6 Distributions en énergie transverse

Ce chapitre est consacré à l'établissement de la dépendance en énergie transverse des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan. Ces distributions sont comparées à un calcul tenant compte de l'absorption nucléaire.

6.1 Introduction

Les sections efficaces de production des mésons J/ψ et ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon ont été calculées au chapitre 5. Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'établir la dépendance en énergie transverse $E_\perp$ de ces sections efficaces. Les valeurs numériques sont rassemblées dans l'annexe B.

Le flux d'énergie transverse neutre $E_\perp$, mesuré par le calorimètre électromagnétique, donne la centralité des collisions. La dépendance en énergie transverse des sections efficaces permet donc l'étude des taux de production en fonction de la centralité des collisions, c'est-à-dire en fonction du nombre de participants de la collision, ou de la densité d'énergie atteinte dans les collisions.

6.2 Distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan

La figure 4.5 représente la distribution en masse invariante des paires de muons de signe opposé. On définit la distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan associée aux événements de masse supérieure à $M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV/c^2 :

$$\left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\mathrm{DY}} = \left(\frac{dN}{dE_\perp}\right)_{M_{\mu\mu}\geq\, 4.2\,(\mathrm{GeV}/c^2)}$$

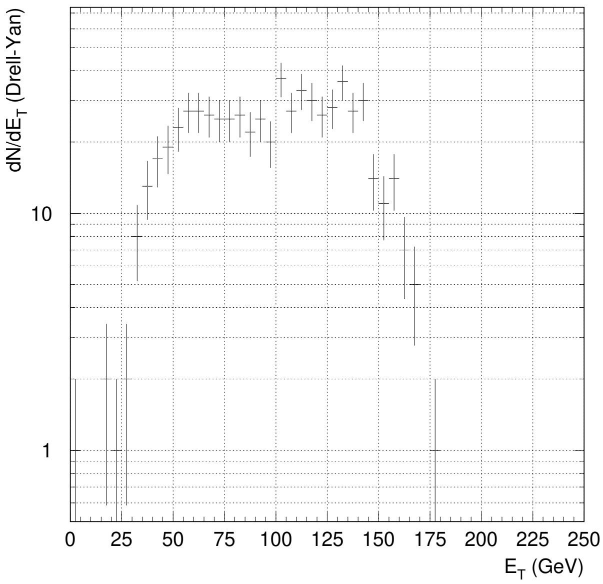

FIG. 6.1 - « *Distribution en énergie transverse $E_\perp$ des événements associés au processus Drell-Yan dans la région de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV/c^2.* »

Cette distribution est représentée sur la figure 6.1. La variation de la section efficace de production avec l'énergie transverse est :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}}{dE_\perp} = \mathcal{N}_\sigma^{\mathrm{DY}} \times \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\mathrm{DY}} \times \frac{1}{\varepsilon_{1\ldots7}^{\mathrm{DY}}(E_\perp)}$$

où la distribution $dN/dE_\perp|_{\mathrm{DY}}$ est corrigée de l'efficacité d'identification du vertex $\varepsilon_{1\ldots7}$ calculée au chapitre 3, et où le facteur $\mathcal{N}_\sigma^{\mathrm{DY}}$ normalise $d\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}/dE_\perp$ de manière que l'intégrale sur l'énergie transverse de cette distribution soit égale à la section efficace $\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}$:

$$\int \left(\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}}{dE_\perp}\right) dE_\perp = \sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}} = 0.189\,\mu b$$

La figure 6.2 représente le résultat de la mesure donnant la section efficace ($M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV/c^2) en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$.

On constate que sur le domaine en énergie transverse $40 \leq E_\perp \leq 140$ (GeV), la section efficace est constante, et vaut approximativement :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}}{dE_\perp} = 0.0016\,\mu b.\mathrm{GeV}^{-1} \quad (40 \leq E_\perp \leq 140\,(\mathrm{GeV}))$$

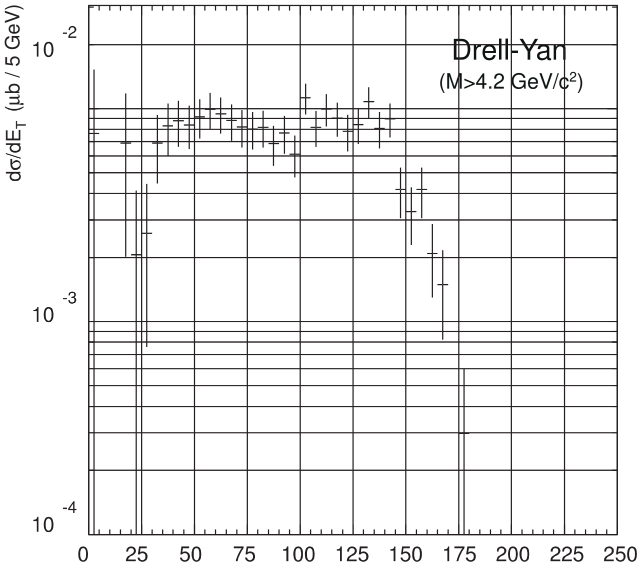

FIG. 6.2 - « *Dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du processus Drell-Yan ($M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV/c^2) dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. Chaque intervalle en $E_\perp$ représente 5 GeV.* »

