

## Le quarkonium : du Fermilab au SPS

M. Gonin

► **To cite this version:**

M. Gonin. Le quarkonium : du Fermilab au SPS. École thématique. Ecole Joliot Curie "Matière hadronique : de la structure du nucléon au déconfinement des quarks", Maubuisson, (France), du 7-12 septembre 1998 : 17ème session, 1998. cel-00652940

**HAL Id: cel-00652940**

**<https://cel.archives-ouvertes.fr/cel-00652940>**

Submitted on 16 Dec 2011

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

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

# Le Quarkonium : du Fermilab au SPS

---

Michel Gonin - LPNHE - Ecole Polytechnique

Nous présentons dans ce cours les motivations, les principes de la mesure et les résultats expérimentaux concernant la production des quarkonia dans les collisions entre ions lourds. Les résultats expérimentaux obtenus au Fermilab (800 GeV/nucléon) et au CERN (158, 200 et 450 GeV/nucléon) sont comparés dans le cadre d'un modèle phénoménologique d'absorption. Les derniers résultats spectaculaires de la production du  $J/\psi$  dans les collisions Pb - Pb sont présentés en détail et discutés dans le cadre d'une production du plasma de quarks et de gluons.

## 1 Introduction

Toute la matière et anti-matière connue de l'univers est formée de  $2 \times 17$  particules élémentaires: 6 quarks, 6 leptons et 5 porteurs de forces (gluons, photons et les 3 bosons). Les 6 quarks (u,d,s,c,t,b) constituent dans le modèle standard les "briques" élémentaires qui forment les hadrons comme par exemple les protons (uud) ou les neutrons (udd). Les gluons, au nombre de 8 pour être précis, transportent les interactions fortes et servent de colle aux quarks pour assurer la stabilité de l'édifice hadronique. Dans le noyau nucléaire, les quarks et les gluons restent confinés dans les nucléons et, au premier ordre, ne jouent individuellement aucun rôle. Plus généralement, il est admis que les quarks ne peuvent pas exister à l'état libre et solitaire. Ils se regroupent soit en trio (qqq) pour former la famille des baryons comme les nucléons, soit en duo ( $q\bar{q}$ ) pour former la famille des mésons comme les pions.

Le principe du confinement des quarks et des gluons dans les hadrons n'a pour l'instant jamais été contesté expérimentalement. Les quarks sont "colorés" en rouge, vert ou bleu et c'est cette charge de couleur qui engendre entre eux l'interaction forte. Les gluons sont également

porteurs de couleur contrairement, par exemple, aux photons qui ne possèdent pas de charge électrique pour les interactions électromagnétiques. Cela permet, par exemple, aux quarks de changer de couleur par échange d'un gluon. La théorie des interactions fortes (QCD) postule que toute particule observable doit obéir à la règle du "zéro couleur" c'est à dire doit être incolore. La règle des combinaisons ou somme de couleurs pour les quarks est identique à celle des "vraies" couleur de lumière; un proton par exemple constitué des quarks (uud) possède la couleur rouge + vert + bleu = blanc. Ainsi, la notion de "particules physiques" ne s'applique plus aux quarks ou aux gluons. Les quarks n'ont pas été découverts explicitement contrairement aux particules dites autrefois "élémentaires" comme les protons, électrons, pions, particules étranges, etc.... La masse de ces particules a pu être, par exemple, déterminée expérimentalement alors que la "masse" des quarks reste un paramètre libre de la chromodynamique quantique (QCD).

Cependant, des calculs non-perturbatifs sur réseau [1] pour les interactions fortes montrent que pour des températures supérieures à une température critique de l'ordre de 160-200 MeV, un état déconfiné doit se produire correspondant à une phase de plasma de quarks et de gluons. Cette température critique qui est environ 20 fois supérieure aux températures limites des noyaux chauds nucléaires dépend néanmoins sensiblement des approximations utilisées pour ce genre de calcul. Dans la phase plasma, les quarks et les gluons ne sont plus localisés dans les hadrons mais interagissent individuellement dans un grand volume. Ceci traduit un "dégel" complet et brutal des degrés de liberté de la matière hadronique. Il faut noter que ce plasma ne doit pas produire de quarks isolés et détectables. Il représente néanmoins un nouvel état de la matière totalement inconnu sur terre mais présent durant l'évolution de notre univers primordial environ 10  $\mu$ s après le "Big Bang". Cette prédiction majeure de la théorie QCD non-perturbative des interactions fortes a motivé, et motive toujours, un programme ions lourds très ambitieux au CERN et à Brookhaven (USA). Une communauté importante de 800 à 1000 physiciens y est impliqué.

Les collisions entre ions lourds représentent une solution expérimentale, sans doute la seule, pour étudier la matière nucléaire à température finie. La mesure au CERN-SPS des distributions d'énergies transverses dans les collisions d'ions lourds montrent que les conditions nécessaires à la production du plasma ont été satisfaites. Par exemple, des densités d'énergies de l'ordre de 2-3 GeV/fm<sup>3</sup> ont été mesurées dans les collisions Pb - Pb représentant 10 fois la densité d'énergie de la matière nucléaire [2]. Ceci correspond approximativement à une énergie totale de 4500 GeV répartie dans un volume de 1500 fm<sup>3</sup>, très grand par rapport au volume hadronique d'une collision p+p, et propice à une transition de phase. Cependant, l'utilisation des collisions entre ions lourds à la place de collisions plus élémentaires présente certains désavantages dus à leur complexité et à la difficulté d'en extraire des informations précises et non ambiguës. De plus, la durée de vie extrêmement courte du plasma (10<sup>-24</sup> s) ainsi que ses très petites dimensions (10<sup>-15</sup> m) ne permettent pas une étude classique du phénomène.

Le choix judicieux d'une observable capable de signer la production du plasma constitue une gageure pour notre recherche. Les états liés ( $q\bar{q}$ ) des quarks charmés (c) et des quarks de la beauté (b) appelés **quarkonia** sont sans aucun doute les meilleurs candidats. Les dimensions du  $J/\psi$  ( $c\bar{c}$ ) et de l'upsilon  $\Upsilon$  ( $b\bar{b}$ ) sont significativement inférieures aux dimensions des protons, neutrons ou autres pions et sont donc moins sensibles à la phase hadronique suivant la phase plasma (figure 1). En revanche, les quarkonia sont très sensibles à la phase plasma due

