5 Sections efficaces

Ce chapitre est consacré au calcul des sections efficaces de production du J/ψ, du ψ' et du processus Drell-Yan mesurées dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. Les données 1995 sont comparées à des systèmes plus légers et analysées dans le cadre d'un modèle d'absorption nucléaire.

5.1 Définition de la section efficace

La section efficace d'un processus physique est la probabilité d'occurence de ce processus, par unité de surface. Dans le cas particulier des mesures effectuées ici, la section efficace de production est :

$$\boxed{\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_{\mu\mu}}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{A_{cc}} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}}} \tag{5.1}$$

où $N_{\mu\mu}$ est le nombre d'événements associés au processus considéré, $\mathcal{L}$ la luminosité et A_{cc} l'acceptance de l'appareillage pour ce processus. Les efficacités $\varepsilon_{2\mu}$ et ε_{trig} des chambres à fils et du système de déclenchement sont celles définies au chapitre 2.

Les acceptances des différents processus sont déterminées grâce aux simulations Monte-Carlo (voir chapitre 3). Elles sont définies comme le rapport du nombre d'événements acceptés et reconstruits d'un processus donné, par le nombre d'événements générés de ce même processus.

Les acceptances sont des quantités dépendant à la fois du processus et du domaine de masse invariante considéré. Le tableau 5.1 précise les acceptances des processus $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan (intégrées sur leurs domaines de masse invariante d'étude) [Petiau96] qui seront utilisées pour le calcul des sections efficaces de production.

Processus	Domaine de masse	Acceptance
$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	-	0.134
$\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$	-	0.158
$q+\overline{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2$	0.153
$q+\overline{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2$	0.180

TAB. 5.1 - « *Acceptances des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan.* »

5.2 Nombre d'événements J/ψ, ψ' et Drell-Yan

Les nombres d'événements N_p associés aux désintégrations en paires de muons des résonances J/ψ et ψ' et au processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c ont été extraits au chapitre 4 et sont rappelés dans le tableau 5.2. Ces nombres ont été calculés en appliquant les conditions $n_{paras} = 0$, $n_{BH} = 1$, $n_{halo} = 0$, $n_{cibi} \in [1..7]$, $n_{cibr} = 0, 1$ et $n_{zdc} = 1$ (voir chapitre 4).

Processus	Domaine de masse	N_p ($\pm$stat)($\pm$syst)
$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	-	$51958 \pm 228 \pm 726$
$\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$	-	$427 \pm 21 \pm 15$
$q+\overline{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2$	4123 ± 64
$q+\overline{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2$	617 ± 25

TAB. 5.2 - « *Nombre d'événements associés aux processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan.* »

Le nombre $N_{\mu\mu}$ intervenant dans l'expression (5.1) de la section efficace est le nombre d'événements extraits, corrigé de l'efficacité $\langle\varepsilon\rangle^p_{1\cdots7}$ de la cible intégrée sur le domaine de masse correspondant.

$$\boxed{N_{\mu\mu} = N_p \times \frac{1}{\langle\varepsilon\rangle^p_{1\cdots7}}}$$

La correction d'efficacité permet de tenir compte des événements non retenus du type $n_{cibi} = 8$. Les valeurs de l'efficacité d'identification du vertex, dans chaque zone de masse, sont précisées dans le tableau 5.3.

Domaine de masse	Efficacité $\langle\varepsilon\rangle^p_{1\cdots7}$
$2.6\,\mathrm{GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 3.5\,\mathrm{GeV}/c^2$	0.847
$3.0\,\mathrm{GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 4.1\,\mathrm{GeV}/c^2$	0.847
$2.9\,\mathrm{GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu}$	0.853
$4.2\,\mathrm{GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu}$	0.853

TAB. 5.3 - « *Efficacités d'identification du vertex, intégrées sur les intervalles de masse d'étude.* »

5.3 Expression de la luminosité

5.3.1 Luminosité relative à la première ciblette

La luminosité $\mathcal{L}$ s'exprime comme le produit du nombre total de particules incidentes N_0 par le nombre de noyaux cible (par unité de surface) N_c. Relativement à la première ciblette, la luminosité $\mathcal{L}_1$ s'écrit ainsi :

$$\boxed{\mathcal{L}_1 = N_0 \times N_c^1}$$

où le nombre de noyaux cible de la première ciblette N_c^1 (par unité de surface) est

$$\boxed{N_c^1 = \frac{\rho \times e \times \mathcal{N}_A}{207}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \rho \text{ masse volumique du plomb} \\ e \text{ épaisseur de la ciblette} \\ \mathcal{N}_A = 6.022 \times 10^{23} \end{cases}$$

5.3.2 Luminosité totale

La luminosité totale $\mathcal{L}$ s'exprime par la relation suivante :

$$\boxed{\mathcal{L} = \underbrace{\mathcal{L}_1}_{\text{ciblette } 1} + \underbrace{6 \times k \times \mathcal{L}_1}_{\text{ciblettes } 2 \cdots 7}}$$

où k est la proportion de faisceau traversant les ciblettes 2 à 7.

Au cours de la prise de données 1995, l'optique du faisceau a été modifiée, passant d'une optique parallèle (où une partie du faisceau passe en dehors des ciblettes 2 à 7) à une optique convergente (où la totalité du faisceau traverse les ciblettes).

Nous classons les événements en deux lots (« $||$ » et « $>$ ») correspondant aux deux optiques du faisceau. Avec ces notations, la luminosité s'écrit :

$$\boxed{\mathcal{L} = \mathcal{L}_1^{||} + 6 \times k \times \mathcal{L}_1^{||} + \mathcal{L}_1^{>} + 6 \times 1.0 \times \mathcal{L}_1^{>}}$$

Si nous appelons $N_0^{||,>}$ le nombre d'ions incidents pour chacun des lots, alors la proportion k de faisceau traversant les ciblettes 2-7 dans le lot « $||$ » est :

$$k = \frac{(N_{1\cdots7}^{||}/\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7} - N_1^{||}/\langle\varepsilon\rangle_1)}{(N_{1\cdots7}^{>}/\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7} - N_1^{>}/\langle\varepsilon\rangle_1)} \times \frac{N_0^{>}}{N_0^{||}}$$

où $N_{1\cdots7}/\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7} - N_1/\langle\varepsilon\rangle_1$ est le nombre d'événements associé aux ciblettes 2-7 et où $\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7}$, $\langle\varepsilon\rangle_1$ sont les efficacités de reconnaissance du vertex d'interaction (valeurs sont données page 46).

5.3.3 Corrections sur le nombre d'ions incidents

Le nombre N_0 est le nombre d'ions incidents N_{BH} compté par l'hodoscope de faisceau lorsque le système d'acquisition est en attente d'événement[28] et non en cours de traitement (dans ce cas, il est aveugle à tout nouvel événement). Ce nombre est corrigé de façon à tenir compte des coupures introduites dans l'extraction des nombres d'événements dimuon (voir chapitre 4). Cette correction est calculée avec l'aide des événements en provenance de la cible ($n_{cibi} = 1 \cdots 7$) et de masse supérieure à 3.0 GeV/c^2 (afin d'enrichir le lot de dimuon signal). Cette correction représente le pourcentage d'événements :

1. ayant interagi dans le BH (condition $n_{paras} = 1$) ;
2. avec plusieurs ions incidents (condition $n_{BH} > 1$) ;
3. avec une trace dans les antihalos (condition $n_{halo} = 1$) ;
4. avec plus d'un ion incident détecté par le calorimètre à zéro degré mais compté comme étant un seul ion par l'hodoscope de faisceau (condition $n_{zdc} > 1$).