6.3 Distribution en énergie transverse de la résonance J/ψ

Nous nous plaçons, pour le calcul de la distribution en énergie transverse du J/ψ, dans le domaine de masse invariante suivant :

$$M_\psi = [2.7 \cdots 3.5] \quad (\mathrm{GeV}/c^2)$$

Dans cette zone, la distribution en masse invariante des dimuons de signe opposé est la somme des contributions (voir figure 6.3-a) de cinq processus :

- la désintégration $J/\psi \longrightarrow \mu^+\mu^-$;
- le processus Drell-Yan $q + \overline{q} \longrightarrow \mu^+\mu^-$;
- la désintégration $\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$;
- le processus $D\overline{D} \longrightarrow \mu^+\mu^-$;
- le processus $(\pi^\pm, K^\pm) \longrightarrow \mu^+\mu^-$ (bruit de fond).

Les processus $\psi' \longrightarrow \mu^+\mu^-$ et $D\overline{D} \longrightarrow \mu^+\mu^-$ contribuent pour moins de 1% dans la région de masse invariante M_ψ. Ils sont négligés pour l'extraction de la distribution $dN/dE_\perp|_{J/\psi}$ des événements associés au J/ψ. Dans ces conditions, la distribution s'écrit :

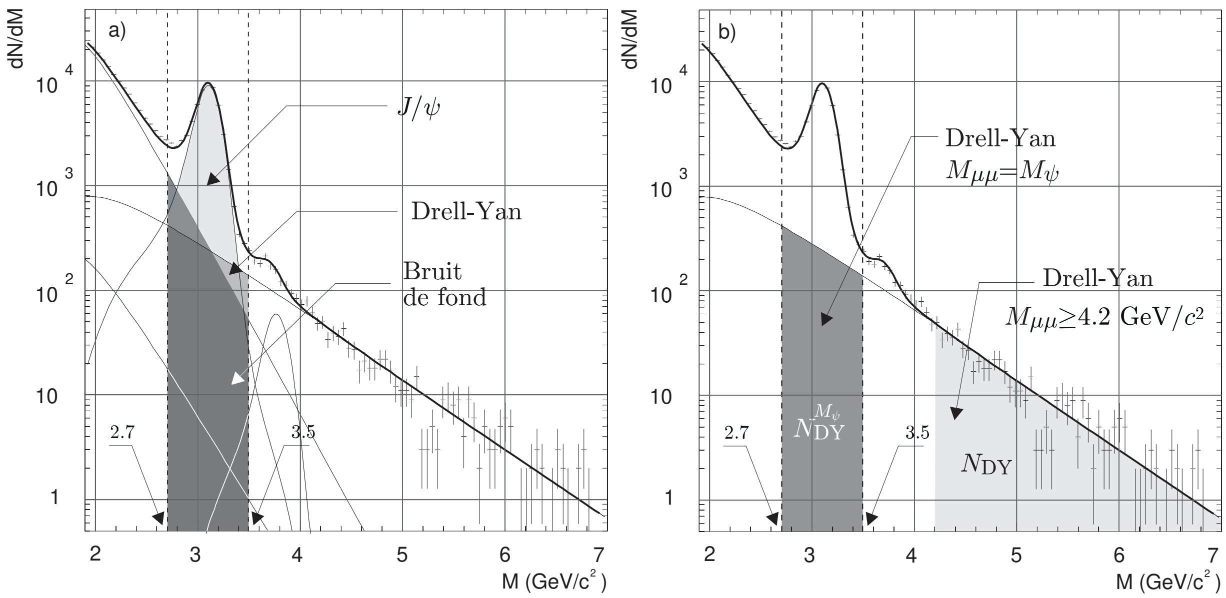

FIG. 6.3- *a - « Distribution en masse invariante des dimuons de signe opposé. Dans la zone de masse $M_\psi = [2.7\cdots 3.5]$ (GeV/c^2) la distribution est la somme des contributions dues à la désintégration du J/ψ, au processus Drell-Yan, à la désintégration du ψ', à la production de charme $D\overline{D}$ et au bruit de fond. Les contributions ψ' et $D\overline{D}$ sont négligées pour le calcul de la dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du J/ψ. »*
b - « La distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan dans le région de masse $M_\psi = [2.7\cdots 3.5]$ (GeV/c^2) est égale à la distribution en énergie transverse au-delà de 4.2 GeV/c^2, normalisée par le rapport $N_{\mathrm{DY}}^{M_\psi}/N_{\mathrm{DY}}$. »

$$\boxed{\left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{J/\psi}^{M_\psi} \# \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|^{M_\psi} - \left[\left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\mathrm{DY}}^{M_\psi} + \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{fond}^{M_\psi}\right]} \tag{6.1}$$

où $dN/dE_\perp|^{M_\psi}$ est la distribution en énergie transverse totale dans l'intervalle de masse M_ψ.

