proportionnelle aux nombres de nucléons avec lesquels le charmonium est susceptible d'interagir au cours de (ou après) sa formation [12]. C'est de cette manière que l'idée d'une suppression des J/ψ par diffusion inélastique lors de sa traversée de la matière nucléaire est apparue. La détermination de la section efficace correspondant à cette diffusion a fait l'objet de nombreuses recherches [16].

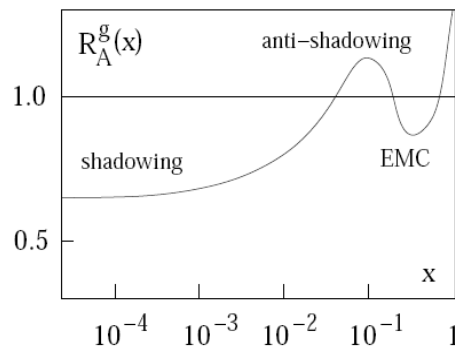


FIG. 2.5 – Modification de la fonction de distribution de gluons en fonction de la variable x de Bjorken [1].

Bien évaluer ces phénomènes est crucial si l'on veut pouvoir démêler les différentes causes de suppression du J/ψ , notamment lors de son interaction avec un milieu à haute densité d'énergie qui pourrait se former lors de collisions entre ions lourds et qui est introduit dans le paragraphe suivant.

2.3 Nature et formation du Plasma de Quarks et Gluons

Certains accélérateurs de particules ont la capacité de faire entrer en collision des noyaux lourds accélérés à une vitesse proche de celle de la lumière, et de les faire entrer en collision. Lors de tels événements, la densité d'énergie dans la zone d'interaction entre les deux projectiles devient très importante. Nous allons voir que dans ces conditions extrêmes, la matière peut entrer dans un état où les quarks et les gluons ne sont plus confinés à l'intérieur des nucléons. Cet état est appelé Plasma de Quarks et de Gluons (PQG).

Le diagramme de phase de la matière baryonique est représenté sur la figure 2.6 [17]. Cette figure présente deux situations : l'évolution de l'univers après sa création, et les états pris par la matière lors des collisions d'ions lourds dans les accélérateurs de particules. En abscisse, la densité baryonique correspond à la quantité de baryons moins la quantité d'anti-baryons par unité de volume. En ordonnée, la température, ou de manière équivalente la densité d'énergie de la matière est indiquée.

Comme il est possible de le voir sur la figure 2.6, à la naissance de notre univers, la température aurait été telle que les quarks ne pouvaient être confinés. La matière aurait alors existé sous la forme d'un PQG.

La durée de cet état aurait été de l'ordre de la microseconde, puis l'univers se serait refroidi et la matière hadronisée [18]. De même, le chemin suivi, sur la figure 2.6, par la matière dans les accélérateurs de particules peut être visualisé. Trois cas sont présentés pour différents collisionneurs d'ions lourds : SPS, RHIC et LHC, classés par ordre croissant d'énergie, ainsi que pour le FAIR, qui étudie une physique différente et sur lequel nous ne reviendront pas.

Avant la collision, la densité baryonique correspond à celle des atomes isolés, et la densité d'énergie est basse. Puis, au moment du choc, l'énergie dégagée lors de la collision permet la formation d'un PQG. Ensuite le plasma se refroidit et s'hadronise, créant ce que l'on appelle un gaz de hadrons. La durée de vie du PQG est extrêmement brève, et sa formation est considérée comme instantanée, ainsi la transition du noyau vers le PQG est représentée en pointillés sur le schéma, à titre indicatif. La relaxation, est une transition de phase qui est, elle, représentée en trait plein.

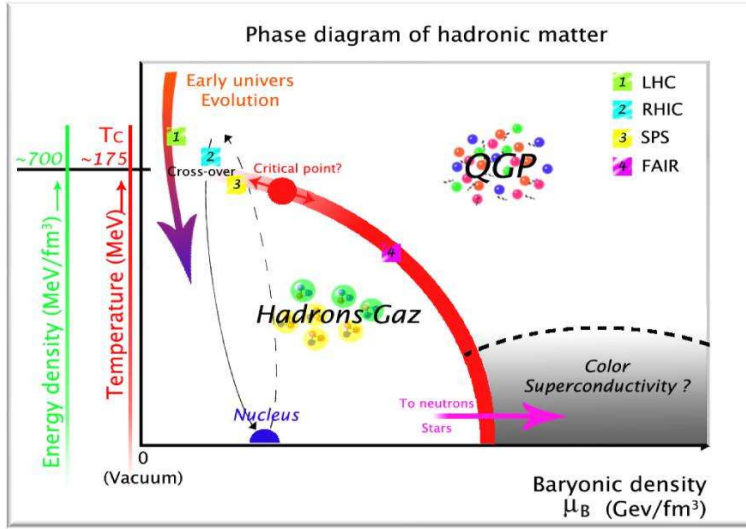


FIG. 2.6 – Diagramme de phase de la matière hadronique [17]

Le nom de Plasma de Quarks et de Gluons vient de l'analogie avec le plasma électronique, qui désigne un milieu constitué d'électrons et d'ions, libres de se mouvoir. La grande densité de particules chargées fait que chacune d'elle interagit avec un grand nombre de plus proches voisins. En conséquence, la somme de toutes ces interactions électromagnétiques tend à s'annuler localement. Cet effet est appelé *écranage*. Or, un phénomène similaire est observé dans le PQG, avec l'écranage de l'interaction forte par la grande densité de particules possédant une charge de couleur [1].

L'étude du Plasma de Quarks et de Gluons suscite un grand intérêt et plusieurs expériences ont pour objet de recherche principal l'étude de ses propriétés. Nous allons voir que dans ce cadre, les quarkonia peuvent constituer une sonde de choix pour observer ce milieu déconfiné. Dans la partie suivante sera présentée la manière dont le J/ψ interagit avec les particules colorées déconfinées du PQG.

2.4 Interactions entre les quarkonia et le PQG

L'idée que la production de J/ψ puisse constituer une preuve de la formation d'un PQG a été émise en 1986 par Matsui et Satz [19]. Le principe est que l'effet d'écranage de couleur présent dans le plasma

devrait conduire à une dissociation du J/ψ et donc une séparation des quarks c et \bar{c} . Ces derniers hadroniseront par la suite avec des quarks légers pour former des mésons D et \bar{D} . Finalement la production de di-leptons provenant du J/ψ diminuera et pourra être observée. Un schéma présentant ces effets qualifiés d'effets nucléaires chauds est donné sur la figure 2.7 [17] : Sur cette figure, $T_{critique}$ désigne la température à partir de laquelle le Plasma de Quarks et de Gluons se forme. T_d est la température à laquelle le J/ψ se dissocie dans le PQG. La partie supérieure correspond au cas où le J/ψ subsiste dans le PQG car $T < T_d$. Dans la partie inférieure, $T > T_d$, les quarks c et \bar{c} sont dissociés et se lient à des quarks légers pour former des mésons D .

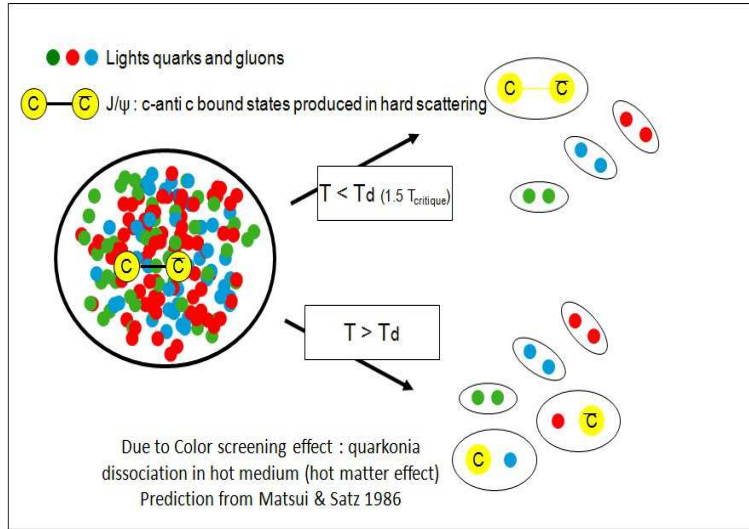


FIG. 2.7 – Dissociation du J/ψ par effet d'écrantage de couleur dû à la formation d'un QGP [17]

D'autres théories, telles que le modèle de *recombinaison* [13], font l'hypothèse que le PQG pourrait influencer la production de charmonia par d'autres processus que l'écrantage de couleur. Ces phénomènes, si ils sont avérés, rendront encore plus ardue l'interprétation de la production de charmonia dans le cadre de l'étude du PQG.

En résumé, après avoir fait état des connaissances actuelles concernant la formation des charmonia, nous avons vu dans ce chapitre comment les paramètres initiaux des collisions étaient susceptibles d'influencer leur production. Puis nous avons défini le Plasma de Quark et de Gluon, un état déconfiné de la matière hadronique, susceptible de se former lors des collisions entre ions lourds. Enfin, les conséquences nouvelles que cela induit sur la production des quarkonia ont été introduites. Ainsi, la physique des quarkonia dans les collisions entre ions lourds est complexe, et impose une connaissance globale des données expérimentales comme nous allons le voir dans le chapitre suivant.

Chapitre 3

Pourquoi une base de données, et comment organiser un tel projet ?