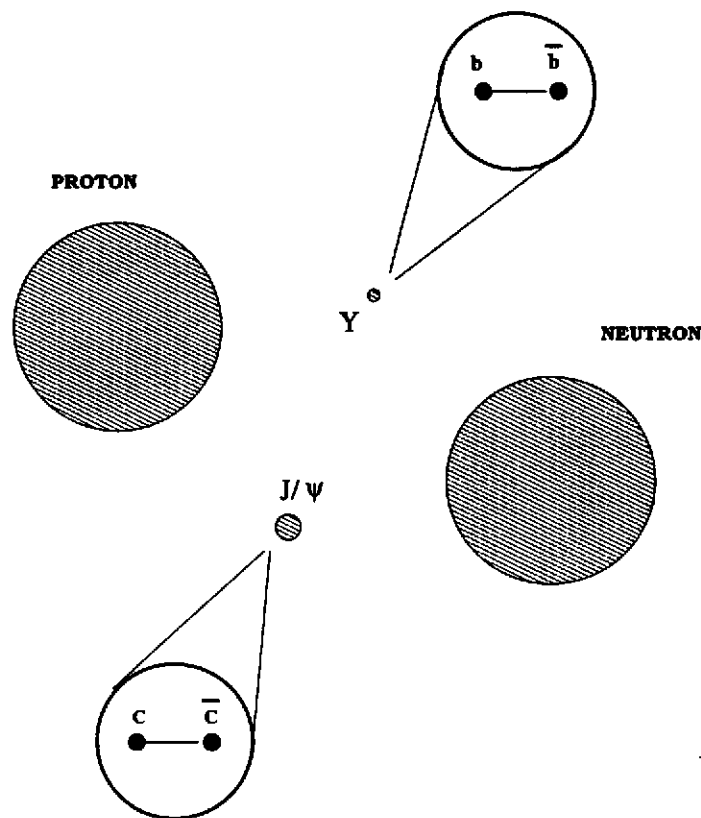


Figure 1: Comparaison entre les "dimensions" des nucléons et des quarkonia

aux effets d'écrantage [3] qui annihilent la formation d'un état lié ( $q\bar{q}$ ): toute "suppression" de quarkonia signe en principe la formation d'un état déconfiné. De plus, ces particules ne peuvent être produites qu'aux premiers instants de la collision ion - ion étant donné la valeur élevée de la masse du  $J/\psi$  ( $3.1 \text{ GeV}/c^2$ ) et de  $\Upsilon$  ( $9.5 \text{ GeV}/c^2$ ). La perte d'énergie due aux collisions successives interdit la production des quarkonia au-delà de la première collision nucléon - nucléon. Ceci n'est pas le cas pour d'autres candidats à la "signature" comme la production d'étrangeté (méson K) ou la production de pion (figure 2). L'empreinte de la formation d'un état déconfiné doit s'observer en priorité dans la production des quarkonia.

## 2 Principe de la mesure

Les particules  $J/\psi$  ou  $\Upsilon$  sont produites par des processus durs c'est à dire des processus à très faible section efficace comparée par exemple à la section efficace inélastique nucléon - nucléon. L'étude des processus durs dans les collisions d'ions lourds passe d'abord par une étude d'un processus simple comme la production de paires Drell-Yan [4]. Ce mécanisme consiste en une annihilation d'un quark du nucléon projectile et d'un anti-quark du nucléon cible. Bien que la production de l'état lié  $J/\psi$  corresponde plutôt à une fusion entre deux gluons pour un domaine cinématique comparable  $y_{CM} \simeq 0$ , les deux mécanismes peuvent être considérés comme

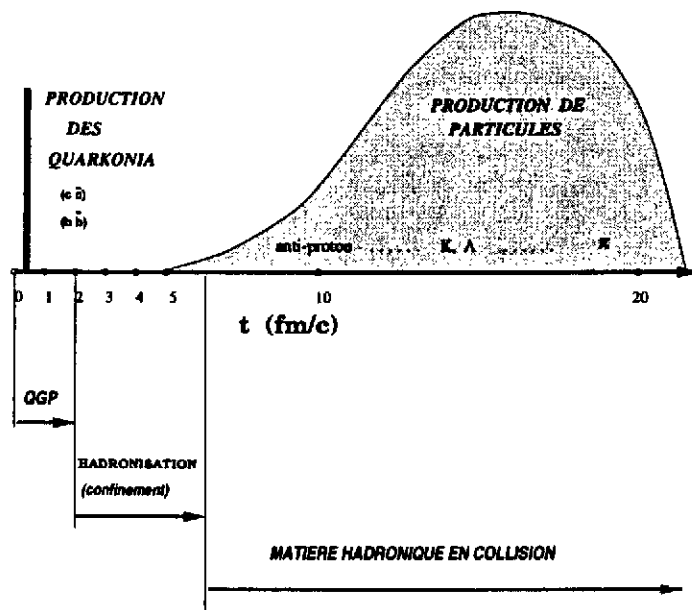


Figure 2: Evolution temporelle d'une collision ion - ion (QGP = plasma de quarks et de gluons)

semblables (figure 3). La production de paires Drell-Yan à été étudiée en détail au Fermilab et au CERN aussi bien dans les collisions hadron-hadron que dans les collisions ion-ion. Le photon virtuel ainsi que la production de la paire de muons dans l'état final est totalement insensible à la formation du plasma ou à l'environnement hadronique. Cette absence d'absorption dans l'état final permet d'utiliser le mécanisme Drell-Yan comme référence de production des processus durs et de définir la suppression des quarkonia dans les collisions ion-ion comme il sera montré par la suite.

Les sections efficaces quarkonia et Drell-Yan étant expérimentalement accessibles dans les collisions ion-ion, la suppression des états liés  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  devait correspondre à l'empreinte parfaite de la formation du plasma. Malheureusement, après les premières mesures les phénomènes se sont avérés plus compliqués car d'autres mécanismes de suppression peuvent s'ajouter à celui de la formation du plasma. En effet, les quarkonia peuvent être dissociés par les nucléons ou hadrons environnants. Une collision inélastique

$$\text{nucleon} + J/\psi \rightarrow D + \bar{D} + \dots$$

peut supprimer par exemple l'état lié en produisant du charm ouvert  $D$  ( $c\bar{d}$ ) et  $\bar{D}$  ( $\bar{c}u$ ). La section efficace d'un tel processus, bien que très faible, peut être comparable à celle de la

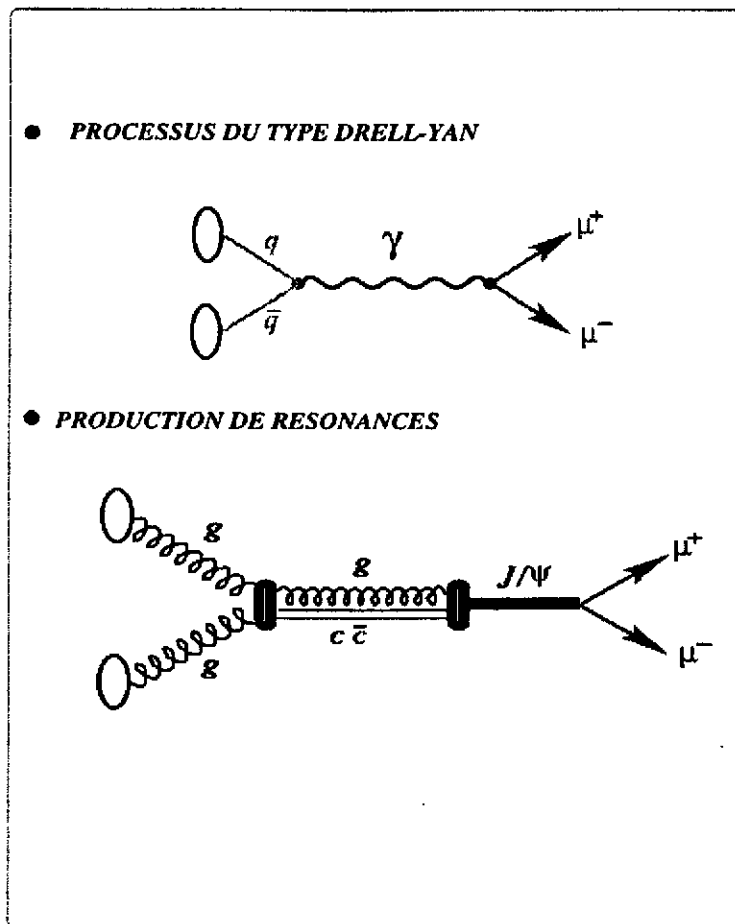


Figure 3: Diagramme de Feynman des processus durs étudiés dans ce cours

formation du plasma.

Par conséquent, nous devons tout d'abord obtenir expérimentalement la section efficace d'absorption ordinaire ou "normale" du quarkonia dans la matière nucléaire. Cela doit être fait pour des systèmes légers comme p - A où la formation d'un état déconfiné est très peu probable. Toute suppression supplémentaire dans des systèmes plus lourds pourra être ensuite assimilée à une suppression provenant du plasma.

## 2.1 Variables expérimentales

La mesure du mécanisme de suppression s'effectue généralement dans un domaine cinématique restreint, intégré sur le paramètre d'impact ou par intervalle de centralité, et en fonction de quantités reliées aux dimensions des systèmes cible - projectile. Les variables utilisées dans ce cours sont définies comme étant des variables cinématiques, de centralité ou "physiques".