Les distributions $dN/dE_\perp|_{\mathrm{DY}}^{M_\psi}$ et $dN/dE_\perp|_{fond}^{M_\psi}$ sont, respectivement, les distributions en énergie transverse associées au processus Drell-Yan et au bruit de fond dans la région de masse invariante M_ψ.

La distribution $dN/dE_\perp|_{fond}^{M_\psi}$ est calculée à partir des distributions en énergie transverse des muons de signe identique $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$, par la méthode détaillée dans le chapitre 4 :

$$\left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{fond}^{M_\psi} = 2\left[\left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dE_\perp}\frac{dN_{--}}{dE_\perp}}\right)_{\oplus}^{M_\psi} + \left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dE_\perp}\frac{dN_{--}}{dE_\perp}}\right)_{\ominus}^{M_\psi}\right]$$

La distribution $dN/dE_\perp|_{\rm DY}^{M_\psi}$ associée au processus Drell-Yan dans la région de masse M_ψ est estimée à partir de la distribution $dN/dE_\perp|_{\rm DY}^{M\geq 4.2\,{\rm GeV}/c^2}$ (voir figure 6.3-b), en faisant l'hypothèse que la forme de ces distributions est indépendante de la masse.

La distribution $dN/dE_\perp|_{\rm DY}^{M_\psi}$ est alors proportionnelle à $dN/dE_\perp|_{\rm DY}^{M\geq 4.2\,{\rm GeV}/c^2}$ et s'écrit :

$$\left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\rm DY}^{M_\psi} = K \times \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\rm DY}^{M\geq 4.2\ {\rm GeV}/c^2}$$

où le facteur de normalisation K s'écrit :

$$K = \frac{N_{\rm DY}^{M_\psi}}{N_{\rm DY}} \sim 3.1 \ \text{avec} \ \begin{cases} N_{\rm DY}^{M_\psi} = \displaystyle\int_{2.7}^{3.5} \left.\frac{dN}{dM}\right|_{\rm DY} dM \\ N_{\rm DY} = \displaystyle\int_{4.2}^{\infty} \left.\frac{dN}{dM}\right|_{\rm DY} dM \end{cases}$$

Les distributions $dN/dE_\perp|^{M_\psi}$, $dN/dE_\perp|_{fond}^{M_\psi}$ et $dN/dE_\perp|_{\rm DY}^{M_\psi}$ sont représentées sur la figure 6.4-a. La distribution résultante $dN/dE_\perp|_{J/\psi}^{M_\psi}$ est représentée sur la figure 6.4-b.

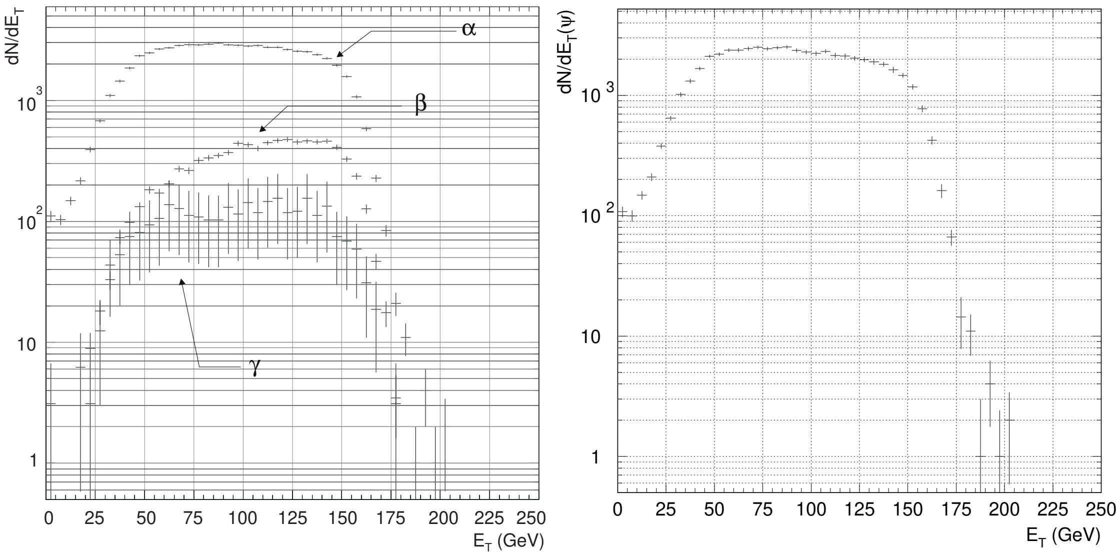

FIG. 6.4- *a - « Distributions en énergie transverse totale (α), du bruit de fond (β) et du processus Drell-Yan (γ), dans la région de masse invariante M_ψ. »*
b - « Distribution en énergie transverse associée à la production de J/ψ. »

La variation de la section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie transverse s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_\perp} = \mathcal{N}_\sigma^{J/\psi} \times \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{J/\psi}^{M_\psi} \times \frac{1}{\varepsilon_{1\ldots7}^{J/\psi}(E_\perp)}$$