Nous venons de constater que la physique des quarkonia telle qu'elle est étudiée dans les accélérateurs de particules est complexe. D'une part, leur formation n'est pas bien comprise, et d'autre part il existe différents effets susceptibles d'influencer leur production. Dans les collisions d'ions lourds, ces effets sont regroupables en deux catégories : les effets nucléaires froids, qui sont dus au grand nombre de nucléons dont sont formés les projectiles, et les effets nucléaires chauds qui apparaissent lorsqu'un Plasma de Quarks et de Gluons est formé. Ainsi pour pouvoir étudier, via les charmonia, le PQG formé lors de collisions entre des ions lourds possédant un nombre donné de nucléons, à une énergie donnée, la connaissance des autres paramètres dans ces conditions précises est indispensable. Afin de caractériser au mieux ces différents phénomènes, il est nécessaire d'avoir une vision globale des mesures effectuées. C'est comme cela que l'idée de centraliser toutes les données existantes sur la physique des quarkonia en collisions hadroniques est apparue. Ceci permettant d'accéder rapidement à tous ces résultats, et, de manière plus importante encore, de les comparer entre eux aisément. C'est l'objectif de la base de données que j'ai contribué à réaliser lors de ce stage, projet initié par le groupe ReteQuarkonii en novembre 2009. Ce dernier sera présenté dans la suite de ce chapitre, puis nous nous concentrerons sur l'équipe chargée de la réalisation de la base de données et sa collaboration avec le groupe HEPDATA, base de données de la physique des hautes énergies. Enfin, nous présenterons quels ont été les fruits de ces travaux, avec notamment la mise en ligne d'une revue des données sur les quarkonia.

3.1 Le réseau ReteQuarkonii

Le réseau ReteQuarkonii est l'un des neuf panels du projet "Study of Strongly Interacting Matter (HadronPhysics2)" mis en place par l'Union Européenne. L'objectif de ReteQuarkonii est l'étude de la production de quarkonia lors des collisions hadroniques ultra-relativistes, et ce durant une période de 30 mois, du 1er janvier 2009 au 30 juin 2011. Ce réseau est divisé en cinq groupes de travail spécialisés sur :

- Les effets nucléaires froids.
- Les effets nucléaires chauds.
- La production de quarkonia pour les différents modes de formation possibles.
- La production de saveurs lourdes ouvertes.
- La réalisation d'une base de données regroupant tous les résultats concernant les quarkonia.

Une description des travaux effectués par ces différents groupes est disponible dans [17]. L'équipe chargée de la réalisation de la base de données, au sein de laquelle j'ai effectué mon stage, travaille en collaboration avec un autre projet visant à collecter les données de la physique des hautes énergies, le groupe

HEPDATA, présenté dans la partie suivante.

3.2 Le projet HEPDATA

Initié il y a plus de 25 ans à l'université de Durham, en Angleterre, le projet HEPDATA (High Energy Physics DATA) vise à rassembler et rendre public via Internet les données provenant des collisionneurs de particules. Cette base de données est régulièrement mise à jour par les membres du projet ainsi que par le groupe COMPAS basé en Russie. HEPDATA dispose d'une page internet [20] présentée sur la figure 3.1. Il est possible d'y effectuer des recherches à partir de mots-clefs explicites (observables, particules cibles, énergie, etc., à propos desquelles l'utilisateur recherche des informations). Des liens vers des revues concernant différents domaines de la physique des particules sont également accessibles (revues sur les PDF, les processus Drell-Yann, etc.). Enfin, certaines requêtes de recherche courantes sont proposées, dans la partie inférieure droite de la page. Lorsque la nécessité de disposer d'une base de

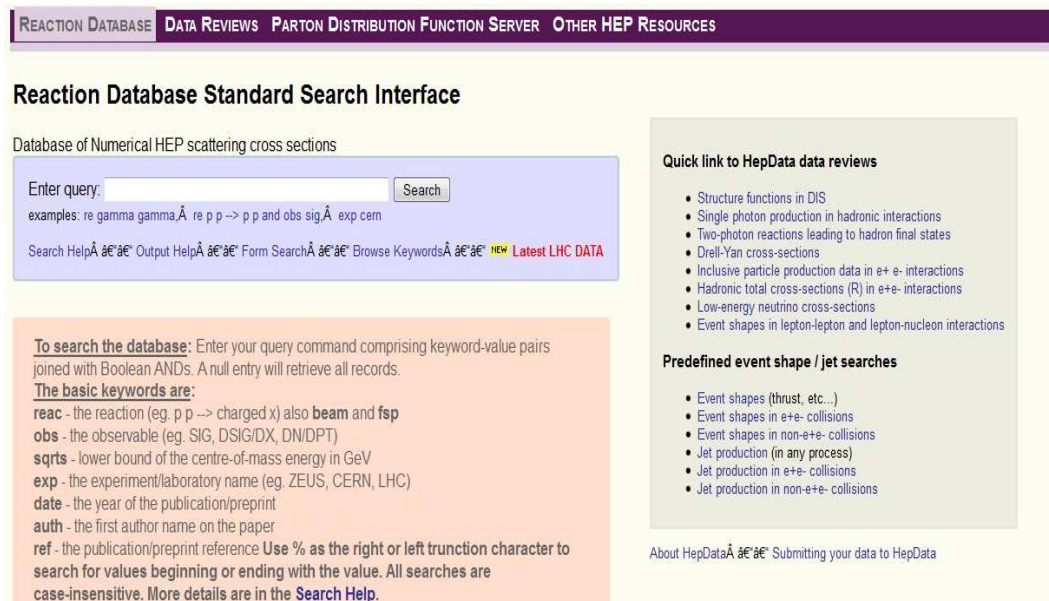


FIG. 3.1 – Page internet de la base de données HEPDATA

données sur les quarkonia a été soulevée par le groupe ReteQuarkonii, le travail de HEPDATA a été analysé et il s'est avéré qu'il manquait certains résultats d'expériences sur le sujet. La démarche adoptée alors a été de travailler en collaboration avec HEPDATA, c'est-à-dire d'utiliser leur système de base de données déjà fonctionnel, et y implémenter les données manquantes. En parallèle, une revue spécifique à la physique des quarkonia a été créée et référencée sur le site internet d'HEPDATA. Ses différents aspects sont présentés dans la section suivante.

3.3 Mise en ligne des données sur les quarkonia

La figure 3.2 donne un aperçu de cette revue. Il s'agit d'une page internet, développée par ReteQuarkonii et hébergée par HEPDATA, rendant accessible au public toutes les données compilées sur

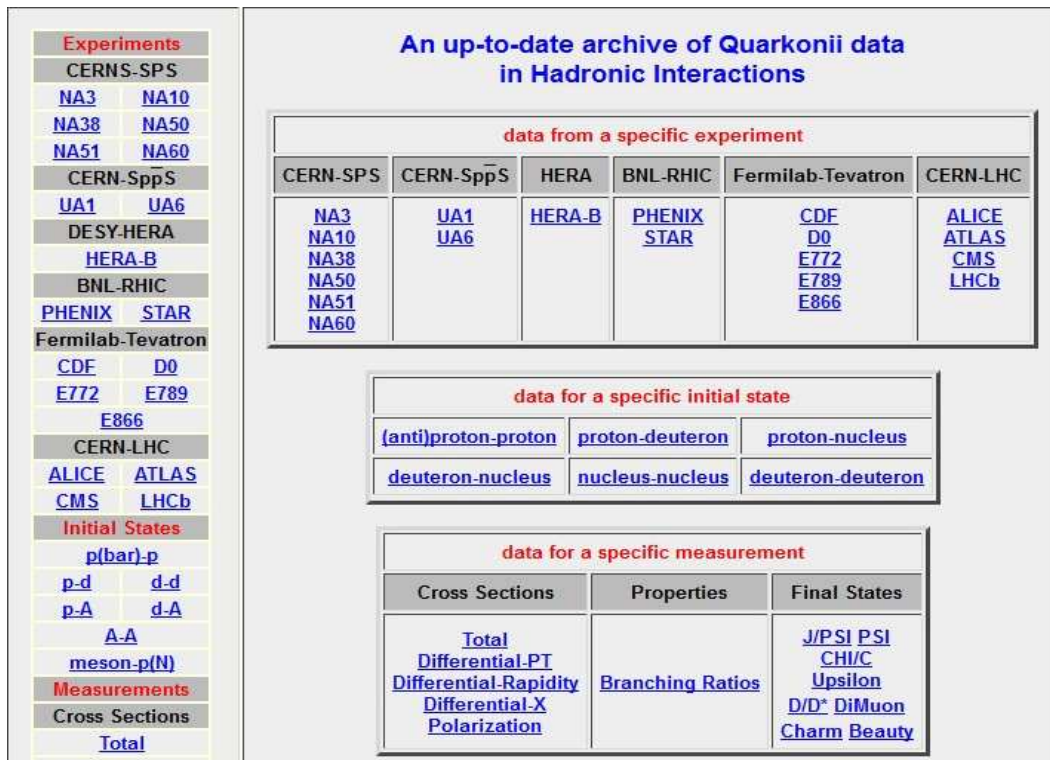


FIG. 3.2 – Page internet de la revue sur les quarkonia

les quarkonia et incluses dans HEPDATA. L'accès à ces données est direct et facilité par la présence de différents menus :

- "Expériences" : les résultats sont classés selon les expériences dont ils sont issus. Cette fonctionnalité peut s'avérer utile lorsque l'on souhaite explorer différentes énergies de collision.
- "Initial States" : classement en fonction des particules qui participent à la collision (proton-proton, proton-noyau, etc.).
- "Measurements" : ici, les données sont triées en fonction de l'observable à laquelle elles correspondent (impulsion transverse, rapidité, production d'une particule précise)

L'avantage principal d'un tel système est que l'accès aux données n'est pas conditionné par une requête à formuler par l'utilisateur comme c'est le cas avec le moteur de recherche présent sur HEPDATA. Ainsi, les deux systèmes sont complémentaires. La revue possède l'avantage de donner une vision globale et exhaustive des données sur les quarkonia, alors que le moteur de recherche permet d'effectuer des recherches précises rapidement et sans être limité par une thématique en particulier. Notons par ailleurs que cette revue, comme toutes celles accessibles sur le site de HEPDATA, bénéficie des capacités de ce dernier, avec notamment la possibilité de visualiser graphiquement un ou plusieurs jeux de données simultanément.