### 2.1.1 Variables cinématiques

Outre leur impulsion transverse ( $P_t$ ), le domaine cinématique d'une paire de muons se définit essentiellement par leurs intervalles en rapidité et en angle de Collins-Soper [5].

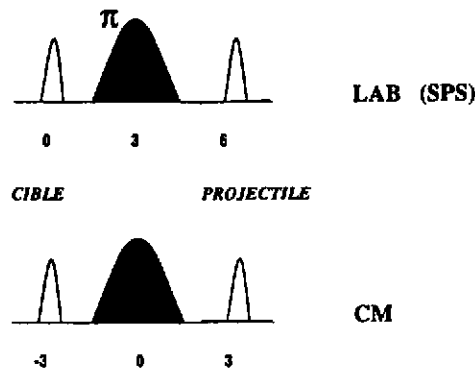
#### - RAPIDITE

- VARIABLE LONGITUDINALE

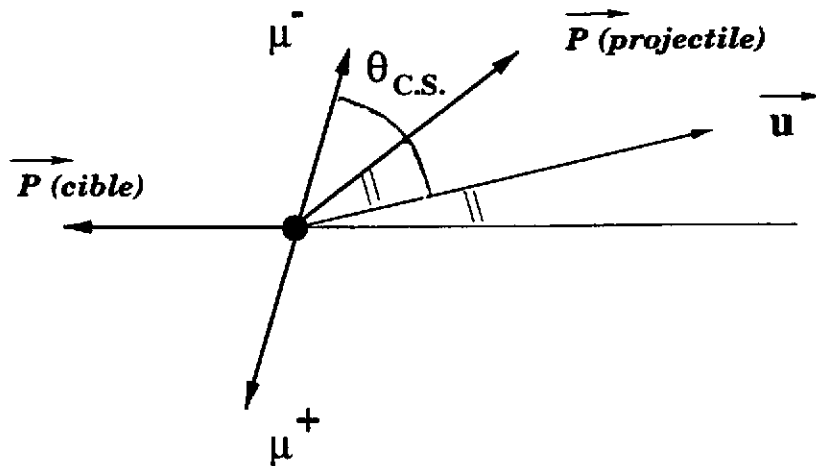
- ADDITIVE DANS LES TRANSFORMATIONS DE LORENTZ

$$Y = 1/2 \cdot \ln((E+P_{||})/(E-P_{||})) = 1/2 \cdot \ln((1+\beta)/(1-\beta))$$

$$(\beta = v/c)$$



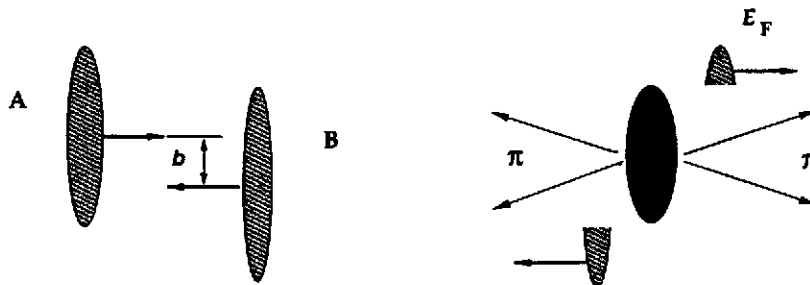
#### - ANGLE DE COLLINS-SOPER



### 2.1.2 Variables de centralité

Elles déterminent la "violence" de la collision et ses conditions initiales aboutissant éventuellement à la formation du plasma. La centralité s'estime principalement par des mesures calorimétriques de particules produites comme les pions ou de fragments du projectile n'ayant pas participé à la collision.

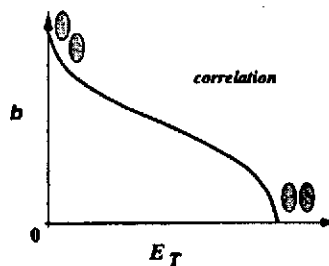
#### - PARAMETRE D'IMPACT



#### - ENERGIE TRANSVERSE NEUTRE

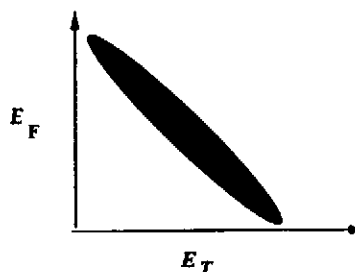
$$E_T = E \cdot \sin(\theta) \quad \text{pour } \pi^0$$

$$E = \langle Pt \rangle + N \pi$$



#### - ENERGIE A ZERO DEGRE

$$E_F = E_{\text{faisceau}} + \frac{A_{\text{spectateur}}}{A}$$

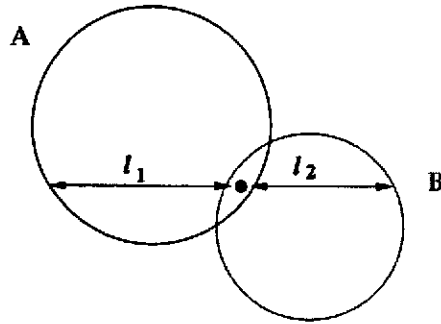




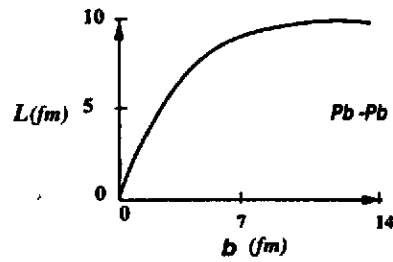
### 2.1.3 Variables "physiques"

Elles sont utilisées pour des modèles phénoménologiques et ne sont pas le résultat direct d'une mesure. Elles représentent néanmoins des quantités physiques essentielles à une bonne compréhension des mécanismes et dépendent très peu des hypothèses de calcul.

#### - LONGUEUR TRAVERSEE DANS LA MATIERE NUCLEAIRE



$$L = l_1 + l_2$$



#### - DENSITE D'ENERGIE

$$\varepsilon = \frac{E}{V}$$

Bjorken  $\longrightarrow \varepsilon \sim \frac{E_T}{S_T \tau} \quad (Y=0)$

$S_T$  = surface transverse

$\tau$  = temps de formation

Noyau	0.2 GeV/fm <sup>2</sup>
AGS (Brookhaven)	0.8 GeV/fm <sup>2</sup>
SPS (CERN)	2.5 GeV/fm <sup>2</sup>
RHIC (Brookhaven)	5.1 GeV/fm <sup>2</sup>
LHC (CERN)	10.0 GeV/fm <sup>2</sup>

#### - NOMBRE DE COLLISIONS BINAIRES

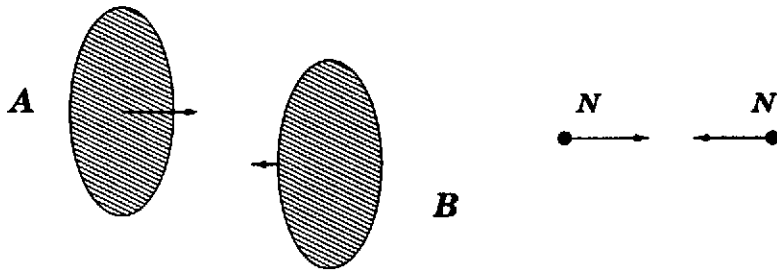
$$Nb \sim A_{\text{faisceau}} * B_{\text{cible}}$$

#### - NOMBRE DE PARTICIPANTS

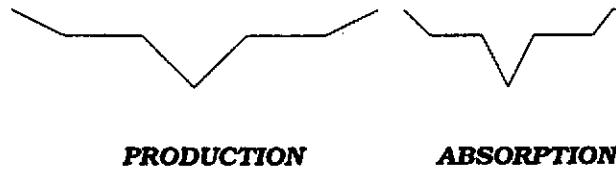
$$Np \sim A_{\text{faisceau}} + B_{\text{cible}}$$