Le facteur $\mathcal{N}_\sigma^{J/\psi}$ normalise la distribution de sorte que l'intégrale sur l'énergie transverse de $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp$ soit égale à la section efficace de production du J/ψ, restreinte à la région de masse M_ψ :

$$\int \left(\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_\perp}\right) dE_\perp = \left.\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}\right|^{M_\psi}$$

La section efficace $\left.\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}\right|^{M_\psi}$ de production du J/ψ restreinte à la région de masse invariante M_ψ est définie par :

$$\left.\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}\right|^{M_\psi} = \sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \times \frac{N_\psi^{M_\psi}}{N_\psi} \text{ avec } \begin{cases} N_\psi^{M_\psi} = \displaystyle\int_{2.7}^{3.5} \left.\frac{dN}{dM}\right|_{J/\psi} dM \\ N_\psi = \displaystyle\int_{0.0}^{\infty} \left.\frac{dN}{dM}\right|_{J/\psi} dM \end{cases}$$

où $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$ est la section efficace de production du J/ψ calculée au chapitre 5 et $dN/dM|_{J/\psi}$ la fonctionnelle ajustant la distribution en masse du J/ψ, définie au chapitre 4. Le rapport $N_\psi^{M_\psi}/N_\psi$ est égal à :

$$\frac{N_\psi^{M_\psi}}{N_\psi} \sim 0.91$$

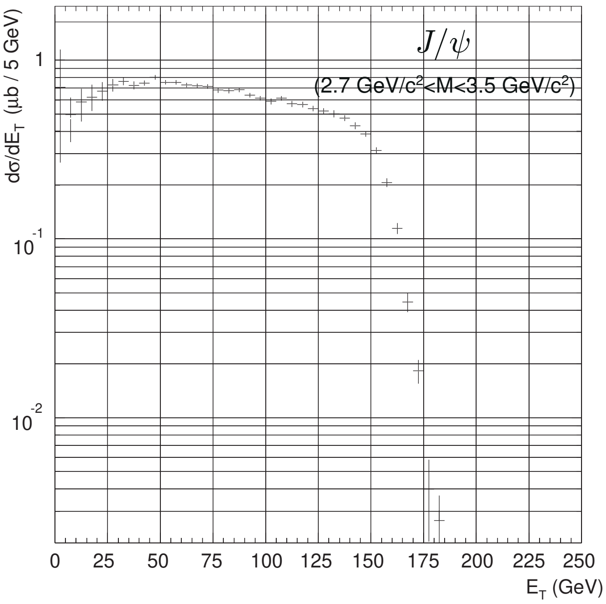

FIG. 6.5 - « *Section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$. Chaque canal $E_\perp$ en représente 5 GeV.* »

La figure 6.5 représente la distribution de la section efficace de production du J/ψ dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$. Elle passe de la valeur $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp \sim 0.15\,\mu b.\mathrm{GeV}^{-1}$ pour $E_\perp = 40$ GeV à la valeur $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp \sim 0.10\,\mu b.\mathrm{GeV}^{-1}$ à 140 GeV, montrant la décroissance de la production de la résonance lorsque $E_\perp$ augmente.

6.4 Rapport des distributions en énergie transverse

La dépendance en énergie transverse des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan a été extraite aux paragraphes 6.2 et 6.3. Le rapport des distributions expérimentales associées au J/ψ et au processus Drell-Yan en fonction de $E_\perp$ s'écrit :

$$R_{\mathrm{DY}}^{\psi} = \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{J/\psi} \Big/ \left.\frac{dN}{dE_\perp}\right|_{\mathrm{DY}}$$

Le rapport R_{DY}^{ψ} est important, car il permet de quantifier la suppression de la production du J/ψ relativement au processus Drell-Yan (figure 6.6-a).