Remarquons qu'il n'y a pas de coupure n_{cibr} pour le calcul des sections efficaces, et que chaque correction est faite sur le lot d'événements survivant au test précédent. Les événements de type $n_{cibi} = 0$ provenant d'interactions en amont de la cible, ne donnent pas lieu à une correction sur N_{BH}. En effet, dans l'hypothèse où ce type d'événements n'existerait pas (aucune matière en amont de la cible donnant lieu à interaction), la probabilité d'interaction dans la cible elle-même serait de 17% du nombre de ces événements. Parmi ceux-ci, une quantité négligeable ($\sim 30000/(95 \times 10^{10})$, voir tableaux 5.4 et 5.5) fournirait un déclenchement dimuons. Nous négligeons ainsi le terme correctif correspondant. Quant aux événements de type $n_{cibi} = 8$, provenant majoritairement de la cible, ils ne sont pas pris en compte dans le calcul des termes correctifs, ceci afin d'éviter que des événements éventuels de bruit de fond n'interviennent et biaisent les résultats.

5.3.3-a *Proportion d'événements interagissant dans le BH*

Le nombre d'ions incidents N_{BH} est corrigé de la proportion k_1 d'événements avec une interaction dans le BH :

$$N_{BH} \longrightarrow N_{BH} - N_{BH} \times k_1 = N_{BH}(1 - k_1) = N_{BH} \times a_1$$

On définit le nombre total d'événements par :

$$N = \int_{2.7}^{\infty} \left(\frac{dN}{dM_{\mu\mu}} \right) dM_{\mu\mu}$$

Le terme a_1 s'écrit simplement

$$\boxed{a_1 = 1 - \frac{N_{paras}}{N}} \qquad (5.2)$$

28. Comptage dit « *trigger gated* ».

où N_{paras} est le nombre d'événements avec $n_{paras} = 1$. On remarque que ce pourcentage est similaire au pourcentage de plomb interagissant dans le BH qui représente $\lambda_I = 2.5\%$ longueur d'interaction.

Le nombre $N_{BH} \times a_1$ correspond ainsi au nombre d'ions incidents avec la condition $n_{paras} = 0$.

5.3.3-b *Proportion d'événements avec plusieurs ions incidents*

Ce terme corrige le nombre $N_{BH} \times a_1$ de la proportion k_2 d'événements comportant plusieurs ions incidents.

$$N_{BH} \times a_1 \longrightarrow N_{BH} - N_{BH} \times k_2 = N_{BH} \times a_1 \times (1 - k_2) = N_{BH} \times a_1 a_2$$

Cette proportion k_2 est simplement le rapport du nombre d'événements pour lesquels le nombre d'ions incidents est supérieur strictement à un, sur le nombre total d'ions incidents. Si $N_{ions}(n)$ est le nombre d'événements comportant n ions incidents, alors le facteur correctif $a_2 = 1 - k_2$ s'écrit :

$$\boxed{a_2 = 1 - \frac{\sum_{n=2}^{\infty} N_{ions}(n)}{\sum_{n=1}^{\infty} n \times N_{ions}(n)}} \quad \text{évalué avec la condition} \quad n_{paras} = 0 \tag{5.3}$$

5.3.3-c *Proportion d'événements avec une trace dans les antihalos*

Il s'agit de corriger le nombre $N_{BH} \times a_1 a_2$ de la proportion k_3 d'événements pour lesquels l'ion incident traverse les antihalos en-dehors de leur trou (faisceau décentré).

$$N_{BH} \times a_1 a_2 \longrightarrow N_{BH} \times a_1 a_2 - N_{BH} \times a_1 a_2 \times k_3 = N_{BH} \times a_1 a_2 (1 - k_3) = N_{BH} \times a_1 a_2 a_3$$

On notera N_{halo} le nombre d'événements comportant une trace dans l'un des antihalos.

Ce nombre est évalué avec les conditions $n_{paras} = 0$ et $n_{BH} = 1$ de façon à obtenir la proportion k_3 relativement au nombre d'événements déjà corrigé du facteur $a_1 a_2$. Le facteur $a_3 = 1 - k_3$ s'exprime par :

$$\boxed{a_3 = 1 - \frac{N_{halo}}{N}} \quad \text{évalué avec la condition} \quad \begin{cases} n_{paras} = 0 \\ n_{BH} = 1 \end{cases} \tag{5.4}$$

5.3.3-d *Proportion d'événements avec plus d'un ion incident détecté par le ZDC*

En introduisant la coupure $n_{zdc} > 1$, on provoque l'élimination des événements où le calorimètre à zéro degré a detecté deux ions incidents, bien que l'hodoscope de faisceau n'en ait compté qu'un seul. Le BH ayant été inefficace, il est **inutile** de corriger la luminosité de la proportion de ce type d'événements, puisque le BH a déjà compté un ion en moins. On définit ainsi

$$\boxed{a_4 = 1} \tag{5.5}$$

5.3.3-e *Calcul de la luminosité*

Compte tenu des facteurs de correction, le nombre total d'ions incidents N_0 s'écrit :

$$N_0 = N_{BH} \prod_{n=1}^{4} a_n$$

Le tableau 5.4 rassemble les valeurs nécessaires au calcul de N_0 dans le cas des optiques parallèle et convergente :

	Optique parallèle						
$N_c^1/10^{20}$	$N_{BH}/10^{10}$	a_1	a_2	a_3	a_4	$N_0/10^{10}$	$\mathcal{L}_1$ (μb^{-1})
33	94.9	0.971	0.845	0.956	1.0	74.4	2455
	Optique convergente						
$N_c^1/10^{20}$	$N_{BH}/10^{10}$	a_1	a_2	a_3	a_4	$N_0/10^{10}$	$\mathcal{L}_1$ (μb^{-1})
33	50.0	0.972	0.826	0.993	1.0	39.9	1317

TAB. 5.4 - « *Calcul de la luminosité $\mathcal{L}_1$ dans le cas des deux optiques.* »

La proportion k de faisceau traversant les ciblettes 2-7 dans le cas de l'optique parallèle se calcule grâce aux valeurs rassemblées dans le tableau 5.5 :

Optique parallèle		Optique convergente	
$N_{1\ldots7}$	N_1	$N_{1\ldots7}$	N_1
30228	6583	17949	3232

TAB. 5.5 - « *Quantités nécessaires au calcul de la proportion de faisceau traversant les ciblettes 2-7 dans le cas de l'optique parallèle.* »

Cette proportion est alors $k = \dfrac{(30228/0.85 - 6583/0.92)/74.4}{(17949/0.85 - 3232/0.92)/39.9} = 0.86$ et la luminosité totale est alors :

$$\boxed{\mathcal{L} = 2455 + 2455 \times 6 \times 0.86 + 1317 + 1317 \times 6 = 24342\,\mu\text{b}^{-1}}$$

5.4 Erreurs statistiques

Avec les expressions des nombres d'événements $N_{\mu\mu}$ et de la luminosité $\mathcal{L}$ définis aux paragraphes 5.2 et 5.3, la section efficace d'un processus p s'écrit :

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_p}{\langle\varepsilon\rangle^p_{1\ldots7}} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{Acc} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}} \quad \text{avec } \mathcal{L} = \mathcal{L}^{||} + \mathcal{L}^{>}$$

Nous avons vu au paragraphe 5.3.1 que la luminosité, dans le cas d'une optique donnée, s'écrivait :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + 6 \times k \times \mathcal{L}_1 \quad \text{où } \mathcal{L}_1 = N_c \times N_{BH} \prod_{n=1}^{4} a_n$$

Dans l'expression de la section efficace, les sources d'erreurs statistiques proviennent donc des nombres N_p, $N_{1\ldots7}$, N_1, N_{BH}, des facteurs a_1, a_2, a_3 et des efficacités $\langle\varepsilon\rangle^p_{1\ldots7}$, $\langle\varepsilon\rangle_{1\ldots7}$ et $\langle\varepsilon\rangle_1$.