## 2.2 Production et absorption

Pour mesurer la section efficace d'absorption des quarkonia dans la matière nucléaire, il faut distinguer expérimentalement le mécanisme de production dans l'état initial du mécanisme d'absorption dans l'état final. La section efficace totale  $\sigma_{A-B}$  de  $J/\psi$  mesurée dans une collision A-B peut s'écrire comme :



$$\sigma_{A-B}^{\Psi} = \sigma_{N-N}^{\Psi} \cdot (A \cdot B) \cdot e^{-\rho \cdot L \cdot \sigma_{abs.}} \quad (1)$$



où  $\sigma_{N-N}$  représente la section efficace de production du quarkonia dans une collision élémentaire nucléon - nucléon. On reconnaît bien dans le terme  $\sigma_{N-N} A \times B$  de la formule (1) le produit de la section efficace élémentaire par le nombre de collisions binaires N - N correspondant au produit du nombre A de nucléons du projectile par le nombre B de nucléons de la cible. Le terme exponentiel de l'équation (1) traduit l'absorption de la particule par la matière hadronique avec une section efficace  $\sigma_{abs.}$ . Certains processus ne subissent pas d'absorption dans l'état final comme par exemple la production de paires de muons Drell-Yan; dans ce cas  $\sigma_{abs.} = 0$  et l'équation (1) peut s'écrire

$$\sigma_{A-B}^{Drell-Yan} = \sigma_{N-N}^{Drell-Yan} \cdot (A \cdot B) \quad (2)$$

Comme nous l'avons déjà signalé, les processus Drell-Yan sont dans une collision entre ions lourds strictement proportionnels au nombre de collisions binaires nucléon - nucléon. Plus généralement, les processus durs se produisent essentiellement dans les zones chaudes de la collision ion - ion où le nombre de collisions, la densité d'énergie et les températures sont les plus élevées. Les processus durs sont ainsi naturellement l'outil idéal pour l'étude de la formation

du plasma.

D'un point de vue strictement expérimental l'équation (1) peut également s'écrire comme

$$\sigma_{A-B}^X = \sigma_{N-N}^X \cdot (A.B)^\alpha$$

avec  $\alpha = 1.0$  pour un processus sans absorption comme la production Drell-Yan et  $\alpha \leq 1.0$  pour un processus avec absorption. Cette formulation offre l'avantage de ne pas utiliser la variable "L" mais en revanche ne permet pas de déterminer  $\sigma_{abs.}$ . Une relation existe cependant entre la valeur  $\alpha$  et la valeur  $\sigma_{abs.}$ .

L'expression  $e^{-\rho.L.\sigma}$  correspond à l'approximation classique de l'absorption de particules traversant un milieu de longueur L et de libre parcours moyen  $\lambda$ . En effet, pour un flux incident de particules  $N_i$  le flux sortant de particules  $N_s$  peut s'exprimer comme :

$$N_s = N_i e^{-L/\lambda}$$

Dans une collision entre ions lourds, la longueur L représente la longueur traversée par la particule dans le milieu nucléaire [6] et le libre parcours moyen s'écrit comme:

$$\lambda = 1/\rho \sigma_{absorption}$$

où  $\rho$  représente la densité nucléaire moyenne ( $0.17$  nucléon/ $\text{fm}^3$ ). Notons que la variable L n'est pas invariante par transformation de Lorentz. Néanmoins, le calcul de L dans le repère propre du noyau (au repos) se justifie car l'expression  $-\rho.L.\sigma$  peut s'écrire  $-N_s.\sigma$  ou  $N_s = \rho.L$  est le nombre invariant par transformation de Lorentz de nucléons par unité de surface. Le calcul de la variable L doit également tenir compte du fait qu'en moyenne la particule n'est produite qu'au milieu de la matière nucléaire.

Finalement, la mesure de la quantité de suppression des quarkonia dans les collisions entre ions lourds consiste d'abord à vérifier expérimentalement que la production des processus durs dans l'état initial est donnée par l'équation (2). Ensuite, la mesure de  $\sigma_{abs.}$  s'effectue pour des systèmes où la formation du plasma est peu probable comme p-A ou A-B avec des noyaux légers. Ceci repose sur le caractère universel de la valeur de  $\sigma_{absorption}$  qui doit être en principe unique et indépendante de la taille du système A-B.

### 3 Résultats expérimentaux

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés dans ce cours a été obtenu dans le domaine cinématique suivant :  $y_{CM} \simeq 0$  ,  $0 \leq p_t \leq 3 \text{ GeV}/c^2$  et  $-0.5 \leq \cos(\theta_{CS}) \leq 0.5$  . La détermination des sections efficaces des quarkonia et Drell-Yan s'obtient par la détection expérimentale de leurs produits de désintégration constitués d'une paire de muons de signes opposés (figure 3). Une description détaillée d'un spectromètre à muons ainsi que des détecteurs

de centralité, de faisceau et de cibles peut être trouvée dans les références [7].

### 3.1 Production dans l'état initial

Le mécanisme de production de paires de muons Drell-Yan a été étudié par la collaboration E-8772 et ses successeurs [8] dans les collisions  $p + A$  au FERMILAB à 800 GeV/c correspondant à une énergie dans le centre de masse de  $\sqrt{s} \simeq 38$  GeV. Il faut remarquer que dans le domaine cinématique étudié les mécanismes de "shadowing", "anti-shadowing" ou "pertes d'énergie" sont négligeables [9]. La production Drell-Yan est strictement proportionnelle à  $1 \times A_{\text{cible}}$  comme le montre la figure 4.a. Aucune absorption n'est observée dans l'état final donnant une valeur  $\alpha = 1.0$  pour les systèmes  $p - C$ ,  $p - Ca$ ,  $p - Fe$  et  $p - W$ . Cette valeur est approximativement indépendante de l'impulsion transverse de la paire de muons  $P_t$ .

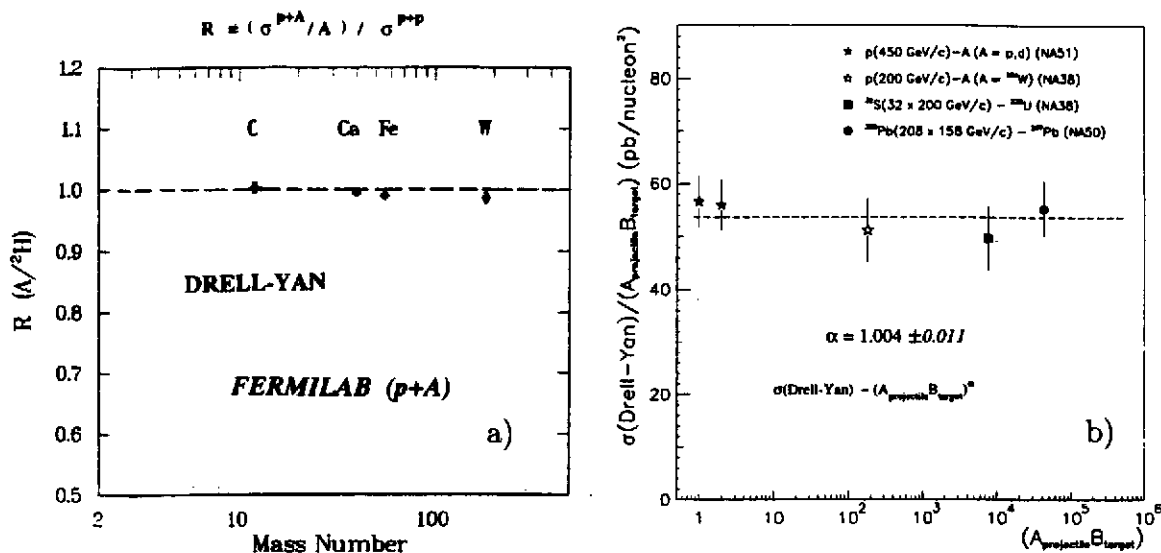


Figure 4: Sections efficaces "réduites" Drell-Yan obtenues au Fermilab (a) et CERN-SPS (b)