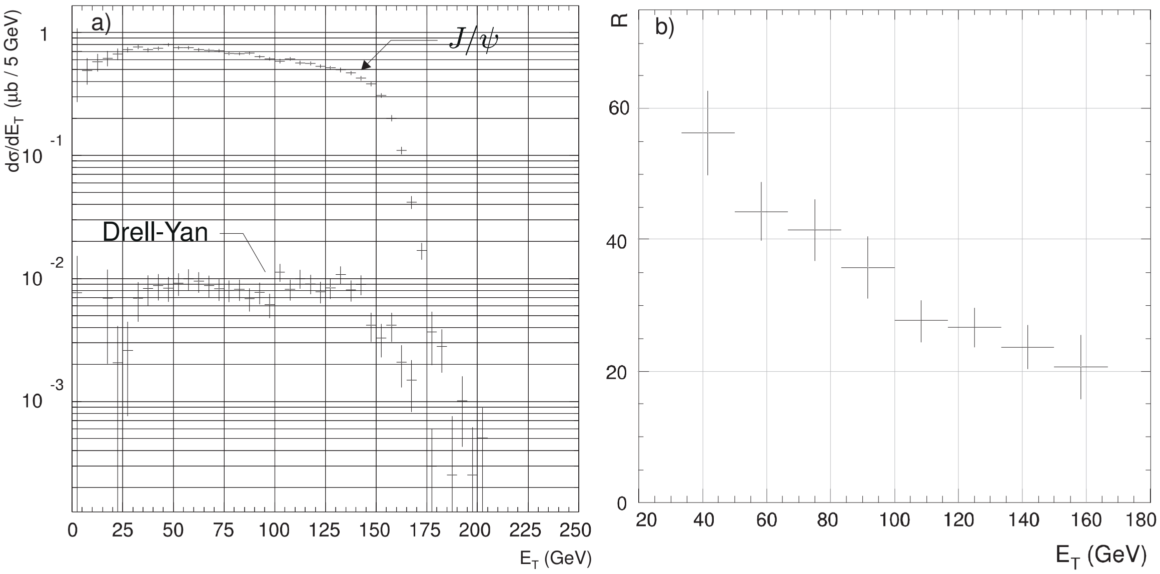

FIG. 6.6- *a - « Distributions en énergie transverse associées à la production du J/ψ (a) et au processus Drell-Yan (b) dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon (les intervalles en énergie transverse ont une largeur de 5 GeV). »*
b - « Rapport des distributions en énergie transverse des événements associés à la production du J/ψ et du processus Drell-Yan (les intervalles en énergie transverse ont une largeur de 16.7 GeV). »

La figure 6.6-b représente le rapport $R^{\psi}_{\rm DY}$ en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$. Dans cette représentation, les intervalles en énergie transverse sur lesquelles les distributions $dN/dE_\perp|_{J/\psi}$ et $dN/dE_\perp|_{\rm DY}$ ont été calculées ont une largeur de 16.7 GeV.

La section efficace différentielle $d\sigma^{J/\psi}_{\mu\mu}/dE_\perp(E_\perp)$ associée à la production de J/ψ présente une forte décroissance, qui est dépendante de l'énergie transverse $E_\perp$ (donc de la centralité des collisions). Ce comportement est illustré par le rapport $R^{\psi}_{\rm DY}$ dont les valeurs prises pour $E_\perp = 40$ GeV et $E_\perp = 140$ sont indiquées dans le tableau 6.1.

	$E_\perp = 40$ GeV	$E_\perp = 140$ GeV
$R^{\psi}_{\rm DY}(E_\perp)$	56 ± 5	25 ± 5

TAB. 6.1 - « *Valeurs mesurées du rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan pour $E_\perp = 40$ GeV et $E_\perp = 140$ GeV.* »

6.5 Suppression anormale de la résonance J/ψ

Les sections efficaces intégrées de production du J/ψ et du processus Drell-Yan ont été calculées au chapitre précédent. La comparaison avec les sections efficaces mesurées dans des systèmes en interaction plus légers montre une suppression *anormale* du taux de production du J/ψ relativement au phénomène d'absorption nucléaire. Nous nous proposons de comparer les distributions en énergie transverse associées à la production du J/ψ et du processus Drell-Yan, établies dans ce chapitre, à l'absorption nucléaire dans une approche simple.

Dans le modèle de Glauber, la section efficace différentielle d'un processus p s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma^p_{AB}}{db^2} = \sum_{i=1}^{AB} \begin{pmatrix} AB \\ i \end{pmatrix} \left[T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma^p_{nn}\right]^i \left[1 - T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma^p_{nn}\right]^{AB-i}$$

où σ^p_{nn} est la section efficace nucléon-nucléon et $T_{AB}(b)$ la fonction de recouvrement définie au chapitre précédent. Si on considère que le premier terme de cette somme est dominant (voir [Wong94]), alors l'expression se réduit à :

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

Grâce à cette simplification, on peut écrire les sections efficaces différentielles de production du processus Drell-Yan et du J/ψ sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{d^2\sigma^{\rm DY}_{\mu\mu}}{db^2} = (A \times B)\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma^{\rm DY}_{nn} \\ \\ \dfrac{d^2\sigma^{J/\psi}_{\mu\mu}}{db^2} = (A \times B)\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma^{J/\psi}_{nn} \times S_{AB}(\vec{b}) \end{array} \right.$$

où $S_{AB}(\vec{b})$ est la probabilité de survie introduite au chapitre 5. Les distributions en énergie transverse associées sont alors simplement la convolution de ces expressions par la probabilité $p(E_\perp, b)$ de produire une énergie transverse $E_\perp$ à un paramètre d'impact b donné :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{d\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}}{dE_\perp} \propto \displaystyle\iint d^2b\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}} \times p(E_\perp, \vec{b}) \\[2ex] \dfrac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_\perp} \propto \displaystyle\iint d^2b\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times S_{AB}(\vec{b}) \times p(E_\perp, \vec{b}) \end{array}\right.$$