Les erreurs statistiques sur les termes a_n de la luminosité entraînent des erreurs sur la section efficace en $\sigma(a_n)^2/a_n^2$, de l'ordre de 10^{-4}, qui sont négligeables. De même, l'erreur sur N_{BH} conduit à une erreur en $1/N_{BH}$ qui est négligée. Les erreurs statistiques sur $\langle\varepsilon\rangle_{1\ldots7}$, $\langle\varepsilon\rangle_1$, $N_{1\ldots7}$ et N_1 conduisent à une erreur inférieure à 1.0% dans le calcul de k, qui induit une erreur négligeable dans le calcul de la section efficace. L'erreur sur l'efficacité $\langle\varepsilon\rangle^p_{1\ldots7}$ étant de l'ordre de 10^{-3}, seule l'erreur statistique sur le nombre d'événements N_p est conservée dans l'estimation de l'erreur statistique, qui s'écrit, dans ces conditions :

$$\boxed{(\sigma)_{stat} \sim \sigma_{\mu\mu} \times \sqrt{\frac{1}{N_p}}}$$

5.5 Erreurs systématiques

Dans l'expression de la section efficace rappelée au paragraphe précédent, une première source d'erreur systématique provient de l'incertitude sur la masse volumique ρ du plomb utilisé, établie par pesée. Cette incertitude découle de l'imprécision sur la connaissance du volume de la première ciblette, due à l'incertitude sur son rayon. Celui-ci est défini par un emporte-pièce dont la précision est évaluée à ± 0.03 mm. Ceci introduit une erreur relative sur le nombre N_c^1 de noyaux cible de la première ciblette de :

$$\frac{\Delta N_c^1}{N_c^1} = \pm 2.5\% \qquad (\rho = 11.35 \pm 0.30 \text{ g/cm}^3)$$

Une seconde source d'erreur systématique provient de l'ajustement de la distribution en masse invariante. Cette erreur systématique provient de l'incertitude sur la norme de la fonctionnelle ajustant le processus $(D, \overline{D}) \longrightarrow \mu^+\mu^-$ due à la méconnaissance de la contribution de l'excès à basse masse (voir chapitre 4). Ces erreurs systématiques n'entachent que les nombres d'événements associés aux résonances J/ψ et ψ'. Leurs valeurs sont reportées dans le tableau 5.2.

On néglige les erreurs systématiques dues aux incertitudes sur les acceptances. Les erreurs relatives $\Delta\epsilon/\epsilon$ sur les efficacités $\varepsilon_{2\mu}$ et ε_{trig} sont estimées à environ $\pm 2\%$ et $\pm 5\%$ respectivement [Abreu97a] et l'erreur $\Delta\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7}/\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7}$ à $\pm 0.5\%$.

5.6 Sections efficaces

5.6.1 Sections efficaces de production du J/ψ et du ψ'

Rappelons l'expression de la section efficace :

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_p}{\langle\varepsilon\rangle^p_{1\cdots7}} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{A_{cc}} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}}$$

Les quantités nécessaires au calcul des sections efficaces de production du J/ψ et du ψ' sont rappelées dans le tableau 5.6.

Processus	N_p (±stat±syst)	$\langle\varepsilon\rangle_{1\cdots7}$	$\mathcal{L}$	A^h_{cc}	$\varepsilon_{2\mu}$	ε_{trig}
$J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$51958 \pm 228 \pm 726$	0.847	$24342\,\mu\mathrm{b}^{-1}$	0.134	0.95	0.92
$\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$	$427 \pm 21 \pm 15$	0.847	$24342\,\mu\mathrm{b}^{-1}$	0.158	0.95	0.92

TAB. 5.6 - « *Quantités nécessaires au calcul des sections efficaces de production des résonances J/ψ et ψ'.* »

La section efficace de production du J/ψ par la réaction Pb-Pb $\longrightarrow \underset{\mu^+\mu^-}{\underset{\downarrow}{J/\psi}} + X$ est alors[29]:

$$\boxed{\sigma^{J/\psi}_{\mu\mu} = 21.5 \pm\ 0.1\ \pm\ 1.3\ \mu b\ \ (\pm\ \mathrm{stat})(\pm\ \mathrm{syst})} \tag{5.6}$$

et la section efficace de production Pb-Pb $\longrightarrow \underset{\mu^+\mu^-}{\underset{\downarrow}{\psi'}} + X$ est :

$$\boxed{\sigma^{\psi'}_{\mu\mu} = 0.150 \pm\ 0.007\ \pm\ 0.010\ \mu b\ \ (\pm\ \mathrm{stat})(\pm\ \mathrm{syst})} \tag{5.7}$$

29. On note $\sigma^h_{\mu\mu}$ le produit $B_{\mu\mu} \times \sigma^h$ (h est la résonance J/ψ ou ψ') où $B_{\mu\mu}$ désigne le rapport d'embranchement $h \to \mu\mu$.

5.6.2 Section efficace de production du processus Drell-Yan

Les valeurs nécessaires au calcul de la section efficace de production du processus Drell-Yan sont résumées dans le tableau 5.7 où les nombres d'événements dimuons associés sont précisés dans les domaines de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2$ et $M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2$.

Zone de masse	N_p ($\pm$ stat)	$\langle\varepsilon\rangle^p_{1\cdots7}$	$\mathcal{L}$	A^{DY}_{cc}	$\varepsilon_{2\mu}$	ε_{trig}
$M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2$	4123 ± 64	0.853	$24342\,\mu\mathrm{b}^{-1}$	0.153	0.95	0.92
$M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2$	617 ± 25	0.853	$24342\,\mu\mathrm{b}^{-1}$	0.180	0.95	0.92

TAB. 5.7 - « *Quantités nécessaires au calcul de la section efficace de production du processus Drell-Yan.* »

La section efficace de production de dimuons par le processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c, dans le domaine de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2$ est :

$$\boxed{\sigma^{\mathrm{DY}}_{\mu\mu}(M_{\mu\mu} \geq 2.9\,\mathrm{GeV}/c^2) = 1.485 \pm\ 0.023\ \pm\ 0.088\ \mu b\ \ (\pm\,\mathrm{stat})(\pm\,\mathrm{syst})} \tag{5.8}$$

et dans le domaine $M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2$:

$$\boxed{\sigma^{\mathrm{DY}}_{\mu\mu}(M_{\mu\mu} \geq 4.2\,\mathrm{GeV}/c^2) = 0.189 \pm\ 0.008\ \pm\ 0.011\ \mu b\ \ (\pm\,\mathrm{stat})(\pm\,\mathrm{syst})} \tag{5.9}$$

5.6.2-a *Facteur* K_{DY}

Le facteur K_{DY} a été introduit au premier chapitre pour tenir compte des corrections d'ordre supérieur dans le calcul théorique de la section efficace de production du processus Drell-Yan.