Les résultats  $p - A$  du Fermilab ont été confirmés et surtout étendus aux collisions  $A - B$  par la collaboration NA38/50 au CERN-SPS. Ces expériences ont été réalisées à plus basses énergies : 450 GeV/nucléon pour  $p - A$  ( $\sqrt{s} \simeq 28$  GeV), 200 GeV/nucléon pour  $O - A$  et  $S - U$  ( $\sqrt{s} \simeq 19$  GeV) [10] et 158 GeV/nucléon pour  $Pb - Pb$  ( $\sqrt{s} \simeq 17$  GeV) [11]. Les résultats de la figure 4.b montrent que pour les collisions  $p - W$ ,  $S - U$  et  $Pb - Pb$  la production des paires de muons Drell-Yan est strictement proportionnelle à  $A \times B$  c'est-à-dire au nombre de collisions binaires nucléon - nucléon. Une valeur de  $1.004 \pm 0.011$  est obtenue pour le paramètre  $\alpha$ . Le processus Drell-Yan demeure une excellente référence pour les processus durs. En particulier, le système symétrique  $Pb - Pb$  ne se distingue pas des systèmes asymétriques comme  $S - U$ . Il convient de préciser une fois de plus que ces conclusions ne sont plus valables pour d'autres domaines cinématiques où le mécanisme de production dans l'état initial peut se compliquer.

### 3.2 Suppression dans l'état final

Les résultats de la collaboration E-872 au Fermilab concernant la production des quarkonia ( $b\bar{b}$ ) et ( $c\bar{c}$ ) dans les collisions p - A sont présentés sur les figures 5.a et 5.b. Elles présentent les rapports de sections efficaces  $\sigma_{p+A}/\sigma_{p+p}$  en fonction de la masse atomique de la cible. L'ajustement des données en loi de puissance  $A^\alpha$  donne:

$$\alpha = 0.96 \pm 0.01$$

pour les Upsilon et

$$\alpha = 0.92 \pm 0.01$$

pour les charmonia.

Nous observons que dans les collisions p - A le bottonium ( $\Upsilon$ ) est moins absorbé que le charmonium ( $\Psi$ ). Ce résultat ne constitue pas une surprise car comme nous l'avons déjà signalé, l'état lié ( $b\bar{b}$ ) doit apparaître plus "petit" avec une plus grande énergie de liaison que les états ( $c\bar{c}$ ). Pour chaque valeur de A nous pouvons calculer une valeur de L et en déduire les sections efficaces d'absorption. On trouve

$$\sigma_{abs.} \simeq 1 - 2 \text{ mb}$$

pour les Upsilon et

$$\sigma_{abs.} \simeq 6 - 7 \text{ mb}$$

pour les charmonia.

A titre de comparaison, on observe que les valeurs obtenues pour  $\sigma_{absorption}$  sont significativement inférieures à la section efficace inélastique  $\simeq 30 \text{ mb}$  des collisions p - p. Ceci s'explique par les dimensions réduites des quarkonia par rapport aux dimensions des nucléons. Ainsi, l'état lié ( $b\bar{b}$ ) possède dans la matière nucléaire un libre parcours moyen de  $\lambda \simeq 39 \text{ fm}$ , n'interagissant que très faiblement avec les nucléons de la cible ou du projectile car nous avons  $L \leq 11 \text{ fm}$  pour une collision Pb - Pb.

De la même façon que pour le mécanisme Drell-Yan, les mesures de Fermilab concernant le charmonia  $J/\psi$  ont été confirmées pour p - A et étendues aux systèmes plus lourds A - B par la collaboration NA38/NA50 au CERN-SPS. Ces expériences ayant été réalisées à plus basse énergie, il n'a pas été possible de mesurer et d'étudier l'absorption des états liés ( $b\bar{b}$ ) dans les systèmes A - B. Il faudra attendre la mise en service du LHC et l'expérience ALICE [12] pour pouvoir mesurer l'absorption des  $\Upsilon$  dans les systèmes lourds comme Pb - Pb ou Au - Au.

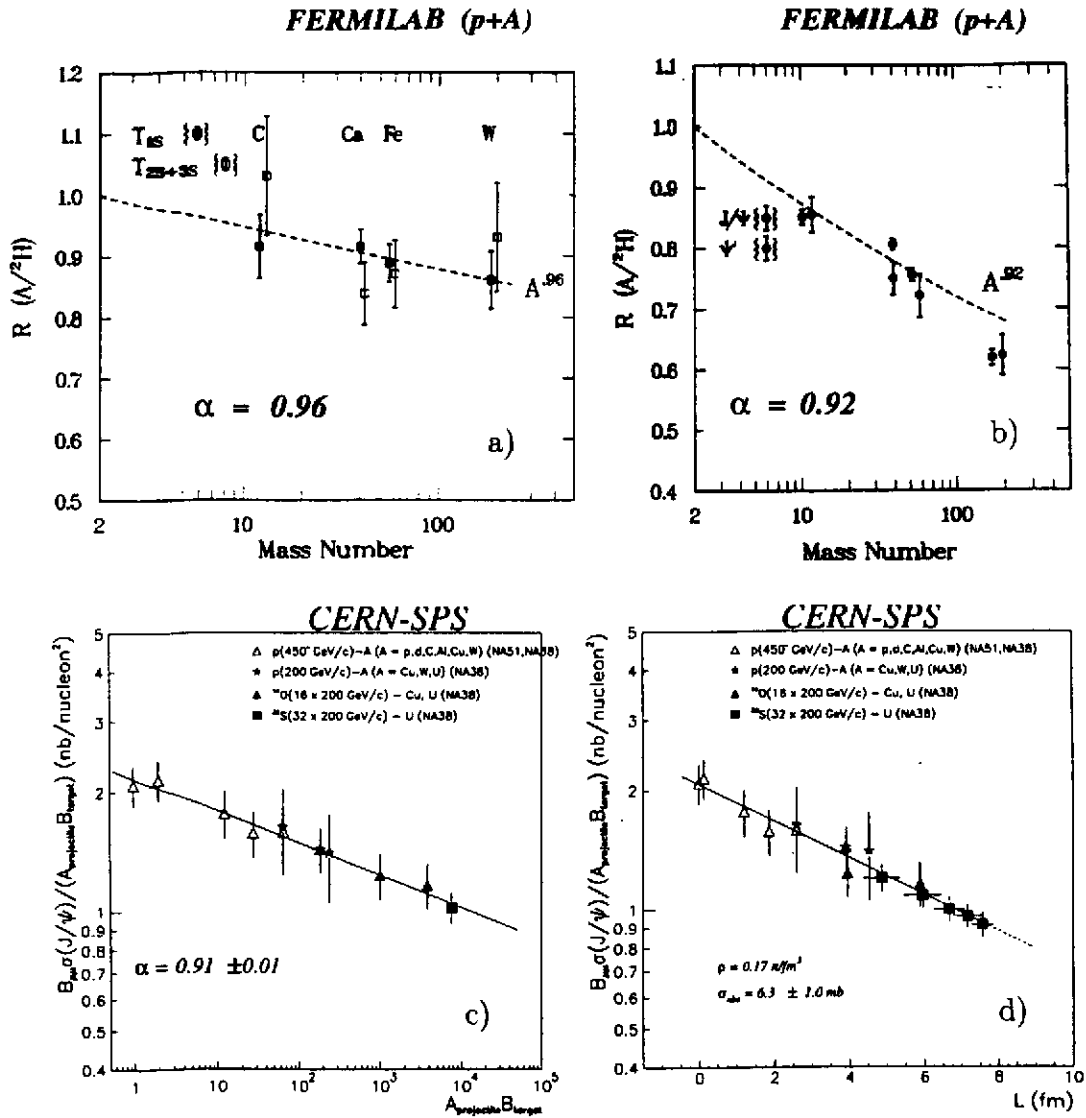


Figure 5: Suppression des quarkonia au Fermilab pour les Upsilon (a) et les charmonia (b) et au CERN-SPS pour les charmonia en fonction de  $A \cdot B$  (c) et de  $L$  (d)

La figure 5.c présente les sections efficaces "réduites" du  $J/\psi$  obtenues à 200 et 450 GeV/c au CERN-SPS par la collaboration NA38 pour les systèmes p - p, p - A, O - A et S - U. Les sections efficaces absolues ont été divisées par le nombre de collisions nucléon-nucléon  $A \times B$  permettant une représentation simple et directe du phénomène d'absorption. Il suffit pour cela de comparer ces figures avec celles présentées sur la page 11. Pour les systèmes p - A, les résultats du CERN-SPS sont compatibles avec ceux du Fermilab. L'ajustement des données en loi de puissance avec  $A \times B$  en abscisse (en exponentielle avec  $L$  en abscisse) donne  $\alpha = 0.91 \pm 0.01$  ( $\sigma_{abs} = 6.2 \text{ mb} \pm 0.7$ ). L'ensemble des résultats, des collisions p - p aux collisions S - U, s'explique par une absorption ordinaire du charmonia qui correspond à une dissociation de la paire ( $c\bar{c}$ ) par les nucléons.