La probabilité $p(E_\perp, b)$ est paramétrisée par la forme gaussienne [Ftáčnic87] de moyenne $N_p(\vec{b}) \times \epsilon$ et de variance $\omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})$:

$$p(E_\perp, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})}} \exp\left(-\frac{(E_\perp - \epsilon \times N_p(\vec{b}))^2}{2 \times \omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})}\right)$$

où ϵ et ω sont deux paramètres ajustables [Baglin90] et $N_p(\vec{t})$ le nombre de participants à la réaction

$$N_p(\vec{b}) = \iint d^2r\, n_p(\vec{r}, \vec{b})$$

où la densité de participants $n_p(\vec{r}, \vec{b})$ est définie par :

$$n_p(\vec{r}, \vec{b}) = AT_A(\vec{r}) \left\{1 - \left[1 - \sigma_{nn} T_B(\vec{b} - \vec{r})\right]^B\right\} + BT_B(\vec{b} - \vec{r}) \left\{1 - \left[1 - \sigma_{nn} T_A(\vec{r})\right]^A\right\} \tag{6.2}$$

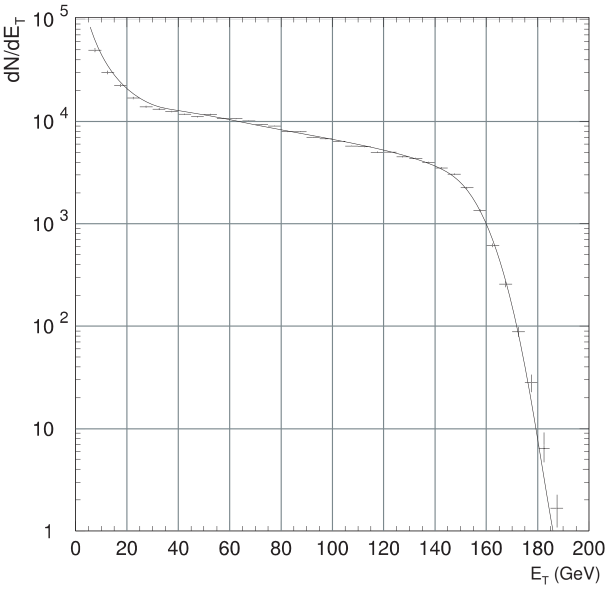

FIG. 6.7 - « *Distribution en énergie transverse associée à un lot d'événements sans conditions (« minimum bias »). La courbe représente l'ajustement de ce spectre par la relation (6.3).* »

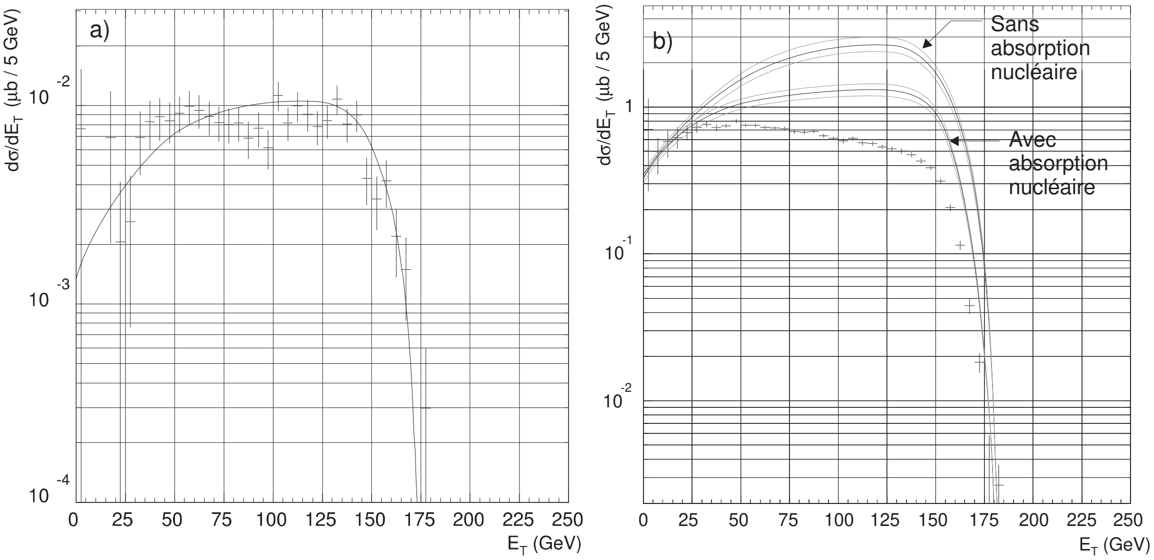

FIG. 6.8- *a - « Distribution en énergie transverse associée à la production du processus Drell-Yan. La courbe représente l'ajustement par la relation (6.4). »*
b - « Comparaison du spectre en énergie transverse $dN/dE_\perp|_{J/\psi}^{M_\psi}$ avec le calcul, effectué avec et sans absorption (formes (6.5)). Les courbes en pointillés représentent l'erreur sur la normalisation de ces courbes. »

où $\sigma_{nn} \approx 32$ mb est la section efficace inélastique nucléon-nucléon. La variable ϵ est l'énergie créée en moyenne à chaque collision, et ω traduit la fluctuation de ϵ. La relation