3.4 Statut du projet

La date limite pour la réalisation de la base de données est celle du projet ReteQuarkonii : le 30 juin 2011. Le tableau 3.1 présente le nombre de publications comportant des résultats sur les quarkonia

pour les différents accélérateurs. Au total, ce sont donc cent vingt-neuf références, provenant de vingt expériences réparties dans six collisionneurs qui doivent être traitées.

Accélérateur	LHC	FERMILAB	RHIC	HERA	SPPS	SPS
Expériences	ALICE, ATLAS, CMS, LHC-B	CDF, D0, E866, E789, E772	PHENIX, STAR	HERA-B	UA1, UA6	NA3, NA10, NA38, NA50, NA51, NA60
Physique des particules	oui	oui	non	oui	oui	non
Physique nucléaire	oui	oui	oui	non	non	oui
Type de collisions	Faisceau-faisceau	Faisceau-faisceau et cible fixe	Faisceau-faisceau	Cible fixe	Faisceau-faisceau	Cible fixe
Nombre de publications	4	47	21	12	7	39

TAB. 3.1 – Origines des différentes références présentes dans la base de données

Au 1er mai 2011, date du début de mon travail, les deux-tiers des papiers contenant des données relatives aux quarkonia étaient compilés dans la base de données. Il restait 39 documents à traiter, provenant des collaborations NA 50, NA 60, HERA-B, CDF et PHENIX. Ce sont les publications de cette dernière expérience qui représenteront l'objet de mon stage. Dans la suite de ce rapport, l'expérience PHENIX et les conditions favorable qu'elle offre pour l'étude d'un Plasma de Quarks et de Gluons seront présentées.

Chapitre 4

Contexte expérimental : Le RHIC et PHENIX

Les travaux effectués lors de ce stage pour la base de données se sont concentrés sur les résultats de l'expérience PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment), située autour du collisionneur RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider), lui-même basé au BNL (Brookhaven National Laboratory) de New-York (États-Unis). Dans ce chapitre, le RHIC et les différentes expériences qui y sont installées, ainsi que leurs objectifs scientifiques, sont présentés. Puis, le détecteur de la collaboration PHENIX sera décrit plus en détail, et ses caractéristiques seront données. Enfin nous verrons quels résultats intéressants pour la base de données a déjà fourni cette expérience

4.1 L'accélérateur de particules : le RHIC

Comme son nom l'indique, le RHIC est capable de réaliser des collisions entre ions lourds, à haute énergie (200 GeV par nucléons dans le référentiel du centre de masse) [21]. Or, nous avons vu dans le chapitre 2 que la formation d'un PQG est conditionnée par deux paramètres : la densité baryonique et la température. La première de ces conditions est favorisée lorsque la taille des noyaux incidents augmente, et la seconde dépend de l'énergie de la collision. Ainsi, cet accélérateur propose des conditions de choix pour étudier le PQG. La figure 4.1 [21] représente schématiquement le RHIC, ainsi que les six points d'intersection entre faisceaux de particules accélérées (il s'agit des lieux où des collisions se produisent).

Quatre de ces six points sont exploités pour l'observation des phénomènes provoqués par les collisions. Ces dispositifs expérimentaux sont appelés respectivement STAR (Solenoidal Tracker At RHIC), PHENIX, PHOBOS et BRAHMS (Broad Range Hadron Magnetic Spectrometer). Ces quatre expériences ont été mises en place avec pour objectif principal l'étude du PQG [21]. BRAHMS est spécialisée dans la mesure des hadrons chargés [22]. PHOBOS est conçue pour pouvoir analyser le plus d'événements possibles et ainsi repérer les processus rares [23]. STAR est constituée d'un grand nombre de détecteurs permettant d'observer un large panel de particules et ainsi rechercher simultanément les diverses preuves attendues de la formation du plasma [24]. PHENIX quant à elle se concentre sur l'observation de leptons et de photons [25]. L'expérience PHENIX est donc particulièrement adaptée à l'étude de la production du J/ψ via l'observation de ses produits de désintégration en di-leptons. Notons que parmi ces quatre collaborations, seules PHENIX et STAR ont produit des résultats concernant notre base de données.

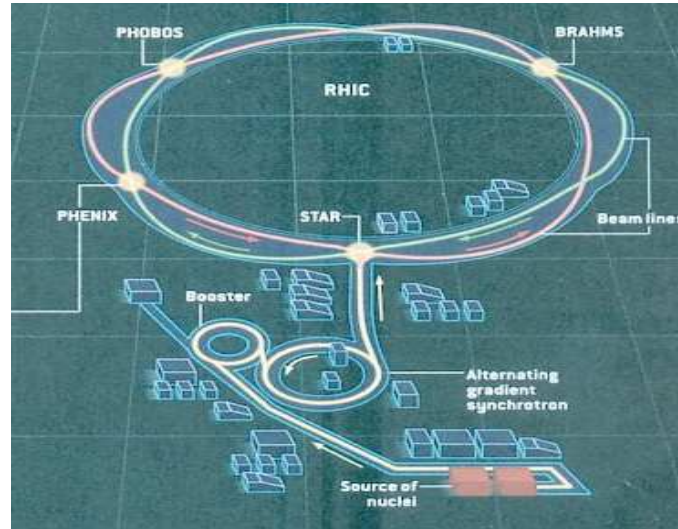


FIG. 4.1 – Vue schématique du RHIC, avec les différents points de collisions et les détecteurs installés [21]

4.2 L'expérience : PHENIX

Lorsque l'on souhaite comparer des résultats, la connaissance des caractéristiques des détecteurs est nécessaire. En effet, la plupart d'entre eux possèdent des couvertures angulaires et cinématiques différentes. Ainsi les mesures sont effectuées sur des domaines en η , p_T , etc., qui ne sont pas forcément identiques d'une expérience à l'autre. La connaissance de ces acceptances géométriques est essentielle si l'on souhaite effectuer des comparaisons de données. (nous reviendrons plus en détail sur ce sujet dans le chapitre 6). Nous allons dans cette section détailler l'appareillage de l'expérience PHENIX. La figure 4.2 [25] donne une vision détaillée des différents outils qu'elle inclue.

Ce détecteur se décompose en quatre sous-systèmes :

- Un premier ensemble, proche du point de rencontre des deux faisceaux, permettant de caractériser les collisions. On notera principalement la présence de :
 - Un détecteur de vertex et de multiplicité ainsi que le compteur faisceau-faisceau donnant la position longitudinale de l'impact.
 - Un calorimètre à zero degré [14] (non repéré sur la figure) qui donne accès à la centralité de la réaction en mesurant l'énergie recueillie sur l'axe du faisceau après la collision.
- Deux bras centraux, qui détectent les électrons et les photons. Ils couvrent chacun un domaine en rapidité de $|\eta| < 0,35$, et un angle azimuthal $\phi = \frac{\pi}{2}$. Ils sont constitués, depuis l'axe du faisceau vers l'extérieur de :
 - Une chambre à dérive qui mesure la position et l'impulsion des particules chargées.
 - Une "Pad Chamber", qui mesure la position des particules chargées avec précision.
 - Un "Ring Imaging Cerenkov", qui identifie les électrons.
 - Une "Time Expansion Chamber" qui mesure avec précision l'impulsion et la position des particules chargées, et permet leur identification.
 - Une "Time-of-Flight Chamber" qui mesure la position des particules chargées et permet leur identification.

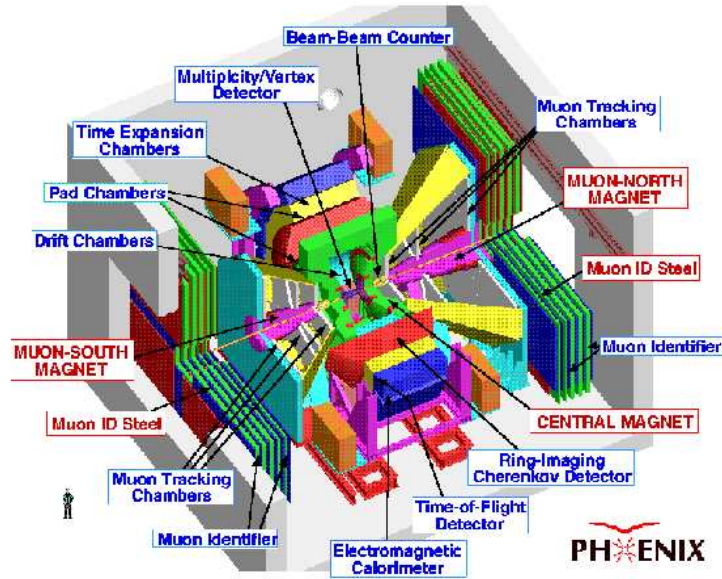


FIG. 4.2 – Schéma de l'expérience PHENIX [25]

- Deux types de calorimètres électromagnétiques qui mesurent la position et l'énergie de particules chargées ou neutres. Ces calorimètres sont capables d'identifier les photons et les particules chargées.
- Deux bras frontaux, de part et d'autre du point de collision, servant à la détection des muons. Ces appareils couvrent un domaine en rapidité de $-2,55 < y < -1,15$ et $1,15 < y < 2,44$ [26] respectivement, ainsi qu'un angle azimutal $\phi = 2\pi$. Chacun de ces bras comprend deux éléments :
 - Un "Muon Tracker" qui mesure la position et l'impulsion des particules.
 - Un "Muon Identifier" permettant de distinguer les muons des autres particules.
- Des aimants pour chaque bras, permettant de courber les traces des particules chargées et ainsi permettre la mesure de leur impulsion grâce aux appareils adaptés présentés précédemment.