Le facteur K_{DY} expérimental est defini comme le rapport de la section efficace expérimentale sur la section efficace théorique calculée à l'ordre le plus bas. Ce facteur, calculé à partir de la section efficace (5.7), possède une valeur égale à :

$$\boxed{K_{\mathrm{DY}} = \frac{\sigma^{\mathrm{DY}}_{\mu\mu}}{\sigma^{\mathrm{DY}}_{\text{GRV-LO}}} = \frac{1.49}{0.58} = 2.57 \pm 0.20} \tag{5.10}$$

où $\sigma^{\mathrm{DY}}_{\text{GRV-LO}}$ est la section efficace théorique, calculée avec les fonctions de structure GRV-LO.

5.7 Comparaison avec des systèmes plus légers

De nombreuses mesures des taux de production du processus Drell-Yan et des résonances J/ψ et ψ' ont été effectuées dans le cadre de l'étude expérimentale de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité d'énergie et de pression. Nous nous proposons de comparer les taux de production mesurés dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon avec les mesures effectuées par les expériences NA51 et NA38. Ces données ont été collectées avec le même spectromètre à muons que celui de l'expérience NA50.

5.7.1 Sections efficaces de production du processus Drell-Yan

Les points expérimentaux auxquels est comparée la section efficace de production du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb sont les valeurs des sections efficaces mesurées en réactions proton-proton et proton-deuton à 450 GeV/c (NA51), proton-noyau (p-W) à 200 GeV/c et noyau-noyau (S-U) à 200 GeV/c par nucléon (NA38).

Le facteur K_{DY} est représenté sur la figure 5.1 en fonction du produit $A \times B$ où A (resp. B) est le nombre de masse du noyau projectile (resp. cible), pour l'ensemble de ces systèmes. Le trait pointillé sur la figure indique la valeur moyenne des facteurs K_{DY} représentés. Le facteur K_{DY} est approximativement constant, quelque soit $A \times B$. On constate ainsi que les sections efficaces de

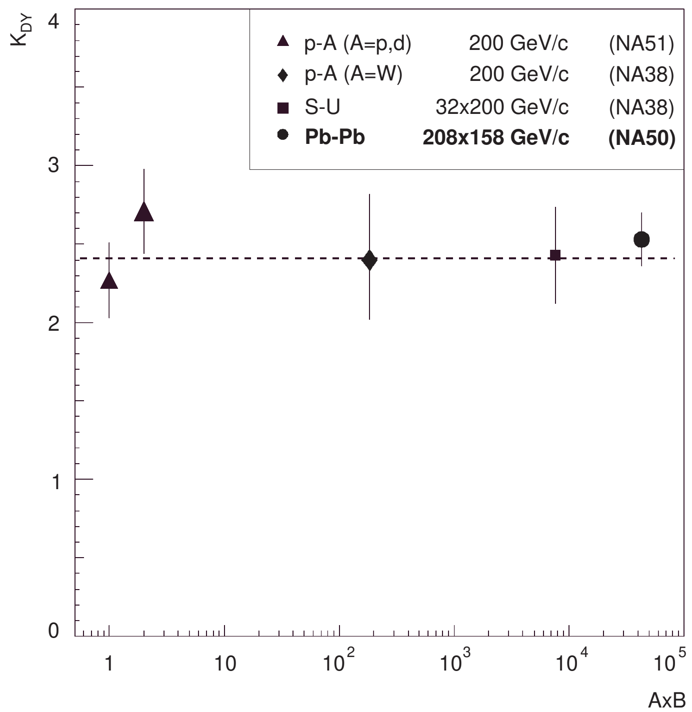

FIG. 5.1 - « *Facteur K_{DY} en fonction du produit $A \times B$.* »

production du processus Drell-Yan mesurées par NA51 et NA38 sont bien représentées par une loi d'échelle en $A \times B$:

$$\boxed{\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}} \propto (A \times B)^{\alpha} \quad \text{avec } \alpha \approx 1.0} \tag{5.11}$$

conforme aux prédictions théoriques (voir §1.4.1-b du chapitre 1). Le point Pb-Pb est en bon accord avec ces mesures. La constance du facteur K_{DY}, pour les données $p - A$ et noyau-noyau, fait du processus Drell-Yan une référence de choix pour l'étude de la production des charmonia dans les collisions d'ions lourds. L'accord de la valeur de cette section efficace avec les autres mesures assure l'absence de biais dans la détermination des sections efficaces absolues.

5.7.2 Section efficace de production de la résonance J/ψ

Pour étudier les effets nucléaires sur la production du J/ψ, il est important de comparer la section efficace de production du J/ψ extraite dans ce chapitre avec sa valeur mesurée dans d'autres systèmes et à des énergies différentes. Le point mesuré en Pb-Pb est comparé aux sections efficaces mesurées dans les interactions $p - A$ ($A = p$, d, C, Al, Cu et W) à 450 GeV/c (NA51), $p - A$ ($A =$ Cu, W, U) à 200 GeV/c (NA38), et O-Cu, O-U, S-U à 200 GeV/c par nucléon (NA38).

Pour pouvoir comparer les données à 450 GeV, 200 GeV et 158 GeV, il est nécessaire de corriger les sections efficaces de production, de façon à les ramener toutes à la même énergie $\sqrt{s}$ dans le

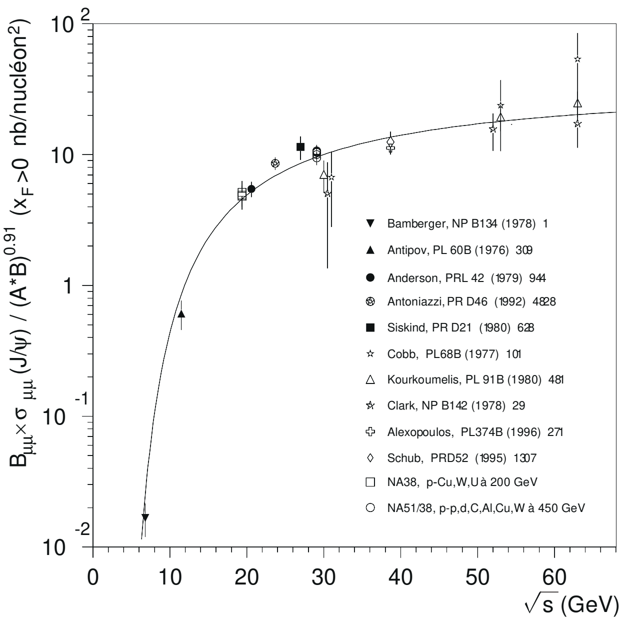

FIG. 5.2 - « *Dépendance en énergie de la section efficace du J/ψ (extrait de [Lourenço96]).* »

centre de masse nucléon-nucléon. La figure 5.2 représente la dépendance en $\sqrt{s}$ de la section efficace (dimuon) de production du J/ψ mesurée par différentes collaborations.

Ces points expérimentaux sont bien décrits par la loi :

$$\frac{\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{(A \times B)^{0.91}}(\sqrt{s}) = 37 \times \left(1 - \frac{3.097}{\sqrt{s}}\right)^{12} \quad (\text{nb/nucléon}^2) \tag{5.12}$$

Une correction similaire est appliquée pour ramener les points expérimentaux dans le même intervalle en x_F (voir [Abreu97b]). Les sections efficaces corrigées sont représentées sur la figure 5.3 en fonction du produit $A \times B$. On constate que les points expérimentaux NA51 et NA38 suivent la loi de puissance

$$\boxed{\left.\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}\right|_{\text{NA38}}^{\text{NA51}} \propto (A \times B)^{\alpha} \quad \text{avec } \alpha \approx 0.91} \tag{5.13}$$

qui est représentée par une droite sur la figure 5.3. Nous verrons au paragraphe suivant que cette systématique peut s'interpréter dans le cadre d'un modèle d'absorption nucléaire dans l'état final.