La mesure de la suppression du  $J/\psi$  dans un seul système, la collision S - U, donne le même résultat. Ceci est montré sur la figure 5.d avec le changement de variable " $A \times B$ "  $\rightarrow$  "L" où les données S - U correspondent à 5 intervalles de centralité. Des collisions S - U périphériques avec  $L \simeq 4.8$  fm aux collisions S - U centrales avec  $L \simeq 8.0$  fm, la suppression du  $J/\psi$  suit précisément la courbe générale d'absorption. La figure 5.d montre en particulier le caractère "universel" du phénomène d'absorption,  $\sigma_{abs}$  étant indépendante au premier ordre du système cible - projectile.

En conclusion, l'ensemble des résultats Fermilab et CERN-SPS concernant la suppression des états liés ( $c\bar{c}$ ) et ( $b\bar{b}$ ) des collisions p - p aux collisions centrales S - U s'explique par un mécanisme ordinaire d'absorption du quarkonia par la matière nucléaire. Cette absorption dans l'état final ne dépend pas de la taille du système projectile - cible et se montre plus importante pour l'état  $J/\psi$  que pour l'état  $\Upsilon$ . En revanche, le mécanisme Drell-Yan ne subit aucune absorption dans la matière nucléaire et repose uniquement sur le nombre de collisions nucléon-nucléon.

### 3.3 La suppression anormale du $J/\psi$

Nous avons déjà mentionné que le mécanisme de production de paires Drell-Yan ne subit dans les collisions Pb - Pb aucune modification par rapport aux collisions p - A et S - U, sa section efficace de production étant en excellent accord avec l'expression (2). Le cas du charmonia semble, lui, très différent. En effet, la quantité de suppression du  $J/\psi$  subit dans la collision Pb - Pb une augmentation importante par rapport à celle mesurée dans les collisions p - A, O - A et S - U et ne peut plus s'expliquer par le processus ordinaire d'absorption. La figure 6.a compare la section efficace réduite  $\sigma/(AB)$  pour Pb - Pb à la systématique d'absorption obtenue avec des systèmes plus légers. Il est clair que la suppression mesurée pour les collisions Pb - Pb ne suit plus la systématique d'absorption et se trouve significativement en-dessous de la valeur attendue représentée sur la figure par la ligne droite. C'est la raison pour laquelle la collaboration NA50 a qualifié la suppression mesurée dans le système Pb - Pb de suppression anormale.

De même que pour le système S - U, la suppression du  $J/\psi$  a été étudiée dans le système Pb - Pb par intervalle de centralité en fonction de la variable "L". Les résultats sont présentés sur la figure 6.b où la section efficace réduite  $\sigma^\psi/(AB)$  a été remplacée par le rapport des sections efficaces  $\sigma^\psi/\sigma^{D-Y}$  en utilisant le fait que  $\sigma^{D-Y} \simeq A \times B$ . Ce changement de variable présente l'avantage de réduire significativement les erreurs systématiques, celles-ci s'éliminant dans les rapports de section efficace. Sur cette figure, les rapports  $\sigma^\psi/\sigma^{D-Y}$  Pb - Pb sont comparés aux résultats disponibles de la collaboration NA38. Nous pouvons constater que la suppression est "normale" dans les collisions Pb - Pb périphériques pour  $L \leq 8$  fm ce qui correspond aux paramètres d'impacts  $b \geq 8$  fm avec  $b_{max} \simeq 14$  fm. Cela revient à dire que les résultats Pb - Pb périphériques sont en accord avec l'ensemble des résultats S - U et s'expliquent par une absorption ordinaire du charmonia par la matière nucléaire. En revanche, dans les collisions

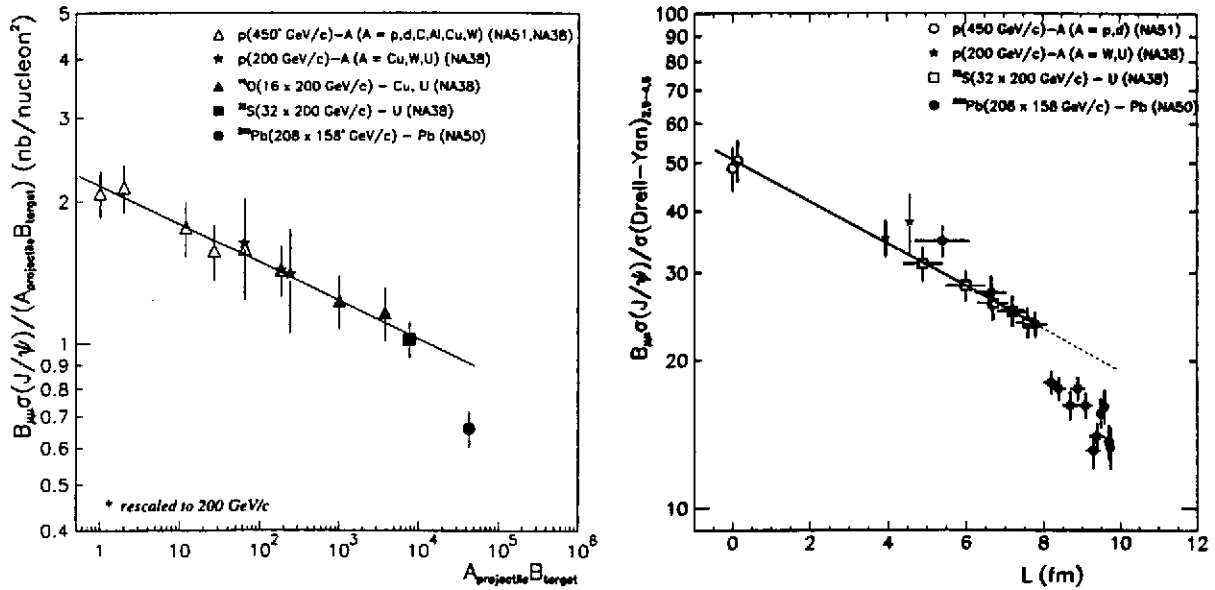


Figure 6: Suppression du  $J/\psi$  au CERN-SPS en fonction de  $A.B$  (a) et de  $L$  (b)

Pb - Pb centrales c'est-à-dire pour  $L \geq 8$  fm et  $b \leq 8$  fm, le charmonia subit une augmentation "anormale" de suppression bien au-delà des fluctuations statistiques. De plus, nous observons pour le mécanisme de suppression additionnelle un effet de seuil, c'est-à-dire un **changement brutal du taux de suppression** en fonction de la centralité de la collision.