Cet ensemble d'appareils a permis l'observation indirecte des nombreux quarks lourds qui ont pu être créés au RHIC, grâce aux énergies importantes, de l'ordre de 200 GeV, atteintes par ce collisionneur. Ainsi plusieurs résultats concernant la production de J/ψ ainsi que de saveurs lourdes ouvertes ont pu être publiés. De manière détaillée :

- Les références [27,28] se concentrent sur la production de J/ψ dans des collisions proton-proton et apportent des valeurs de section efficace de production du méson en collisions binaires.
- Les articles [29–33] reprennent ces résultats et présentent les analyses des données provenant des collisions deuton-or, or-or et cuivre-cuivre, évaluant les effets nucléaires froids en fournissant des valeurs de R_{AA} .
- Dans [34], le cas plus spécifique de la photoproduction de J/ψ en collisions or-or ultra-périphériques est abordé.

- D'autre part, [14, 35–39] rapportent les résultats concernant la production de charme et beauté ouverts, observés via leur désintégration en paire électron/positon, dans les collisions or-or et proton-proton . Les modifications nucléaires qui apparaissent lors des collisions or-or sont évaluées, notamment en étudiant la variation de la production de ces quarks lourds en fonction de la centralité et en la comparant aux données proton-proton (les calculs de R_{AA} sont alors effectués).
- Enfin, on peut trouver dans [40] une analyse similaire mais où l'on s'intéresse cette fois ci au canal de décroissance di-muonique.

Mon travail lors de ce stage, détaillé dans le chapitre suivant, a consisté à inclure ces résultats dans la base de données.

Chapitre 5

Mise à jour de la base de données

Nous avons, dans les chapitres précédents, présenté le contexte théorique de la physique des quarkonia dans les collisions proton-proton et ions lourds. La présence de plusieurs phénomènes concurrents lors des collisions entre ions lourds, et la difficulté que cela occasionnait pour une bonne compréhension des résultats ont été mis en évidence. Cette difficulté a motivé la création d'une base de données rassemblant tous les résultats concernant la physique du charme et de la beauté en collisions hadroniques. Ensuite, l'expérience PHENIX sur laquelle se concentre ce stage a été décrite. Nous allons maintenant présenter les aspects techniques du travail de mise à jour de la base de données. Dans un premier temps, les objectifs qui m'étaient fixés seront présentés. Puis, quelques principes permettant de créer une base de données pertinente seront développés. Nous discuterons ensuite de la manière dont les données sont extraites des publications et mises en forme afin de pouvoir être lues et classifiées de manière automatisée. Enfin, nous dresserons le bilan du travail accompli lors de ce stage.

5.1 Objectifs

Initialement, la tâche qui m'était dévolue était de traiter les publications PHENIX contenant des résultats concernant le J/ψ et le charme ouvert, soit quinze documents au total. La première étape de ce travail est de lire les articles et repérer les informations intéressantes (tableaux, graphiques, etc.). Lorsqu'il s'agit de figures, les valeurs numériques correspondantes doivent être récupérées. En général elles sont présentées sur l'article ou publiées sur le site internet de l'expérience qui les a obtenues [41]. Lorsque aucun de ces moyens n'est valide, une autre option consiste à les extraire manuellement à l'aide d'un logiciel (g3data). Ce dernier cas (qui n'est apparu qu'une fois au cours de ce stage) n'est utilisé qu'en dernier recours, lorsque toutes les autres solutions, telles que contacter un membre de l'expérience, ont échouées. Ensuite, les données doivent être compilées informatiquement dans un format spécifique dont nous discuterons plus loin. Enfin, ces fichiers doivent être transmis à la personne responsable du groupe HEPDATA, en donnant un résumé de leur contenu (observables, états initiaux et finaux, nom de la collaboration et référence dans la base de donnée de publications SPIRES).

Après ces considérations plutôt logistiques, nous allons aborder dans la partie suivante certains aspects plus techniques de ce travail, en rapport avec ce que l'on attend de la base de données que nous élaborons.

5.2 Cahier des charges

La base de données que nous souhaitons réaliser se doit d'être exhaustive et de contenir des résultats exploitables pour les comparaisons entre différentes expériences. Ces deux conditions seront détaillées

dans cette section, et mises en parallèle avec la physique qui nous concerne.

5.2.1 Une base de données exhaustive

Lorsque l'on considère l'étude des quarkonia dans les collisions entre ions lourds, aucun résultat n'est indépendant des autres. Il existe différents phénomènes influençant leur production, et l'objectif est de pouvoir leur associer un modèle physique et pouvoir décrire leur évolution par des fonctions mathématiques. La validité de ces paramétrages est dépendante de la statistique, d'un point de vue quantitatif et qualitatif. Quantitatif pour une minimisation des incertitudes, et qualitatif car ils doivent être définis sur la totalité des domaines (en énergie, centralité, etc.) accessibles expérimentalement. De manière plus synthétique, il faut pouvoir être capable, pour un système précis dans des conditions précises, de connaître les influences respectives de tous les phénomènes connus. Ainsi, il est de première importance que la totalité des résultats publiés soient inclus dans la base de données.

Cette condition pose une première difficulté qui se situe en amont de mon travail. Il s'agit de faire l'inventaire des publications comportant des résultats sur les quarkonia. Cette recherche s'est avérée compliquée (et c'est d'ailleurs une preuve de la nécessité d'une base de donnée). Ainsi, plusieurs résultats n'ont été découverts que tardivement dans l'avancement du projet.

En ce qui concerne mon travail à proprement parler, c'est-à-dire l'extraction de données, l'impératif de ne laisser de côté aucun résultat implique une bonne compréhension de l'article, afin de repérer toutes les valeurs issues de mesures, et les discerner du reste des informations. En effet, comme cela est expliqué dans la section suivante, il est nécessaire d'effectuer un tri dans les données que contiennent les publications, et ne considérer que les informations pertinentes.

5.2.2 Inclure des résultats pertinents et exploitables

Nous verrons dans cette partie que toutes les informations présentes dans les publications ne sont pas forcément utiles pour la création de la base de données. Les publications qui ont été traitées dans le cadre de ce travail comportent essentiellement trois types de résultats :

- Des données brutes, telles que celles présentées sur la figure 5.1 issue de [29]. Il s'agit en général de comptages. Par exemple, sur cette figure, le spectre en masse du nombre de paires électron/positron et muon/anti-muon mesurées dans le bras central de PHENIX est donné. Il est possible de voir autour de $3\text{GeV}/c^2$ le pic dû à la présence de J/ψ . Ce type de graphique possède l'avantage de présenter de manière directe ce qui a été observé. En revanche, ces données seront uniquement significatives pour le détecteur qui les a obtenues. En effet, il est aisé de comprendre que le nombre de particules observées, par exemple, dépend fortement de l'acceptance de l'appareil qui les détecte. Ces résultats ne sont pas inclus dans la base de données, et nous préférons nous concentrer sur des observables issues de l'analyse de ces comptages, qui pourront être comparées à d'autres expériences ou à la théorie.
- Des données normalisées, comme par exemple la production des J/ψ en fonction de leur impulsion transverse présentée sur la figure 5.2 [29]. Ces valeurs sont issues des mesures de la figure 5.1. Elles ont été calculées à partir des comptages précédent par l'équation : [27].

$$B_U \frac{d^2\sigma_{J/\psi}}{dydp_T} \Big|_{y=0} = \frac{N_{J/\psi}}{(\int \mathcal{L} dt) \Delta y \Delta p_T} \frac{1}{\epsilon_{bias} \epsilon_{lv1}} \frac{1}{A \epsilon_{rec}} \quad (5.1)$$

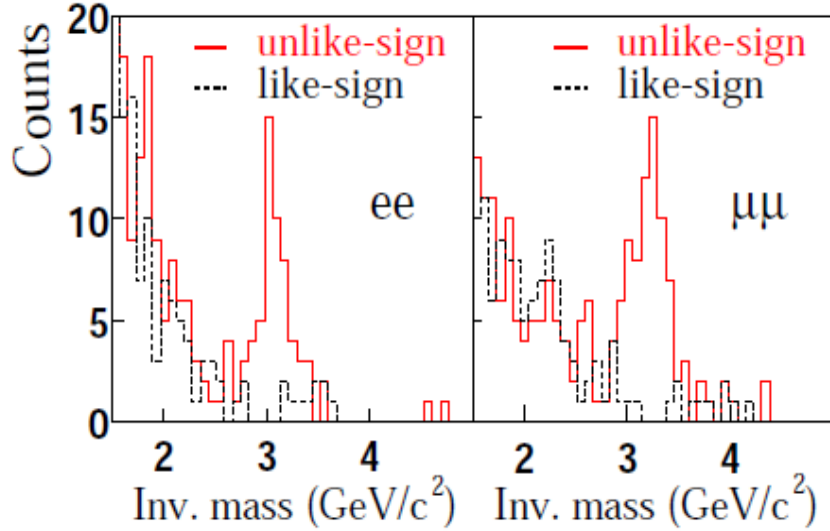


FIG. 5.1 – Exemple de données non normalisées. Ici, un comptage du nombre de paires de di-leptons en fonction de leur masse invariante. Les courbes "like-sign" correspondent aux paires de leptons ayant le même signe. Elles donnent une estimation du bruit de fond. Les courbes "unlike-sign" donnent le nombre de paires de leptons ayant un signe contraire, et contiennent le bruit de fond et les désintégrations, entre autres, du J/ψ . [29]