$$E_\perp(\vec{b}) = \epsilon\, N_p(\vec{b})$$

établit la relation entre l'énergie transverse associée à une collision à un paramètre d'impact donné et le nombre moyen $N_p(b)$ de nucléons participant à la réaction. Les paramètres ϵ et ω sont deux caractéristiques du calorimètre électromagnétique. Ces constantes sont fixées par un ajustement sur la distribution en $E_\perp$ pour un lot d'événements sans conditions (« *minimum bias* »). Dans ce cas, la distribution en énergie transverse peut être ajustée par la relation :

$$\frac{d\sigma^{min-bias}}{dE_\perp} \propto \iint d^2b \left[1 - (1 - \sigma_{nn} T_{AB}(\vec{b}))^{AB}\right] p(E_\perp, \vec{b}) \tag{6.3}$$

Le spectre en énergie transverse (« *minimum bias* ») est représenté sur la figure 6.7. Les paramètres ($\epsilon \sim 0.4$ GeV et $\omega \sim 1.43$) issus de la minimisation permettent de reproduire cette distribution de manière satisfaisante. Ces paramètres étant fixés, le modèle peut être appliqué à la distribution $dN^{\mathrm{DY}}/dE_\perp$ associée au processus Drell-Yan ($M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV$/c^2$). La figure 6.8-a représente cette distribution, ajustée par la relation

$$f^{\mathrm{DY}}(E_\perp) = \mathcal{N}_{E_\perp}^{\mathrm{DY}} \iint d^2b\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}} \times p(E_\perp, \vec{b}). \tag{6.4}$$

La forme de la distribution est, compte tenu de la faible statistique, convenablement reproduite par ce modèle simple. Il peut alors être appliqué à la distribution en énergie transverse associée à

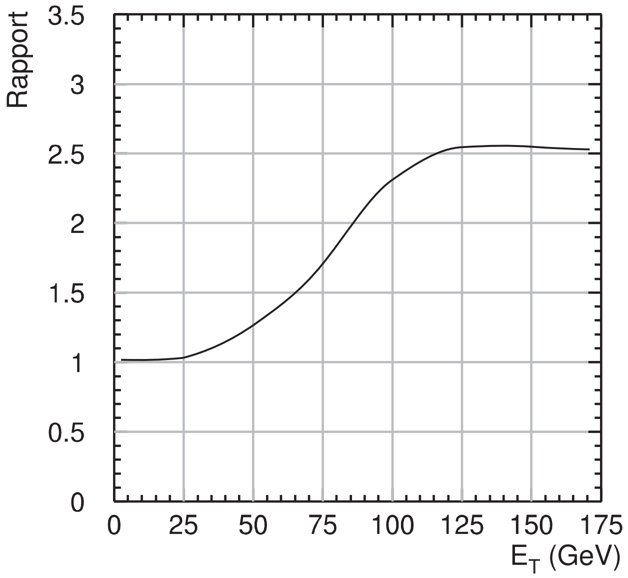

FIG. 6.9 - « *Rapport de la prédiction du modèle de Glauber (avec absorption nucléaire) à la distribution* $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp$. »

la production du J/ψ. Sur la figure 6.8-b est représenté l'ajustement de $d\sigma/dE_\perp|_{J/\psi}^{M_\psi}$ par les deux fonctions suivantes :

$$\begin{cases} f^{J/\psi}(E_\perp) = \mathcal{N}_{E_\perp}^{J/\psi} \iint d^2b\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times p(E_\perp, \vec{b}) \\ \\ f_{abs}^{J/\psi}(E_\perp) = \mathcal{N}_{E_\perp}^{J/\psi} \iint d^2b\, T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times S_{AB}(\vec{b}) \times p(E_\perp, \vec{b}) \end{cases} \tag{6.5}$$

La première fonction est la réplique de la fonction (6.4) appliquée au processus Drell-Yan. La deuxième tient compte de l'absorption nucléaire (voir chapitre 5). Dans ce calcul, la probabilité de survie $S(b)$, définie au chapitre 5, est interpolée à partir de valeurs calculées avec la section efficace d'absorption $\sigma_{abs} = 7.3$ mb. La norme $\mathcal{N}_{E_\perp}^{J/\psi}$, commune aux deux fonctions, est le produit du rapport des sections efficaces $\sigma_{nn}^{J/\psi}$ et $\sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}$ par la norme $\mathcal{N}_{E_\perp}^{\mathrm{DY}}$ donnée par l'ajustement de la distribution associée au processus Drell-Yan :

$$\mathcal{N}_{E_\perp}^{J/\psi} = \mathcal{N}_{E_\perp}^{\mathrm{DY}} \times \frac{\sigma_{nn}^{J/\psi}}{\sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \sigma_{nn}^{J/\psi} = \left(\sigma_{pp}^{J/\psi}(200 \text{ GeV}/c) \times C_{sch}\right) \dfrac{N_\psi^{M_\psi}}{N_\psi} \\ \\ \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}} = \dfrac{\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}}{A \times B} = (4.4 \pm 0.2) \times 10^{-6} \mu\mathrm{b} \end{cases}$$

où $\sigma_{\mu\mu}^{\mathrm{DY}}$ est la section efficace du processus Drell-Yan issue de ce travail (page 83) et où $\sigma_{pp}^{J/\psi}(200 \text{ GeV}/c) = 2.10 \pm 0.15$ nb [Abreu97] est la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les interactions proton-proton par la collaboration NA51. Le facteur $C_{sch} \sim 0.76$ (voir [Abreu97] par exemple) est la correction de Schuler qu'il faut appliquer pour se ramener à 158