Le phénomène de seuil observé dans le mécanisme de suppression anormale apparaît également sur la figure 7. Elle montre la suppression  $\sigma^\psi/\sigma^{D-Y}$  pour le système Pb - Pb en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  à savoir en fonction de la centralité de la collision (section 3.2). La courbe en trait plein représente l'absorption normale du charmonia par la matière nucléaire avec  $\sigma_{\text{abs}} \simeq 6$  mb. De même qu'avec les autres représentations, nous observons une augmentation soudaine de la quantité de suppression dans les collisions semi-centrales ( $E_T \geq 45$  GeV) par rapport au mécanisme ordinaire d'absorption présent dans les systèmes p - A, O - A et S - U.

Expérimentalement, il restait à vérifier que le changement brutal observé dans l'absorption du  $J/\psi$  pour les collisions Pb - Pb aux paramètres d'impact  $b \simeq 8$  fm n'était pas dû à certaines fluctuations statistiques ou erreurs systématiques dans les distributions en centralité des données Drell-Yan à faibles statistiques. Cet objectif a été atteint très récemment en utilisant les événements "minimum bias" de l'expérience NA50 enregistrés durant la prise des données standard "dimuons". Ces événements sont définis comme étant une interaction Pb - Pb accompagnée ou pas de production d'une paire de muons. Ils correspondent à la section efficace inélastique géométrique entre le projectile et la cible. Dans une collision Pb - Pb, leur section efficace  $\sigma^{\text{mini-bias}} \simeq 7$  barns est considérablement plus grande que celle des événements



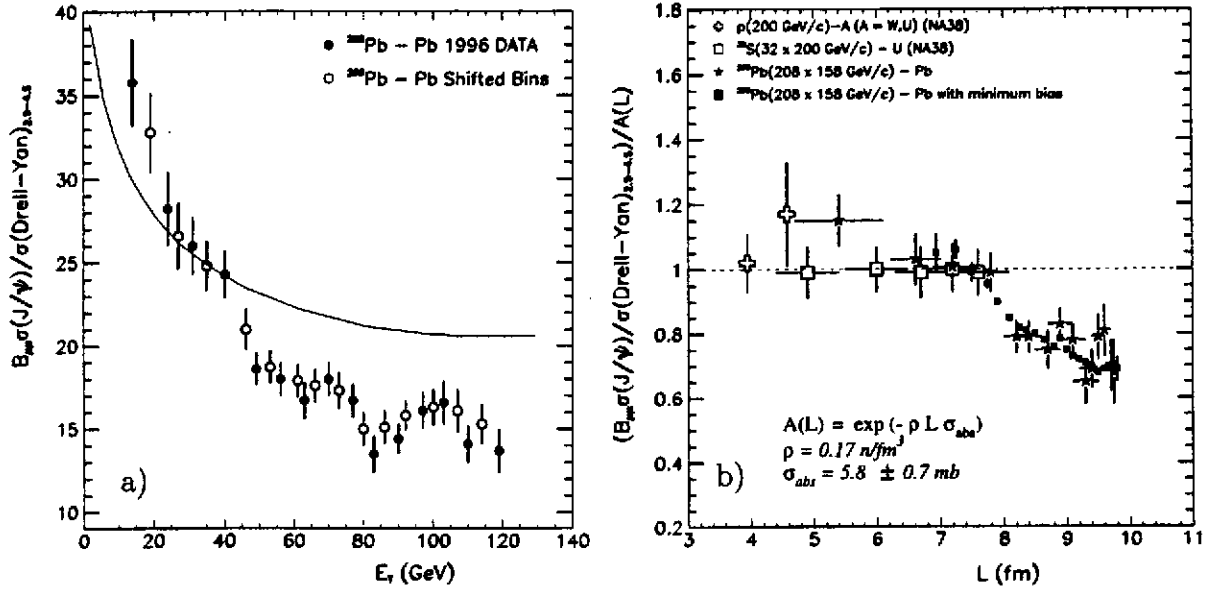


Figure 7: Suppression du  $J/\psi$  dans le système Pb - Pb (a). Comparaison de la suppression anormale Pb - Pb entre deux méthodes d'analyse (b).

Drell-Yan  $\sigma^{D-Y} \simeq 3 \times 10^{-6}$  barns. Le rapport du nombre d'événements charmonia par le nombre d'événements minimum-bias ( $\sigma^{J/\psi} / \sigma^{m.b.}$ ) présente ainsi l'avantage d'avoir des erreurs statistiques très réduites et des erreurs systématiques différentes comparées aux rapports  $\sigma^{J/\psi} / \sigma^{D-Y}$ . Il faut remarquer que la collaboration NA50 a converti les rapports  $\sigma^{J/\psi} / \sigma^{m.b.}$  expérimentaux en  $\sigma^{J/\psi} / (\text{nombre de collisions binaires})$  afin de pouvoir comparer directement les deux méthodes d'analyse. Comme le montre la figure 7.b où l'absorption du  $J/\psi$  a été divisée par l'absorption normale des systèmes p - A, O - A et S - U donnée par la courbe en trait plein de la figure 7.a, l'accord entre les analyses utilisant les événements Drell-Yan d'une part et les événements minimum-bias d'autre part est excellent.

## 4 Discussion

En guise de discussion, nous allons comparer les résultats Pb - Pb de l'expérience NA50 avec des "prédictions" théoriques faisant appel ou non à la formation d'un état déconfiné de la matière nucléaire. Une caractéristique des deux modèles présentés dans ce cours est de rendre compte avec une bonne précision de l'ensemble des résultats concernant la suppression normale des charmonia dans les collisions p - A, O - A et S - U. Ainsi, leurs calculs pour le système Pb - Pb peuvent être considérés comme étant une simple extrapolation des systèmes légers aux systèmes lourds sans paramètre libre pour l'absorption ordinaire.

Dans le modèle de Capella et al. [13], le phénomène d'absorption du  $J/\psi$  par les nucléons a été étendu à celui de l'absorption du charmonia par l'ensemble des particules produites

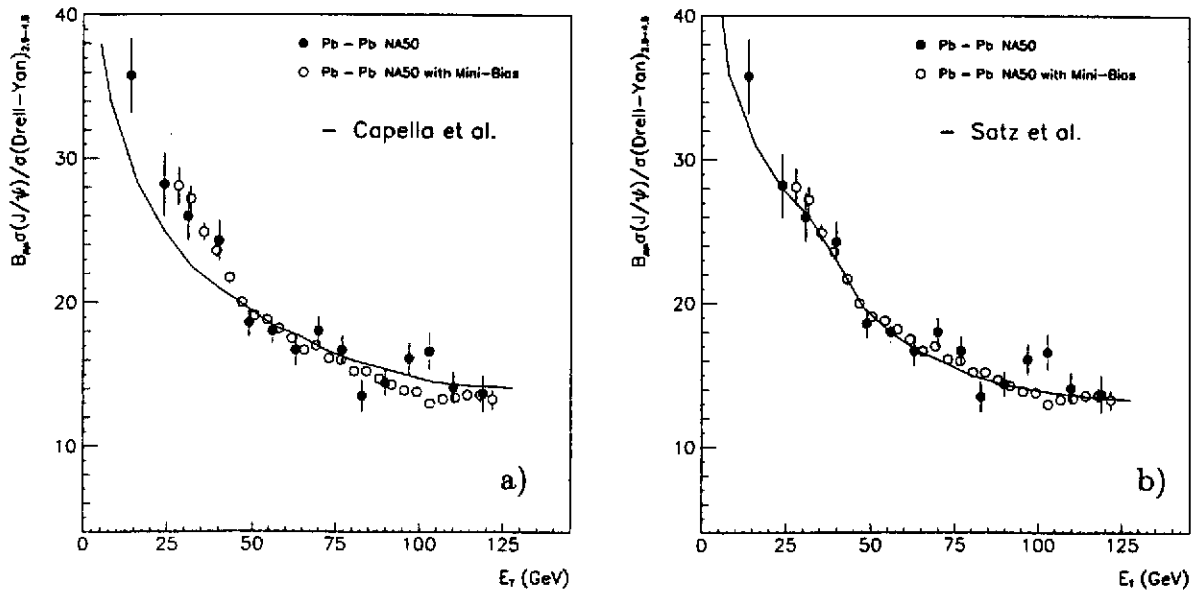


Figure 8: Suppression  $J/\psi$  dans Pb - Pb. Les courbes en trait plein proviennent de modèles sans (a) ou avec (b) phase de déconfinement.