Par contre, le point Pb-Pb se situe à environ cinq déviations standard en dessous de cette systématique. La section efficace de production du J/ψ mesurée dans les interactions Pb-Pb **ne suit**

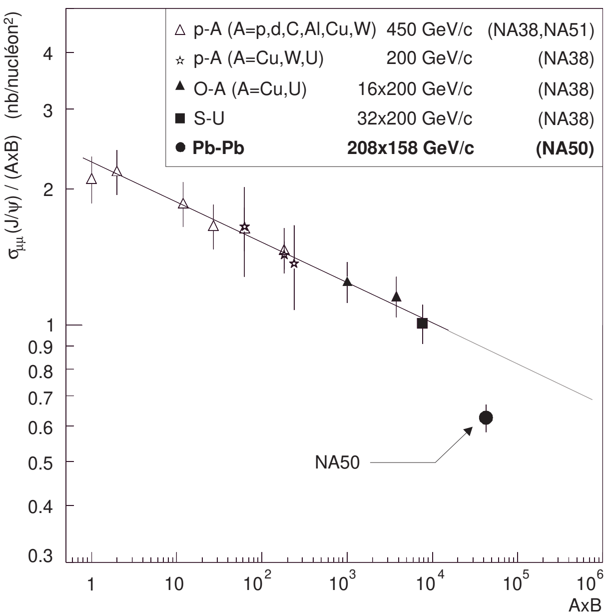

FIG. 5.3 - « *Sections efficaces (ramenées à 200 GeV) de production de la résonance J/ψ en fonction du produit $A \times B$.* »

pas cette loi de puissance. Nous verrons au paragraphe 5.9 dans quelles proportions les différents modèles décrivant les interactions du charmonium dans la matière créée permettent d'interpréter ce phénomène.

5.8 Absorption nucléaire

5.8.1 Probabilité d'absorption

Le modèle d'absorption nucléaire décrit la probabilité d'absorption d'une résonance $h = J/\psi, \psi'$ produit dans une interaction $p - A$ ou noyau-noyau. Si deux noyaux sont transparents (voir chapitre 1) ils se traversent mutuellement sans qu'il y ait de modification sensible ni de leurs trajectoires ni de leurs compositions internes. La géométrie de la collision est représentée dans le plan longitudinal et dans le plan transverse sur la figure 5.4.

Supposons que la surface de recouvrement des deux noyaux soit divisée en tubes de surface σ_{nn} correspondant à la section efficace d'interaction nucléon-nucléon. On définit la fonction d'épaisseur $T_A(\vec{b})$ d'un noyau A par :

$$T_A(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{b}, z)\, dz$$

où ρ_A est la densité nucléaire du noyau A, normalisée de manière que :

$$\iint T_A(\vec{b})\, d\vec{b} = \int 2\pi\, b\, db\, T_A(b) = 1$$

Nous utilisons une densité nucléaire de type Saxon-Wood :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_A}{a}\right)} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} R_A = 6.624 \text{ fm} \\ a = 0.5490 \text{ fm} \\ \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3} \end{cases}$$

De manière similaire, on définit la fonction de recouvrement $T_{AB}(\vec{b})$ par :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \iint d\vec{r}\ T_A(\vec{b})\, T_B(\vec{b} - \vec{r})$$

où l'intégration sur $\vec{r}$ s'effectue sur le plan transverse (voir figure 5.4). Le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon pour un paramètre d'impact $\vec{b}$ donné est alors :

$$n_{AB}(\vec{b}) = \int \frac{d\vec{r}}{\sigma_{nn}} \left(\sigma_{nn}\, T_A(\vec{b})\right) \times \left(\sigma_{nn}\, T_B(\vec{b} - \vec{r})\right) = (A \times B)\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}$$

où l'intégrale $\int d\vec{r}/\sigma_{nn}$ représente la sommation sur le nombre de tubes de surface σ_{nn}. En première approximation, la section efficace différentielle d'un processus p en fonction du paramètre d'impact $\vec{b}$ est proportionnelle au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon :

$$\frac{d^2\sigma^p_{AB}}{db^2} \propto (A \times B)\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma^p_{nn}$$

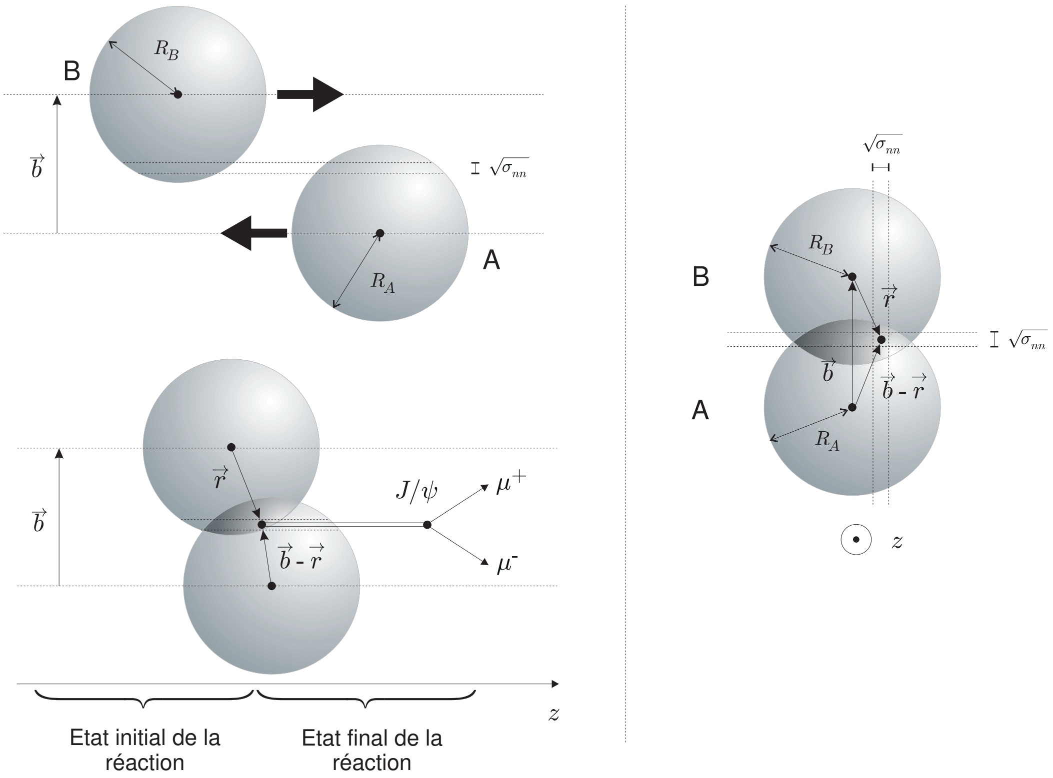

FIG. 5.4 - « *Représentation schématique d'une collision (de paramètre d'impact $\vec{b}$) entre deux noyaux transparents. Le modèle d'absorption nucléaire permet de décrire l'absorption dans l'état final d'une résonance J/ψ créé au point z dans la réaction.* »

où σ_{nn}^p est la section efficace nucléon-nucléon. Avec cette hypothèse simple appliquée au processus Drell-Yan, nous retrouvons la loi d'échelle en $(A \times B)$ expérimentale :

$$\sigma_{AB}^{\mathrm{DY}} \propto \iint d\vec{b}\ (A \times B)\, T_{AB}(\vec{b})\, \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}} = (A \times B)\, \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}} \iint d\vec{b}\ T_{AB}(\vec{b}) = (A \times B)\, \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}$$

Pour tenir compte de l'absorption nucléaire, on introduit dans l'expression de la section efficace une probabilité $S(\vec{b}, z)$ de survie de la résonance h dans la matière nucléaire (supposée non-déconfinée). Cette correction d'absorption est un moyen simple de reproduire la dépendance en $(A \times B)^\alpha$ $(\alpha < 1)$.