Le détail des différents termes de cette équation n'est pas le propos ici, remarquons simplement les facteurs ($\epsilon_{bias}, \epsilon_{lv1}$ et ϵ_{rec}) correspondant aux corrections d'efficacité des différents appareils de mesure utilisés, l'acceptance A du détecteur, la normalisation géométrique $\frac{1}{\Delta y \Delta p_T}$ et la facteur B_{ll} correspondant au rapport d'embranchement $J/\psi \rightarrow l^+l^-$. Ces corrections et normalisations font que ces valeurs ne dépendent plus du détecteur dont elles proviennent. Ce type de données sera utile afin de pouvoir effectuer des comparaisons avec d'autres expériences, possédant des appareils différents. Ce sont ces résultats que nous souhaitons inclure dans la base de données.

- Des données qui sont le fruit d'interprétations. Cette partie concerne par exemple tous les résultats de simulations, les rapports entre les données brutes et les simulations, etc. Ces résultats ont surtout leur utilité pour tirer des conclusions sur les phénomènes physiques mis en jeu. Mais elles peuvent représenter un parti-pris pour un modèle en particulier. Or le but de la base de donnée est justement de fournir les valeurs mesurées afin de permettre à chacun de les utiliser et d'en tirer ses propres conclusions. Ce type d'information n'est donc pas à inclure. Un exemple de ces données sont les courbes bleue et rose présentes sur la figure 5.2, qui représentent la production attendue de J/ψ suivant différents modèles de formation du méson.

Ainsi, seules les données normalisées et issues de mesures sont incluses dans la base de données. La section suivante traite de la manière dont ces informations, une fois repérées, sont traitées de manière systématique.

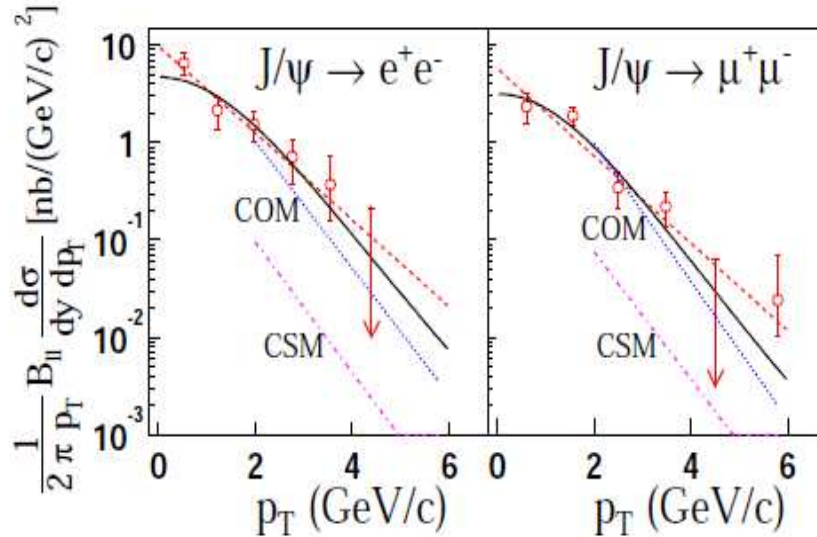


FIG. 5.2 – Valeurs normalisées de la production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse p_T , ainsi qu'un paramétrage mathématique sur les données (en pointillés) et les résultats des calculs utilisant les modèles d'octet de couleur (COM) et de singulet de couleur (CSM) [29]

5.3 Mise en forme des données

Afin de pouvoir être centralisées et mises en lignes de manière automatique, les données doivent être transcrites dans un format particulier propre au projet HEPDATA. Les détails de ce code informatique sont donnés dans l'annexe 1 avec un exemple de fichier utilisable par la base de données. À chaque publication est associé un fichier "*IRN*".*dat*, où IRN correspond à l'identifiant SPIRES (numéro à huit chiffres) du papier. À l'intérieur de chaque fichier, un en-tête contient les informations générales à propos de l'article. Ensuite, pour chaque jeu de données, les informations sont fournies en deux parties. La première comprend les renseignements généraux à propos des mesures, comme des commentaires sous forme littérale, l'observable mesurée ou encore l'état initial de la réaction. Des informations plus techniques comme le domaine en rapidité couvert ou la centralité de la collision par exemple doivent aussi être fournis si elles sont indiqués dans la publication. Ceci se fait avec des lignes de code de la forme suivante :

"MOT-CLEF" = "VALEUR";

ou, pour certaines grandeurs

N = "MOT-CLEF"; V = "VALEUR";

La deuxième partie contient les données en elles-mêmes. Elle est constituée de deux lignes de code pour étiqueter les valeurs que l'on rentre, puis ensuite le tableau de données peut être inséré, de la manière suivante :


```
N = YN; V = "VALEUR EN Y" IN "UNITÉ";  
N = "VALEUR EN X" IN "UNITÉ";  
*FV.; Y.; * (Début du tableau.)  
"X1"; "Y1" + - "ERREUR STAT" (DSYS = + - "ERREUR SYS");  
"X2"; "Y2" + - "ERREUR STAT" (DSYS = + - "ERREUR SYS");  
...  
*CF * (Fin du tableau.)
```

L'avantage d'un tel processus est de pouvoir rendre la base de données la plus uniforme possible, malgré le nombre important de personnes contribuant à la compléter. Un inconvénient majeur par contre est que la liberté d'action pour ces personnes est réduite. Lorsque des résultats particuliers sont rencontrés, il peut arriver que les options prévues par le système soient limitatives. Il faut alors trouver comment inclure les données d'une manière acceptable, ce qui peut nuire à la clarté (comme par exemple avec une observable mesurée dans [24] : $d\Delta\Phi$, qui correspond à la corrélation azimuthale différentielle entre les J/ψ et les hadrons chargés produits lors des collisions proton-proton). Si l'inclusion d'une nouvelle observable est nécessaire (comme cela a été le cas pour les collisions entre ions lourds avec le R_{AA}), il faut alors contacter la personne compétente pour une modification du code.

5.4 Bilan du travail accompli

Finalement, j'ai pu traiter tous les documents qui m'étaient assignés, ainsi que trois publications de STAR et deux de NA60, soit vingt documents au total. Dans le même temps, les autres collaborateurs du projet ont pu compléter le reste du travail, et ainsi la base de données est à jour, avec cent vingt-neuf articles référencés et aujourd'hui accessibles par une recherche directe dans HEPDATA [20], ou sur la page web de la revue des quarkonia [42]. Notons que les résultats futurs, dont ceux provenant du LHC (qui possède déjà quatre articles inclus dans la base de données), offrant des perspectives intéressantes avec une montée considérable en énergie, seront implémentés à mesure qu'ils paraissent. Il est également possible que des publications aient été oubliées lors de la bibliographie, elles seront ajoutés par la suite.

La base de données étant complète, la suite de cette étude consiste à utiliser ses capacités. Différentes comparaisons, présentées sous forme de graphique et réalisées uniquement à l'aide de la base de donnée sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 6

Exploitation de la base de données

Dans ce chapitre, deux graphiques comparatifs des résultats provenant de différentes expériences seront présentés. Ces courbes ont été obtenues en utilisant la page web présentée dans le chapitre 3 et les fonctionnalités d'HEPDATA. Il est en effet possible, avec l'outil graphique mentionné dans le chapitre 3, d'effectuer diverses actions sur les graphiques tracés comme appliquer un facteur de normalisation à un jeu de données, choisir entre des échelles logarithmiques ou linéaires, changer le titre des axes ou encore définir leurs coupures.

Nous ferons ici le choix de considérer les spectres en impulsion transverse de la section efficace de production du J/ψ pour effectuer nos comparaisons. Dans un premier temps, nous étudierons les résultats de deux collaborations situées au RHIC. Puis une figure présentant les spectres en p_T à différentes énergies sera discutée.

6.1 Comparaisons des résultats de STAR et de PHENIX

Dans cette section seront comparés les résultats publiés dans [28,29,43] concernant la production de J/ψ mesurée par les expériences STAR et PHENIX, toutes deux basées au RHIC (voir chapitre 4). La figure 6.1 présente les spectres en impulsion transverse de la section efficace différentielle de production de J/ψ en collisions proton-proton dans chacune des deux expériences. Les mesures de STAR sont effectuées via le canal de décroissance $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, dans un domaine en pseudo-rapacité $|\eta| < 1$ [43]. Concernant PHENIX, la production de J/ψ est évaluée soit par la mesure de di-électrons, à l'aide du bras central du détecteur couvrant un domaine en rapidité $|y| < 0.35$, soit de di-muons, à l'aide des bras frontaux, sur un domaine $1.2 < |y| < 2.2$ [28,29]. Par ailleurs, les résultats présentés ici correspondent à deux périodes de fonctionnement du RHIC différentes. Dans [29], les données ont été collectées en 2001-2002, alors que [28] et [43] ont observé des événements en 2005-2006.