dans la collisions comme les mésons  $\pi$  ou  $\rho$ . Ce modèle, ainsi que d'autres semblables [14] qui donnent des résultats très proches, repose essentiellement sur les valeurs de la densité de particules produites dans la collision d'une part et de leur section efficace associée à la dissociation du charmonia d'autre part. La densité de particules s'estime en utilisant la procédure de Glauber [15] liée aux nombres de participants et peut être vérifiée expérimentalement grâce aux distributions en énergie transverse mesurée par les calorimètres. En revanche, les sections efficaces de dissociation représentent le paramètre libre du modèle. C'est l'ajustement du modèle sur les données p - A, O - A et S - U qui permet de fixer ce paramètre pour les données Pb - Pb. Les auteurs utilisent par exemple pour la dissociation du  $J/\psi$  par le méson  $\rho$  une section efficace de  $\simeq 4$  mb qui ne semble pas déraisonnable. Il faut remarquer que le paramètre important dans ce type de modèle est le produit (densité  $\times$  section efficace) plutôt que les grandeurs prises séparément. La figure 8.a montre la comparaison entre les prédictions de ce modèle et les données Pb - Pb de la collaboration NA50. Il est clair que les calculs reproduisent globalement la quantité de suppression du  $J/\psi$ . En revanche, ils sont incapables de reproduire l'effet de seuil et surtout surestime systématiquement la quantité de suppression observée dans les collisions Pb - Pb périphériques. Ceci est dû au fait que le modèle tente de reproduire les données obtenues dans les collisions centrales au détriment des collisions périphériques. Un modèle reproduisant les données des collisions périphériques doit se rapprocher de la courbe présentée sur la figure 7.a correspondant à l'absorption ordinaire.

Les auteurs Satz et al. [16] ont essayé dans une première étape de reproduire les données Pb - Pb avec l'absorption ordinaire du charmonia par les nucléons et par les particules produites comme dans le modèle de Capella et al. Leurs résultats étant semblables à la courbe en trait plein de la figure 7.a, ils en concluent que la suppression du  $J/\psi$  dans les collisions centrales

Pb - Pb était bien anormale et correspondait à la formation du plasma. Dans une deuxième étape, ils ont introduit dans le modèle une transition de phase très brutale du type premier ordre entre confinement  $E_T \leq 45$  GeV et déconfinement  $E_T \geq 45$  GeV. La contribution des états charmonia excités  $\chi$  et  $\psi'$  qui représentent respectivement 30 % et 8 % du nombre total de  $J/\psi$  détectés [17], est prise en compte dans le modèle. Le résultat du calcul est montré sur la figure 8.b et reproduit parfaitement les données. Ce bon résultat ne constitue pas une surprise mais il convient de signaler deux points importants :

- le modèle prend en compte la résolution expérimentale du calorimètre et ne peut reproduire l'effet observé à 45 GeV qu'en introduisant "à la source" une transition de phase du type premier ordre.

- la suppression anormale dans les collisions centrales provient en fait de la disparition brutale de la contribution des états excités  $\chi$  et  $\psi'$  ( $\simeq 35$  %).

Il convient de remarquer que dans le cadre de ce modèle, nous n'avons pas encore atteint des densités d'énergie ou des températures suffisantes pour supprimer véritablement l'état  $J/\psi$ . Ceci est compatible [3] avec les calculs d'effet d'écrantage dans le plasma prédisant une température critique pour le  $J/\psi$  supérieure à celle des états  $\chi$  et  $\psi'$ . Signalons que des mécanismes de réinteraction dus aux cibles très épaisses utilisées pour la prise de données 1996 pourraient avoir réduit considérablement la "vraie" disparition du  $J/\psi$  pour des événements à plus grande énergie transverse et à températures plus élevées. La nouvelle prise de données fin 1998 a été consacrée à l'étude de cet important problème pour  $E_T \geq 100$  GeV.

## 5 Conclusion

Après 13 années de recherche sur le déconfinement au CERN et aux USA, les résultats de la collaboration NA50 montrent pour la première fois dans une collision entre ions lourds la signature d'un phénomène brutal avec un effet de seuil. Ce résultat spectaculaire est observé dans la suppression anormale du  $J/\psi$  pour la collision Pb - Pb aux paramètres d'impact  $b \simeq 8$  fm. Pour aboutir à ce résultat, il a fallu auparavant comprendre par l'étude du phénomène de production de paires de muons Drell-Yan le mécanisme de production dans l'état initial des processus durs pour une collision ion-ion. Ensuite, les expérimentateurs ont utilisés les systèmes p - A au Fermilab et p - A, O - A et S - U au CERN pour établir et mesurer le mécanisme ordinaire (normal) d'absorption des quarkonia dans l'état final. Enfin, il a été démontré que le méson  $J/\psi$  subit dans une collision Pb - Pb une suppression anormale. Il est clair pour l'ensemble de notre communauté composée de théoriciens et d'expérimentateurs qu'un effet de seuil dans la suppression anormale des états liés ( $c\bar{c}$ ) constitue une empreinte indiscutable de la formation du plasma de quarks et de gluons. La collaboration NA50 va poursuivre cette étude grâce à de nouvelles expériences Pb - Pb beaucoup plus précises concernant en particulier les événements à grande énergie transverse, mais les premiers pas dans la direction du déconfinement semblent avoir été franchis.

## References

- [1] F.R. Brown et al., Phys. Lett. B251 (1990) 181.
- [2] Proceedings of Quark Matter Conferences (QM'97, QM'96, ...)
- [3] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [4] S.D. Drell and T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.
- [5] J.C. Collins and D.E. Soper, Phys. Rev. D16 (1977) 2219.
- [6] C. Gerschel and J. Hufner, Z. Phys. C 56 (1992) 171.
- [7] F. Fleuret, Thèse, Ecole Polytechnique, Palaiseau (1997).  
F. Bellaïche et al., Nucl. Instr. Meth. A398 (1997) 180.  
R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. A411 (1998) 1.
- [8] D.M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.  
M.H. Schub et al., Phys. Rev. D52 (1995) 1307.  
P.L. McGaughey et al., Phys. Rev. D50 (1994) 3038.  
L. Antoniazzi et al., Phys. Rev. D46 (1992) 4828.
- [9] P. Amaudruz et al., Z. Phys. C51 (1991) 387.  
M.R. Adams et al., Phys. Rev. Lett. 68 (1992) 3266.  
D. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.  
Hard processes in hadronic interactions. Int. J. of Mod. Phys. A10 (1995) 20-21
- [10] M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B438 (1998) 35.  
M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B444 (1998) 516.  
M.C. Abreu et al., CERN-EP/98-190.
- [11] M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 327.  
M.C. Abreu et al., Phys. Lett. B410 (1997) 337.  
M.C. Abreu et al., CERN-EP/99-13.
- [12] A. Morsch et al., Nucl. Phys. A638 (1998) 571c
- [13] A. Capella et al., Phys. Lett. B293 (1997) 431
- [14] S. Gavin and R. Vogt, Nucl. Phys. A345 (1990) 104.  
R. Vogt, Nucl. Phys. A638 (1998) 543  
W. Cassing and E.L. Bratkovskaya, Nucl. Phys. A623 (1997) 570
- [15] C. Bagin et al., Phys. Lett. B251 (1990) 472
- [16] S. Gupta and H. Satz, Phys. Lett. B283 (1992) 439.  
D. Kharzeev et al., Z. Phys. C74 (1997) 307  
C.Y. Wong, Phys. Rev. C55 (1997) 2621.  
For a review see D. Kharzeev. Nucl. Phys. A638 (1998) 279c.
- [17] A. Sansoni et al., Fermilab-Conf-96-221-E.