Pour simplifier les notations, nous considérons des interactions $p - A$, les expressions se généralisant facilement aux systèmes $A - B$. La probabilité $S(\vec{r}, z)$ s'exprime en fonction de la probabilité d'absorption $P_{abs}(\vec{r}, z)$ au point $(\vec{r}, z)$ par :

$$S_A(\vec{r}, z) = 1 - P_{abs}(\vec{r}, z)$$

Cette probabilité peut être vue comme un terme correctif du taux de production. Elle est proportionnelle au nombre moyen de nucléons croisés par la particule h depuis son point de formation z :

$$P_{abs}(\vec{r}, z) = (A - 1)\, \sigma_{abs} \int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z)\, dz$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption nucléon-résonance. La probabilité de survie s'écrit donc

$$S_A(\vec{r}, z) = 1 - P_{abs}(\vec{r}, z) \approx e^{-(A-1)\,\sigma_{abs}\, \int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z)\, dz}$$

La section efficace de production du hadron h dans la réaction p-A est alors proportionnelle à :

$$\begin{aligned} \sigma^h_{p-A} &\propto \iint d\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dz\, \rho_A(\vec{r}, z)\, S(\vec{r}, z) \\ &\propto \iint d\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dz\, \rho_A(\vec{r}, z) \left[1 - \sigma_{abs} \int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z_1)\, dz_1\right]^{A-1} \end{aligned} \tag{5.14}$$

5.8.2 Longueur moyenne parcourue dans la matière nucléaire

En développant l'expression (5.14) en puissances de σ_{abs}, on peut montrer (voir [Wong94] par exemple) que la section efficace de production du hadron $h = J/\psi, \psi'$ s'écrit :

$$\frac{\sigma^h_{p-A}}{A} \propto \left[1 - \frac{A-1}{2}\,\sigma_{abs} \iint d\vec{b} \left(T_A(\vec{b})\right)^2\right]$$

On peut ré-écrire cette relation de manière utile sous la forme :

$$\frac{\sigma^h_{p-A}}{A} \propto 1 - L\,\rho_0\,\sigma_{abs} \propto \exp\{-L\,\rho_0\,\sigma_{abs}\}$$

où $\rho_0 = 3/(4\pi r_0^3) \sim 0.17$ fm^{-3} est la densité nucléaire normale et L la longueur moyenne parcourue dans l'état final (figure 5.5):

$$L = \frac{2\pi}{3} R_A^3 \iint d\vec{r}\, \left(T_A(\vec{r})\right)^2 \frac{A-1}{A}$$

Dans le cas des fonctions d'épaisseur définies au paragraphe 5.8.1, la longueur moyenne L s'écrit :

$$L = \frac{3}{4} r_0 \frac{A-1}{A} A^{1/3} \text{ avec } r_0 = 1.1 \text{ fm}$$

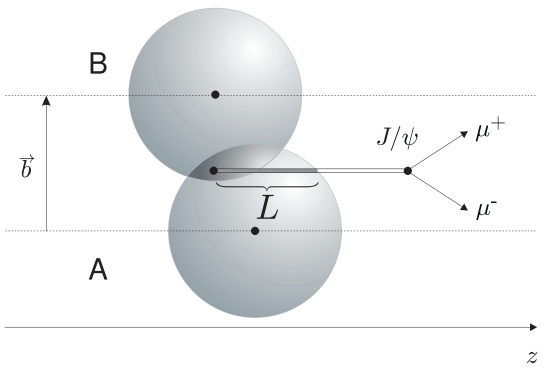

FIG. 5.5 - « *Longueur moyenne parcourue par la résonance J/ψ dans l'état final.* »

Ce résultat, concernant les réactions nucléon-noyau, peut être aisement étendu aux réactions noyau-noyau :

$$\boxed{\frac{\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi\to\mu^+\mu^-}}{A\times B}\propto \mathrm{e}^{-L\,\rho_0\,\sigma_{abs}}} \quad \text{avec } L = L_A + L_B \tag{5.15}$$

La figure 5.6 représente le rapport $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/(A\times B)$ en fonction du paramètre L_{AB}. On constate que les points expérimentaux de NA51 et NA38 sont bien représentés par le modèle d'absorption. L'ajustement de ces points par la relation (5.15), représentée par une droite sur la figure, permet d'extraire la valeur de la section efficace d'absorption σ_{abs} :

$$\sigma_{abs}^{exp} = 6.3 \pm 1.2 \text{ mb} \tag{5.16}$$

Il est facilement possible, à partir de cette valeur, de retrouver la loi de puissance $(A\times B)^\alpha$ ($\alpha\sim 0.91$) grâce à l'identité :

$$(A\times B)^\alpha = A\times B\,\mathrm{e}^{-(1-\alpha)\ln(A\times B)}$$

On retrouve ainsi la valeur de α mesurée par NA51 et NA38 :

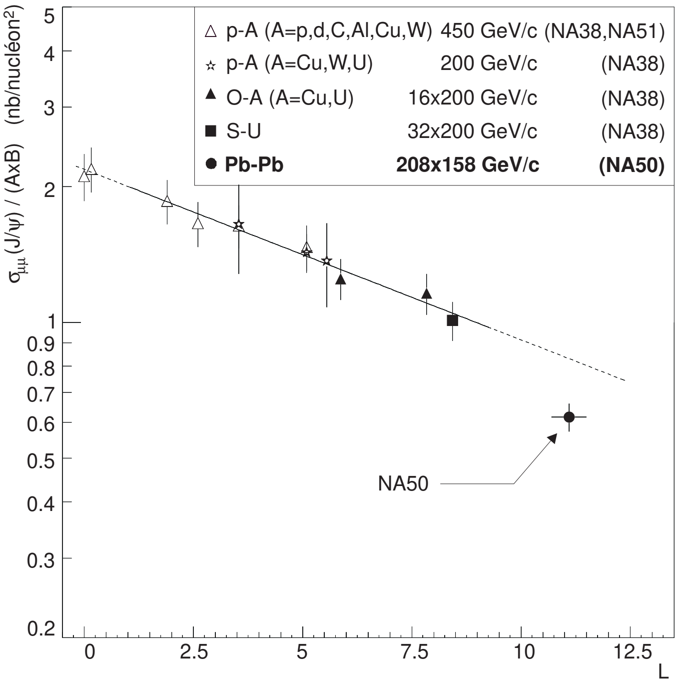

FIG. 5.6 - « *Sections efficaces de production du J/ψ (rapportée au produit $A\times B$) en fonction de la longueur moyenne L parcourue par la résonance dans l'état final de la réaction.* »

$$\alpha = 1 - \frac{L\rho_0\,\sigma_{abs}}{\ln(A \times B)} \sim 0.91$$

Les mesures des sections efficaces de production du J/ψ effectuées par les expériences NA51 et NA38 sont bien reproduites par le modèle d'absorption nucléaire, pour une valeur de section efficace d'absorption de $\sigma_{abs} = 6.3$ mb.