La première conclusion que l'on peut tirer de la figure 6.1 est que la période durant laquelle les mesures ont été effectuées (2001-2002 ou 2005-2006) semble avoir peu d'influence. On peut ensuite constater que les résultats PHENIX et STAR sont en bonne adéquation, étant données les erreurs statistiques, et les erreurs systématiques non incluses. STAR mesure les particules dans un domaine en impulsion transverse $p_T > 5$ GeV/c tandis que PHENIX donne des résultats en dessous de cette coupure et on remarque une bonne continuité entre les deux domaines. Par ailleurs, la production de J/ψ semble ne pas varier lorsque l'on considère les courbes correspondant aux bras centraux et frontaux de PHENIX.

Cette étude a été menée en ligne, via la page internet de la revue sur les quarkonia, disponible à cette adresse :

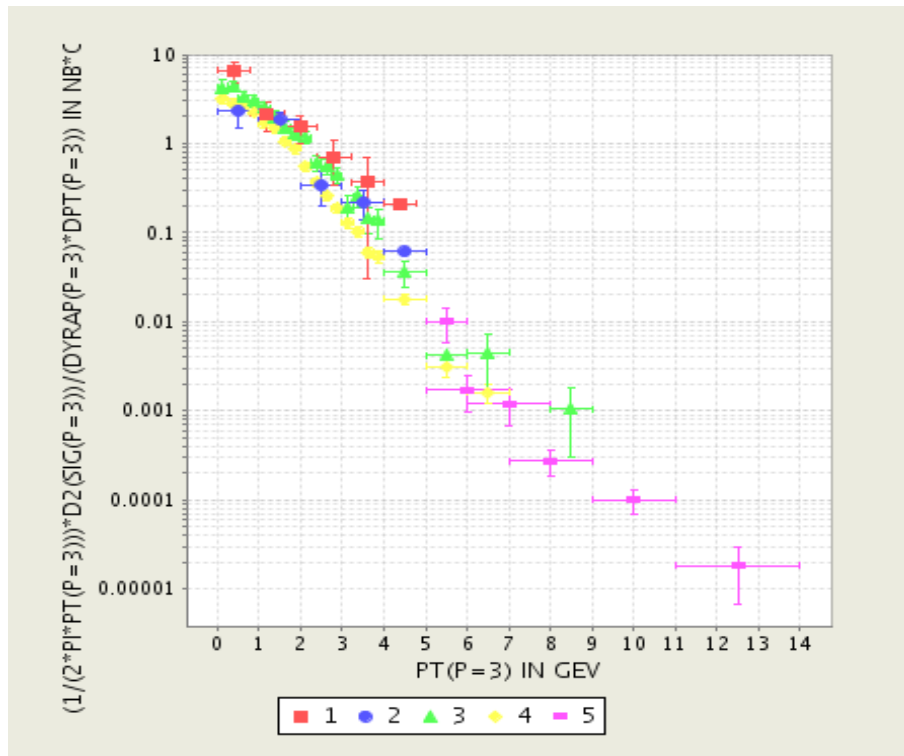


FIG. 6.1 – Production de J/ψ mesurée par les expériences STAR et PHENIX. 5 correspond aux mesures effectuées par STAR [43]. 1 et 2 sont les résultats obtenus par PHENIX via les canaux de décroissance en di-électrons et di-muons respectivement, durant la période 2001-2002 [29]. 3 et 4 sont similaires à 1 et 2 mais correspondent à la période 2005-2006 [28]

<http://hepdata.cedar.ac.uk/review/quarkonii/>

Elle est donc reproductible par n'importe quel utilisateur, et montre ainsi la fonctionnalité de la base de données.

La seconde étude ayant été réalisée, qui sera présentée dans la section suivante, consiste à comparer des résultats provenant de différents collisionneurs, et couvrant ainsi un large domaine en énergie.

6.2 Comparaisons des résultats provenant de plusieurs accélérateurs

La physique des quarkonia est un sujet d'étude depuis presque quarante ans, et les résultats centralisés dans la base de données proviennent de plusieurs générations d'accélérateurs de particules. Il peut alors être intéressant d'observer les effets de la montée en énergie des collisionneurs modernes sur la production de quarkonia. Nous avons fait le choix dans ce chapitre de nous concentrer sur les spectres de la section efficace de production des J/ψ en fonction de leur impulsion transverse. Or, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.2.2, celle-ci est entièrement acquise lors de la collision. Dès lors, on peut s'attendre à ce que la production de J/ψ de grande impulsion transverse augmente avec l'énergie disponible dans le centre de masse.

La figure 6.2 présente le spectre en p_T de la section efficace différentielle de J/ψ pour des énergies

allant de 200 GeV à 7 TeV, en collisions proton-proton. Les résultats inclus sont présentés ci-après. L'outil graphique d'HEPDATA permet d'appliquer des facteurs de normalisation sur les courbes. Cette fonctionnalité est utile lorsque l'on souhaite comparer les résultats de plusieurs expériences, car les valeurs sont souvent donnés avec des standards différents (présence d'un rapport d'embranchement, résultats déjà intégrés en rapidité, ordre de grandeur de l'unité), et il faut pouvoir les renormer. Lorsque de telles opérations ont été effectuées, cela est mentionné dans le texte. L'observable que nous souhaitons avoir en ordonnée est $\frac{d\sigma}{dp_T}$, en nanobarns/(GeV/c). Les courbes présentes sur le graphique correspondent aux résultats de :

- UA1, au CERN, avec une énergie dans le référentiel du centre de masse de $\sqrt{s} = 630$ GeV, tracés en triangles bleus [44] et en rouge foncé [45]. Les données utilisées sont directement celles présentes sur HEPDATA.
- D0, Fermilab, qui correspondent à $\sqrt{s} = 1800$ GeV (courbes grise [46] et beige [47]). Les résultats de [46] étaient donnés normalisés en rapidité. L'acceptance en rapidité indiquée est $2.5 < |\eta| < 3.7$. Le facteur de normalisation que nous avons appliqué est donc : $\Delta\eta = 2 \times 1.2 = 2.4$.
- CDF, Fermilab, qui correspondent aux courbes en ronds bleus [48] et en rouge clair [49]. Ces deux publications présentaient des résultats non corrigés d'un rapport d'embranchement de 5,88% [48]. Nous avons donc multiplié ces données par $\frac{1}{B} = \frac{1}{0.0588} = 17$.
- ATLAS, LHC, tracés en rose [50], avec $\sqrt{s} = 7000$ GeV Ces données étaient normalisés en rapidité et nous avons donc effectué une opération analogue au cas de D0. De plus, les valeurs ont été multipliées par 10^{-3} pour être converties en nanobarns/(GeV/c).
- CMS, LHC, corressepondent aux points jaunes [51]. Comme pour ATLAS, les résultats étaient normalisés en rapidité, et ont subi le même traitement.
- ALICE, LHC également, tracés en turquoise [52]. Comme pour les deux précédents, les valeurs ont été multipliées par l'intervalle en rapidité. De plus, elles ont été corrigées du rapport d'embranchement, en étant multipliées par un facteur $\frac{1}{0.594} = 16.8$ [?], converties en nanobarns/(GeV/c) avec un facteur 10^3 .

Une courbe supplémentaire à été ajoutée, correspondant aux résultats de PHENIX (points verts), avec une énergie de 200 GeV. Cependant, elle ne retranscrit pas les résultats exacts. En effet, les données provenant de PHENIX sont données avec un facteur $\frac{B_u}{2\pi p_T dy}$. Ainsi, pour normaliser ces résultats aux autres, il est nécessaire de multiplier les données PHENIX par un facteur $\frac{2\pi p_T dy}{B}$, qui est donc variable suivant p_T . Or, l'outil graphique d'HEPDATA ne permet que d'appliquer une mise à l'échelle globale. La solution qui à été employée pour cette étude à été de calculer la plus grande valeur que prenait ce facteur parmi tous les points (qui correspond à la correction à appliquer au point de plus haut p_T). Ensuite, celle-ci à été appliquée en correction globale. Ainsi, tous les points correspondant aux résultats de PHENIX, sauf celui de plus haute impulsion transverse, sont surévalués.

Malgré cela, nous remarquons sur la figure 6.2 que la courbe correspondante se situe en dessous des autres, respectant l'ordonnancement attendu en fonction de l'énergie dans centre de masse. En effet, PHENIX se situe aux énergies les plus faibles parmi toutes les expériences considérées. D'une manière général, la prédiction faite au début de cette section paraît vérifiée, dans la limite des incertitudes statistiques et systématiques non incluses : la production de J/ψ de haute impulsions transverses croît avec l'énergie. Toutefois, la distinction entre les résultats UA1 du CERN (630 GeV) et D0 et CDF de Fermilab

(1800 GeV) est moins visible. Notons par ailleurs que les résultats de E789 au Fermilab, à $\sqrt{s} = 800$ GeV n'ont pas été inclus, car présentant des résultats normalisés par $\frac{1}{p_T^2}$.

On remarque également que les trois expériences du LHC présentent des résultats plutôt similaires. Pour ces derniers, les valeurs utilisées étaient celles ne supposant pas de polarisation du J/ψ . Les données de LHC-B présentés dans [53] n'ont pu être inclus, car la fraction prompt de la production de J/ψ et celle provenant de la désintégration des mésons beaux sont séparées. Il aurait fallu sommer ces deux contributions pour pouvoir comparer ces résultats aux autres spectres, inclusifs, mais la base de données n'inclut pas cette possibilité.

Nous avons donc pu vérifier l'hypothèse que nous avons énoncé plus haut, en comparant les résultats de sept expériences situées autour de quatre accélérateurs de particules différents. Cette étude, comme la précédente, a été intégralement réalisée en ligne, et est aisément reproductible. Les seules informations à fournir par l'utilisateur sont les facteurs de renormalisation présentés plus haut. Cette courbe n'avait jamais été présentée auparavant et peut maintenant être tracée en quelques minutes sur le web. Dans ce cadre, la base de donnée que nous avons réalisé semble donc être un outil efficace lorsque l'on souhaite pouvoir effectuer facilement des comparaisons entre des données de provenance différentes. Il pourrait également être utile de comparer de tels graphiques à la théorie, et ainsi rechercher un modèle pouvant décrire la dépendance observée en énergie. Enfin, à la lumière de cette étude, il apparaît que certains points pourraient être améliorés concernant la base de données et les outils qu'elle propose, comme par exemple rendre possible la renormalisation bin par bin, permettre de sommer différents jeux de données ou encore pouvoir étiqueter les courbes afin d'améliorer la lisibilité des graphiques produits.

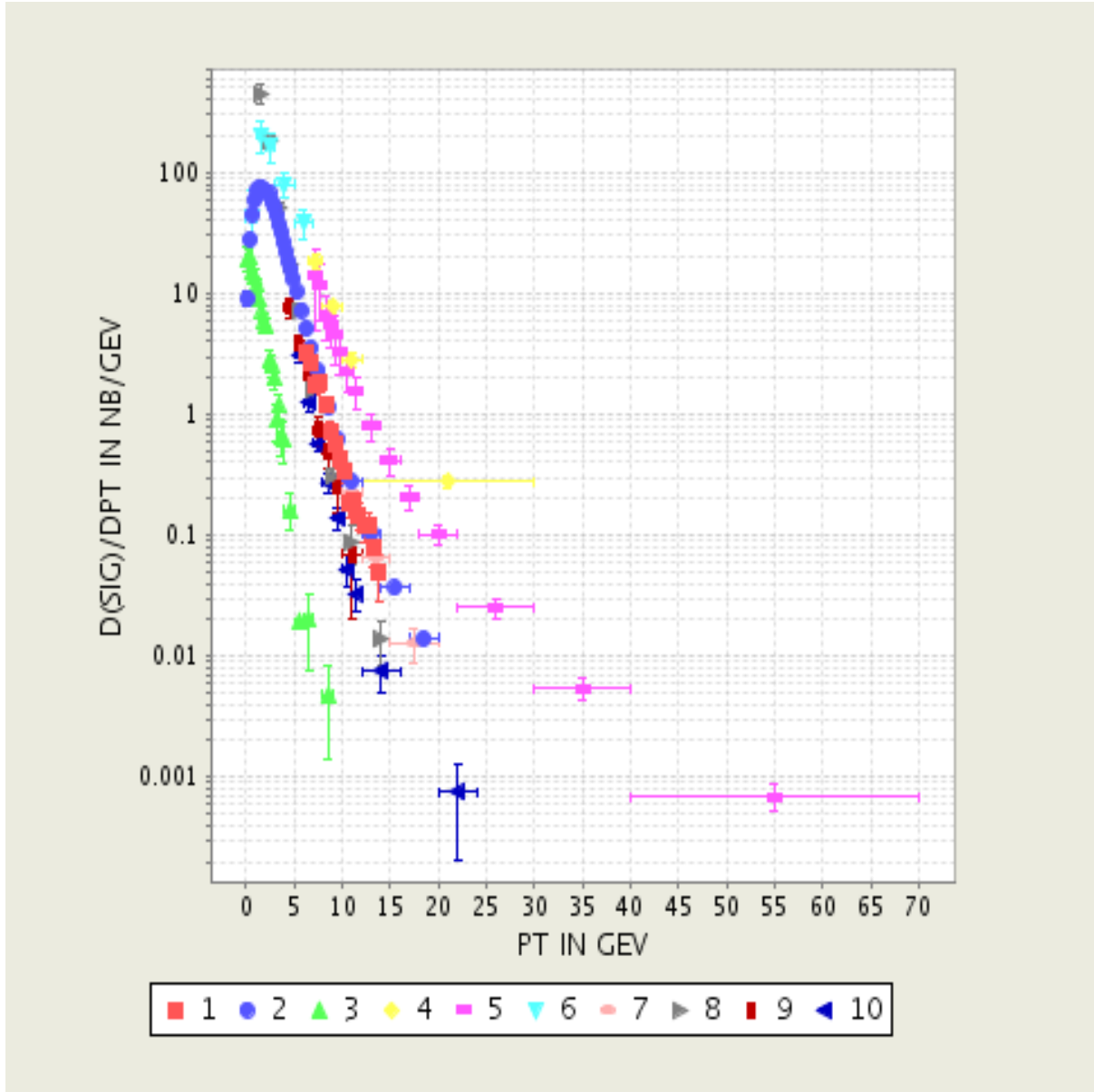


FIG. 6.2 – Production de J/ψ en fonction de l'impulsion transverse p_T , en collisions proton-protons, pour différentes expériences. 1 et 2 correspondent à CDF (1800 GeV), 3 à PHENIX (200 GeV), 4, 5 et 6 à CMS, ATLAS et ALICE respectivement (7 TeV), 7 et 8 à D0 (1800 GeV) et 9 et 10 à UA1 (630 GeV). La courbe correspondant aux valeurs mesurées par PHENIX qu'à titre indicatif, la normalisation présentée n'étant pas correcte (voir texte).

Chapitre 7

Conclusion

Nous avons vu que la physique des quarkonia en collisions d'ions lourds est intéressante pour étudier la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons. Dans ce cadre, il est difficile de démêler les différents effets influents sur la production de quarkonia (mécanisme de production, effet d'ombrage, absorption par la matière froide et dissociation par la matière chaude). La comparaison d'un grand nombre de résultats correspondant à différents états initiaux de réaction est nécessaire. C'est pour faciliter ces comparaisons qu'une base de données sur les quarkonia a été réalisée. Ayant pour objectif l'inclusion dans ce projet des résultats obtenus par PHENIX, j'ai pu contribuer à sa réalisation et appréhender certains des concepts permettant de créer une base de données pertinente.

Finalement, j'ai traité 15% des documents que comporte la base de données. Cela correspond à vingt publications, desquelles les informations utiles à notre projet ont été extraites, puis compilées dans les fichiers *.dat*. Les données issues de ces articles sont désormais accessibles en ligne sur HEPDATA et sur la page web de la revue sur les quarkonia. De plus, la base de données ayant été finalisée, une première utilisation à pu en être faite. Notons en particulier une comparaison des spectres en impulsion transverse de la production de J/ψ mesurée par sept expériences différentes, dont les résultats récents obtenus au LHC par ALICE, ATLAS et CMS. Les observables mesurées étant différentes suivant les expériences, et les résultats normalisés de diverses façons ce type de comparaisons n'est pas facile à réaliser. Aussi, nous avons montré le potentiel de la base de données des quarkonia. Sa facilité d'utilisation et le fait qu'elle soit disponible en ligne sont des atouts intéressants pour tout physicien, qu'il soit théoricien ou expérimentateur.

Ainsi, avec les résultats déjà exploitables et ceux à venir du LHC, qui apporteront de nouvelles réponses, et éventuellement de nouvelles questions, la compréhension des interactions entre les PQG et les quarkonia pourra peut être se renforcer. De plus, à la lumière de ce travail, différentes perspectives se dessinent. Nous avons mis en évidence des pistes pour son amélioration. Certaines optimisations de la base de données sont envisagées. L'amélioration de l'outil graphique proposé sur la page web, par exemple, pourrait faciliter significativement la réalisation des comparaisons. Enfin, l'efficacité démontrée de cette base de données et les difficultés rencontrées pour compiler des résultats sur une thématique précise lorsqu'ils ne sont pas centralisés, pourrait conduire à envisager que d'autres champs de la physique élémentaire pourraient tirer profit d'un tel système.

Annexe A

Structure d' un fichier .dat

SC = ADLER 03; *Nom de l'auteur et année de publication.*

R = arXiv :hep-ex/0307019v1; TY = PREP; D = JUL 2003; *Référence arXiv - Type de document (Preprint, journal, erratum) - Date de publication.*

DES = encoded 13 apr 2011 by SB; *Date de réalisation et auteur du fichier.dat.*

CR = Measurement of J/PSI distributions in transverse momentum and rapidity for proton-proton collisions at center-of-mass energy of 200GeV in the Phenix experiment. The mean PT and the Total cross-section obtained are also presented.; *Présentation générale de l'article et commentaires sur l'ensemble des données.*

IRN = 5602254; *Référence SPIRES de l'article.*

DE = PHENIX; *Détecteur.*

EXP = RHIC-PHENIX; *Nom de l'expérience.*

Premier jeu de données :

TFP = F2 P4; *Localisation des données dans l'article (F=figure, T=tableau, P=page).*

CT = Measured J/PSI distribution in PT for the e+e- channel.; *Titre du jeu de données.*

CR. = The value of B, the branching fraction to either electrons or muons is the average value from PDG : 5.9The rapidity range is $-0.35 < y < 0.35$. Uncertainties are 1-sigma statistical errors on the (signal - background) net yield. There is a 10% overall absolute cross section normalization error in addition to the error given.; *Commentaires à propos des données.*

RE = P P -> J/PSI <e+e-> X; *Réaction considérée.*

OBS = D(SIG)/(D(PT)*D(YRAP)); *Observable mesurée.*

PLAB = 21321,21321; *Energie dans le laboratoire.*

N = RE; V = P P -> J/PSI <e+e-> X; *Réaction considérée.*

N = SQRT(S) IN GEV; V = 200; *Energie dans le centre de masse.*

N = YRAP; V = -0.35 TO 0.35; *Domaine couvert en rapidité.*

N = YN; V = (1/(2*PI*PT(P=3)))*B*D2(SIG(P=3))/(D(YRAP(P=3))*D(PT(P=3))) IN NB*((GEV**)-2); *Nature et unité de la grandeur en Y.*

N = PT (P=3) IN GEV**; *Nature et unité de la grandeur en X.*

F V.; Y.; *Début du tableau contenant les données.*

0.52 (BIN = 0 TO 0.8); 6.54 +1.75 -1.73; *1er couple de valeurs et incertitudes.*

1.21 (BIN = 0.8 TO 1.6); 2.14 +0.79 -0.78; *2nd couple de valeurs et incertitudes.*

1.97 (BIN = 1.6 TO 2.4); 1.54 +0.53 -0.52; ...