Le point Pb-Pb présente, relativement à ce modèle d'absorption, une suppression importante. Si le modèle d'absorption nucléaire semble bien décrire les points p-A, O-Cu, O-U et S-U, il **ne permet pas** de décrire simultanénement ces points et le point Pb-Pb. En d'autres termes, le paramètre L n'est plus une variable de choix pour décrire l'ensemble des sections efficaces mesurées.

Dans l'optique du modèle d'absorption nucléaire, le taux de production du J/ψ mesuré dans les réactions Pb-Pb présente une suppression *anormale*. Pour vérifier la validité de la section efficace d'absorption σ_{abs} utilisée dans le modèle pour reproduire les données NA51 et NA38, il convient de revenir sur le processus de formation et sur les interactions des états liés du charmonium.

5.9 Formation et interaction des charmonia dans les interactions noyau-noyau

5.9.1 Fusion de partons

La production de charmonium dans les collisions hadroniques s'effectue selon différentes échelles d'énergie et de temps (voir [Cho95a,b] par exemple). Le premier pas est la création d'une paire $c\overline{c}$. Nous avons vu dans le premier chapitre, que la formation de ces paires procédait essentiellement par fusion de partons (figure 5.7). A cause de la masse élevée du quark c, ce processus de création est pratiquement instantanné, avec un temps de formation de l'ordre de $\tau_c = (2m_c)^{-1} \approx 0.07$ fm/c dans le référentiel $c\overline{c}$.

Cette paire est généralement dans un état octet de couleur $(c\overline{c})_8$. Pour donner naissance à un état résonant (J/ψ, ψ', etc.), elle doit neutraliser sa couleur en absorbant ou en émettant un gluon (figure 5.8) par un processus non perturbatif. Le temps τ_8 (dans le référentiel de la paire $c\overline{c}$) nécessaire à

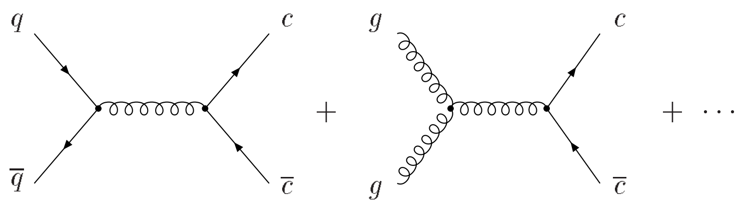

FIG. 5.7 - « *Production d'une paire $c\overline{c}$ par fusion de partons.* »

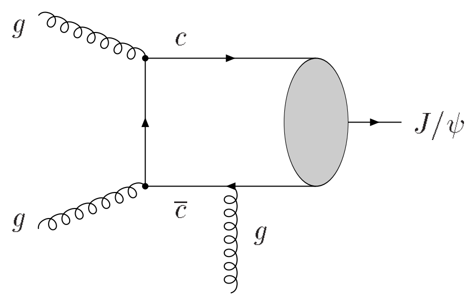

FIG. 5.8 - « *Formation de la résonance J/ψ.* »

cette neutralisation de couleur est estimé à [Kharzeev95a] :

$$\tau_8 \sim \frac{1}{\sqrt{2m_c k_0}} \gg \tau_c$$

où k_0 est l'énergie du gluon additionnel.

Ces deux échelles de temps très différentes autorisent la séparation de la section efficace de production des charmonia en un produit de deux termes distincts, tenant compte d'une part de la partie perturbative (formation de la paire $c\overline{c}$) et d'autre part de la partie non perturbative (formation de la résonance physique). Plusieurs modèles (modèles singlet ou octet de couleur) ont été proposés pour décrire la formation des charmonia. Les idées directrices de ces descriptions sont exposées aux paragraphes 5.9.2 et 5.9.3.

5.9.2 Modèle singlet de couleur

Dans le modèle singlet de couleur (CSM), le mécanisme dominant dans la production des charmonia est présumé être celui où la particule est produite à courte distance, dans un état singlet de couleur et de nombres quantiques bien définis (voir [Schuler95]). L'état de charmonium est décrit par l'état formé d'un quark et d'un anti-quark :

$$|h = n^{2S+1}L_j\rangle = |c\overline{c}(n^{2S+1}L_j)_1\rangle$$

de nombre quantique principal n, de moment angulaire L et de spin S. Cet état est décrit de manière satisfaisante par un potentiel similaire à celui introduit au chapitre 1. La section efficace de production s'écrit sous la forme factorisée :

$$\sigma[h = n^{2S+1}L_j] = P_{n,L} \times \sigma[c\overline{c}(n^{2S+1}L_j)]$$

où $P_{n,L}$ est un paramètre non-perturbatif, qui peut s'exprimer en terme de fonction d'onde radiale (ou de sa dérivée). Le terme $\sigma[c\overline{c}(n^{2S+1}L_j)]$ est la section efficace de production d'une paire $c\overline{c}$.

Ce modèle simple ne permet néanmoins pas de reproduire complètement les données. L'expérience CDF au Tevatron (voir [Cacciari95]) a mis en évidence une forte inconsistance entre les données expérimentales concernant la formation directe des charmonia et les prédictions de ce modèle (figure 5.9).

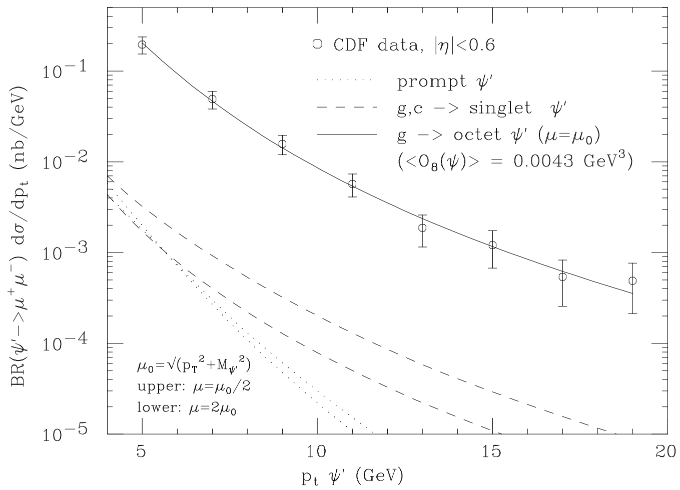

FIG. 5.9 - « *Distribution en impulsion transverse $p_\perp$ inclusive des ψ' directs. Comparaison des données expérimentales mesurées par l'expérience CDF (Tevatron) avec les prédictions des modèles singlet et octet de couleur. Extrait de [Cacciari95].* »

5.9.3 Mécanisme octet de couleur

Un traitement rigoureux de la production des charmonia a été recemment proposé par G.T. Bodwin, E. Braaten et G.P. Lepage [Bodwin95]. Dans leur formalisme, la section efficace s'exprime comme la somme de termes contenant chacun un facteur perturbatif (petites distances) et un élément de matrice contenant les effets non perturbatifs (à grandes distances) :

$$\sigma[h = n^{2S+1}L_j] = \sum_n \frac{F_n}{m^{\delta_n - 4}} \langle 0|\mathcal{O}_n^h|0\rangle$$

où F_n sont des coefficients calculables de manière perturbative dans le cadre de QCD. Les éléments de matrices $\langle 0|\mathcal{O}_n^h|0\rangle$ sont définis de manière rigoureuse dans le cadre de l'approximation non relativiste de QCD (NRQCD, voir [Braaten97], par exemple). Les coefficients δ_n sont reliés à la dimension des opérateurs $\mathcal{O}_n^h$. Les éléments de matrice peuvent être soit extraits de données expérimentales, soit calculés sur réseau. Grâce à ces valeurs, les auteurs ont été capables de décrire de manière satisfaisante les données expérimentales, là où le modèle CSM est en échec (voir figure 5.9).