2.76 (BIN = 2.4 TO 3.2); 0.71 +0.37 -0.34;
3.55 (BIN = 3.2 TO 4.0); 0.37 +0.34 -0.21;
4.4 (BIN = 4.0 TO 4.8); 0.0 +0.21 -0 (CL = 90 PCT);
CF *Fin du tableau.*

Second jeu de données

...

Bibliographie

- [1] L. Kluberg and H. Satz. Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions. 2009.
- [2] J.-C. Boudenot. *Histoire de la physique et des physiciens*. Ellipses, 2001.
- [3] F Halzen and A.D. Martin. *Quarks and leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics* . John Wiley and sons, 1984.
- [4] S. Monteil. Physique des détecteurs. Notes de cours du Master Physique-Chimie de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, 2011.
- [5] M.K. Sundarezan. *Handbook of Particle Physics*. CRC Press, 2001.
- [6] W.-M. Yao et al. (Particle Data Group). Searches for Higgs Boson. *J. Phys. G* *33*, *1*, 2006. (URL : <http://pdg.lbl.gov>).
- [7] <http://fr.wikipedia.org>.
- [8] Claude Amsler et al. Review of Particle Physics. *Phys.Lett.*, B667 :1–1340, 2008.
- [9] Nicolas LE BRIS. *Étude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas p_T , et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE*. PhD thesis, Université de Nantes, 2009.
- [10] J. J. Aubert et al. Experimental Observation of a Heavy Particle J. *Phys. Rev. Lett.*, *33* :1404–1406, 1974.
- [11] J. E. Augustin et al. Discovery of a Narrow Resonance in e+ e- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, *33* :1406–1408, 1974.
- [12] R. Granier de Cassagnac. Le qgp : Sondes prédites et étudiées au sps. In *Ecole Joliot-Curie de Physique nucléaire 2005*, pages 221–260, 2005.
- [13] J. P. Lansberg. J/psi, psi' and upsilon production at hadron colliders : A Review. *Int. J. Mod. Phys.*, A21 :3857–3916, 2006.
- [14] S. S. Adler et al. Centrality dependence of charm production from single electrons measurement in Au + Au collisions at $\sqrt{s(NN)} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, *94* :082301, 2005.
- [15] L. Kluberg. 20 years of J/psi suppression at the CERN SPS : Results from experiments NA38, NA51 and NA50. *Eur.Phys.J.*, C43 :145–156, 2005.
- [16] Francois Arleo and Vi-Nham Tram. A systematic study of J/psi suppression in cold nuclear matter. *Eur. Phys. J.*, C55 :449–461, 2008.
- [17] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/ReteQuarkonii>. Site Web du ReteQuarkonii.
- [18] P.J.E. Peebles. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton Series in Physics, 1993.
- [19] T. Matsui and H. Satz. J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys.Lett.*, B178 :416, 1986.

- [20] <http://durpdg.dur.ac.uk/>. Site Web de HEPDATA.
- [21] [http://fr.wikipedia.org/wiki/Saveur\(physique\)](http://fr.wikipedia.org/wiki/Saveur(physique)). Site Web du RHIC.
- [22] M. Adamczyk et al. The BRAHMS experiment at RHIC. *Nucl.Instrum.Meth.*, A499 :437–468, 2003.
- [23] B.B. Back et al. The PHOBOS detector at RHIC. *Nucl.Instrum.Meth.*, A499 :603–623, 2003.
- [24] K.H. Ackermann et al. STAR detector overview. *Nucl.Instrum.Meth.*, A499 :624–632, 2003.
- [25] K. Adcox et al. PHENIX detector overview. *Nucl.Instrum.Meth.*, A499 :469–479, 2003.
- [26] R. Rapp, D. Blaschke, and P. Crochet. Charmonium and bottomonium production in heavy-ion collisions. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 65 :209–266, 2010.
- [27] Stephen Scott Adler et al. J/psi production in Au Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV at the Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys. Rev.*, C69 :014901, 2004.
- [28] A. Adare et al. J / psi production versus transverse momentum and rapidity in p+p collisions at $s^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :232002, 2007.
- [29] Stephen Scott Adler et al. J / psi production from proton proton collisions at $s^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :051802, 2004.
- [30] Stephen Scott Adler et al. J/psi production and nuclear effects for d + Au and p + p collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :012304, 2006.
- [31] A. Adare et al. J/psi production vs centrality, transverse momentum, and rapidity in Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ - GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :232301, 2007.
- [32] A. Adare et al. J/psi Production in sqrt (s(NN))= 200 GeV Cu+Cu Collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 101 :122301, 2008.
- [33] A. Adare et al. Cold Nuclear Matter Effects on J/Psi as Constrained by Deuteron-Gold Measurements at sqrt(s(NN)) = 200 GeV. *Phys. Rev.*, C77 :024912, 2008.
- [34] S. Afanasiev et al. Photoproduction of J/psi and of high mass e+e- in ultra- peripheral Au+Au collisions at sqrt(s(NN)) = 200 GeV. *Phys. Lett.*, B679 :321–329, 2009.
- [35] S. S. Adler et al. Nuclear modification of electron spectra and implications for heavy quark energy loss in Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 96 :032301, 2006.
- [36] A. Adare et al. Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au+Au Collisions at sqrt(sNN) = 200 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 98 :172301, 2007.
- [37] A. Adare et al. Measurement of high-p(T) single electrons from heavy- flavor decays in p + p collisions at $s^{1/2} = 200$ -GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :252002, 2006.
- [38] A. Adare et al. Measurement of Bottom versus Charm as a Function of Transverse Momentum with Electron-Hadron Correlations in p+p Collisions at sqrt(s)=200 GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 103 :082002, 2009.
- [39] A. Adare et al. Dilepton mass spectra in p+p collisions at sqrt(s)= 200 GeV and the contribution from open charm. *Phys. Lett.*, B670 :313–320, 2009.
- [40] Stephen Scott Adler et al. Measurement of single muons at forward rapidity in p + p collisions at $s^{1/2} = 200$ GeV and implications for charm production. *Phys. Rev.*, D76 :092002, 2007.
- [41] <http://www.phenix.bnl.gov/results.html>. Base de donnée des résultats publiés par PHENIX.
- [42] <http://hepdata.cedar.ac.uk/review/quarkonii/>. Revue sur les Quarkonia du groupe ReteQuarkonii.
- [43] B. I. Abelev et al. J/psi production at high transverse momentum in p+p and Cu+Cu collisions at sqrt(s)=200GeV. *Phys. Rev.*, C80 :041902, 2009.

- [44] C. Albajar et al. J / psi and psi-prime production at the CERN p anti-p collider. *Phys. Lett.*, B256 :112–120, 1991.
- [45] C. Albajar et al. HIGH TRANSVERSE MOMENTUM J / psi PRODUCTION AT THE CERN PROTON - ANTI-PROTON COLLIDER. *Phys. Lett.*, B200 :380, 1988.
- [46] B. Abbott et al. Small angle J / psi production in p anti-p collisions at $S^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 82 :35–40, 1999.
- [47] S. Abachi et al. J / psi production in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Lett.*, B370 :239–248, 1996.
- [48] Darin E. Acosta et al. Cross-section for forward J / psi production in p anti-p collisions at $S = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev.*, D66 :092001, 2002.
- [49] F. Abe et al. Inclusive J / psi, psi (2S) and b quark production in anti-p p collisions at $s^{**}(1/2) = 1.8\text{-TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :3704–3708, 1992.
- [50] The ATLAS Collaboration. Measurement of the differential cross-sections of inclusive, prompt and non-prompt J/psi production in proton-proton collisions at $\text{Sqrt}(s) = 7\text{ TeV}$. 2011.
- [51] V. Khachatryan et al. Prompt and non-prompt J/psi production in pp collisions at $\text{sqrt}(s) = 7\text{ TeV}$. *Eur. Phys. J.*, C71 :1575, 2011.
- [52] et al. Rapidity and transverse momentum dependence of inclusive J/psi production in pp collisions at $\text{sqrt}(s) = 7\text{ TeV}$. 2011.
- [53] R. Aaij et al. Measurement of J/psi production in pp collisions at $\text{sqrt}(s)=7\text{ TeV}$. *Eur. Phys. J.*, C71 :1645, 2011.