La principale différence entre cette factorisation et le modèle CSM est que ces opérateurs ne sont pas tous reliés à la production de paires $c\overline{c}$ singlet de couleur. Cette approche tient compte de la structure complète de l'état de charmonium sur l'espace de Fock. Le charmonium h est décrit comme une superposition d'états [Mangano95b]:

$$|h = n^{2S+1}L_j\rangle = O(1)|c\overline{c}(n^{2S+1}L_j)_1\rangle + O(v)|c\overline{c}(n^{2S+1}(L\pm 1)_j)_8 g\rangle + \cdots$$

où les indices (1) et (8) représentent l'état de couleur (singlet ou octet) de la paire $c\overline{c}$. Chaque composante est supprimée par une puissance de v (vitesse relative des quarks charmés). Le modèle CSM est retrouvé si on ne tient compte que de l'ordre le plus bas de cette décomposition. Dans le cadre de cette décompositon, l'état $|\psi\rangle$ du J/ψ s'écrit :

$$|\psi\rangle = a_0 \, |(c\overline{c})_1\rangle + a_1 \, |(c\overline{c})_8 g\rangle + a_2 \, |(c\overline{c})_1 gg\rangle + a_2' \, |(c\overline{c})_8 gg\rangle + \cdots$$

L'état $|\psi\rangle$ est décomposé en une composante $c\overline{c}$ singlet de couleur ($^3S_1$), une composante $c\overline{c}$ octet de couleur ($^1S_0$ ou ^3P_J) plus un gluon, etc. La décomposition des autres états du charmonium (ψ', χ) est analogue. Dans tous les cas, le premier état d'ordre supérieur contient une paire $c\overline{c}$ octet de couleur et un gluon.

Ces composantes d'ordre supérieur correspondent à des corrections relativistes généralement petites sur la fonction d'onde. Néanmoins, leur rôle dans la production du charmonium est décisif. Si pour le processus de production (petite durée) ces composantes sont négligeables, pour les processus longs ces contributions deviennent dominantes. Dans le régime cinématique étudié, la production de charmonia implique la production préliminaire d'un état composite $|(c\overline{c})_8 g\rangle$. Ce système quitte le champ du nucléon où il a été créé sous la forme d'un singlet de couleur $(c\overline{c})_8 g$ et traverse le milieu nucléaire. Dans cette approche, la résonance se forme, par absorption du gluon supplémentaire, à l'extérieur du noyau. Le calcul de la section efficace d'absorption σ_{abs} n'est plus basé sur les interactions d'une paire $c\overline{c}$ dans la matière nucléaire, mais plutôt sur celle d'un état pré-résonant.

5.9.4 Interaction d'une paire $c\overline{c}$ dans la matière nucléaire

La section efficace σ_{abs} utilisée dans le modèle d'absorption nucléaire est la section efficace d'interaction $\sigma_{J/\psi-n}$ (où n représente un nucléon). Les interactions d'une paire $c\overline{c}$ dans la matière nucléaire s'étudient dans le cadre de QCD à petite distance (voir [Kharzeev94] par exemple), qui prédit une section efficace de la forme :

$$\sigma_{J/\psi-n}(s) \approx 2.5 \text{ mb } \times \left(1 - \left[\frac{2M_{J/\psi}(m_n + \epsilon_{J/\psi})}{s - M_{J/\psi}^2}\right]\right)^{6.5}$$

où $\epsilon_{J/\psi} = 2M_D - M_{J/\psi} \approx 0.64$ GeV est l'énergie de liaison du J/ψ et m_n la masse du nucléon et M_D la masse du D. Cette prédiction est en bon accord avec la valeur $\sigma_{J/\psi-n} = 2 - 3$ mb obtenue à partir des données issues de la photoproduction du J/ψ (voir [Kharseev95c]). Néanmoins, la valeur de cette section efficace ne permet pas de reproduire la suppresssion de la section efficace de production du J/ψ dans les interactions noyau-noyau, qui requière une section efficace de l'ordre de 6-7 mb.

5.9.5 Interaction d'un état pré-résonant dans la matière nucléaire

Le modèle octet de couleur prédit la formation des charmonia par le biais de la production d'un état pré-résonant $|(c\overline{c})_8 g\rangle$. Dans le cadre de ce modèle, la section efficace d'absorption est égale à la section efficace d'interaction $(c\overline{c}g) - n$, quelque soit l'état final du charmonium (J/ψ, ψ', χ, etc.). Sa taille, qui est estimée par la relation :

$$r_8 = \frac{1}{\sqrt{2m_c\Lambda_{qcd}}} \approx 0.25\,\text{fm}$$

est sensiblement celle du J/ψ ($r_\psi \approx 0.2$ fm). Ces interactions sont donc similaires aux interactions $J/\psi - n$. Il existe néanmoins une différence importante. Les gluons échangés entre les systèmes $(c\overline{c})_8 g$ et n en collision se couplent de manière prédominante avec les composantes g et $(c\overline{c})_8$ de l'état $|(c\overline{c})_8 g\rangle$ plutôt qu'avec les composantes c et $\overline{c}$ de la paire $c\overline{c}$. Les composantes g et $(c\overline{c})_8$ sont dans un état octet de couleur, contrairement aux composantes c et $\overline{c}$ qui sont dans un état triplet. La constante de couplage s'en trouve multipliée par un facteur 9/4 [Kharzeev95d]. La section efficace d'interaction est alors égale à la section efficace $\sigma_{J/\psi-n}$ multipliée par ce facteur :

$$\sigma_{abs} = \sigma_{(c\overline{c}g)-n} = \frac{9}{4}\sigma_{J/\psi-n} \approx 6 - 7\text{ mb}$$

Cette valeur est **en accord quantitatif** avec la valeur expérimentale de la section efficace

$$\sigma_{abs}^{exp} = 6.3 \pm 1.2\,\text{mb}$$

pour laquelle le modèle d'absorption nucléaire décrit la suppression des taux de production du J/ψ mesurés par les collaborations NA51 et NA38.

5.10 Conclusion

Dans ce chapitre, les sections efficaces de production du J/ψ, du ψ' et du processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon ont été extraites. Les valeurs ($\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$et K_{DY}) ont été comparées à celles mesurées dans les interactions entre systèmes plus légers par les collaborations NA51 et NA38.

Le facteur K_{DY} s'inscrit dans la systématique des mesures. Sa constance est une référence qui assure de l'absence de biais expérimentaux dans la détermination des sections efficaces absolues.

Les sections efficaces de production du J/ψ mesurées en réactions $p-A$, O-Cu, O-U et S-U par les expériences NA51 et NA38 montrent une suppression du J/ψ en fonction du produit $A \times B$ (ou de la longueur moyenne L parcourue par la résonance (ou un état pré-résonant) dans la matière nucléaire). Cette suppression peut être interprétée en terme d'absorption nucléaire dans l'état final de la réaction, où la section efficace d'absorption correspond aux interactions d'un état pré-résonant $|(c\overline{c})_8 g\rangle$ avec la matière nucléaire non-déconfinée. Par rapport à ce résultat, la section efficace de production du J/ψ mesurée dans la réaction Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon présente une suppression *anormale*. La dépendance en énergie transverse $E_\perp$ des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan est établie dans le chapitre 6.