GeV/c. Dans cette expression, le rapport $N_{\psi}^{M_{\psi}}/N_{\psi} \sim 0.91$ (voir page 102) permet de ramener la section efficace $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$ au domaine de masse M_{ψ}. L'erreur induite sur le norme $\mathcal{N}_{E_{\perp}}^{J/\psi}$ par l'incertitude sur les sections efficaces est reportée sur la figure 6.8-b (enveloppes en pointillés) où sont représentées les prédictions du modèle avec et sans absorption nucléaire.

La fonction $f^{J/\psi}(E_{\perp})$ ne rend naturellement pas compte de la distribution, puisqu'elle ne tient pas compte de l'absorption nucléaire. Pour autant, le second calcul, qui prend en compte ce phénomène, ne permet **pas** de reproduire les données. On observe clairement (figure 6.8-b) une suppression du taux de production du J/ψ qui s'étend au-delà de l'absorption nucléaire. Le rapport de la prédiction du modèle de Glauber incluant l'absorption nucléaire à la distribution expérimentale $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_{\perp}$ est représentée sur la figure 6.9.

Cette suppression *anormale*, qui croît avec l'énergie transverse $E_{\perp}$, peut être quantifiée par le rapport r_{ψ} des nombres d'événements associés à la production de J/ψ mesurée et estimée à partir du modèle d'absorption :

$$r_{\psi}^{exp} = \frac{\displaystyle\int \frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_{\perp}}\, dE_{\perp}}{\displaystyle\int f_{abs}^{J/\psi}(E_{\perp})\, dE_{\perp}} \approx 0.7$$

6.6 Interprétations

La mesure des dimuons dans la réaction Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon montre une suppression anormale de la production de la résonance J/ψ relativement à l'absorption nucléaire (voir chapitre 5). Celle-ci décrit pourtant de manière satisfaisante le taux de production pour les systèmes plus légers. La mesure de la distribution en énergie transverse associée au J/ψ montre que cette suppression anormale augmente avec $E_{\perp}$, c'est-à-dire avec le centralité de la collision.

Les données Pb-Pb ne peuvent donc être décrites par l'absorption nucléaire seule. Elle mettent en évidence l'existance d'un mécanisme de suppression additionnel dépendant de la centralité (ou de la densité d'énergie). Des interprétations de ce phénomène en terme purement hadronique ou en terme de transition de phase de déconfinement ont été proposées par différents auteurs, et sont exposées brièvement dans les paragraphes suivants.

6.6.1 Interactions avec les particules comobiles à la réaction

Cette approche interprète le surplus de suppression par une dissociation dans un milieu hadronique. Considérons un état lié du charmonium formé dans la collision des deux noyaux, au repos dans le centre de masse. Pour une énergie $\sqrt{s} \sim 17$ GeV dans le centre de masse, la distribution des nucléons est contractée le long de l'axe du faisceau en un disque de 1-2 fm d'épaisseur. Après 0.5 à 1 fm/c, les nucléons ont pour la plupart traversé la région de formation du charmonium, donnant lieu à l'absorption nucléaire. Après ce temps, le charmonium se retrouve à l'intérieur du milieu chaud produit par la collision.

Il est tentant d'introduire un second terme de suppression causé par la diffusion avec le flot de mésons produits dans la collision, et accompagnant à le charmonium. On définit alors une probabilité de survie

$$S_{co} = \mathrm{e}^{-(A-1)\sigma_{co} \int -d\tau\, \rho_{co}(E_\perp)\, v_{rel}} \tag{6.6}$$

où $\rho_{co}(E_\perp)$ est la densité de particules comobiles à la réaction (« *comovers* »), τ le temps dans le référentiel du charmonium et v_{rel} la vitesse relative des *comovers*. La densité de *comovers* est approximativement proportionnelle[30] à l'énergie transverse :

$$\rho_{co}(E_\perp) \propto E_\perp \tag{6.7}$$

L'effet de suppression a lieu de manière continue, sur toute la gamme en $E_\perp$. Elle peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{\sigma_{AB}^{J/\psi\to\mu^+\mu^-}}{A \times B} \propto e^{-\sigma_{abs}\rho_0 L} \times e^{-\beta E_\perp}$$

où le paramètre β regroupe tous les termes différents de $E_\perp$ dans l'exponentielle (6.5). En faisant l'hypothèse que le processus dominant dans la dissociation du J/ψ est (voir [Gavin96a])

$$\rho + J/\psi \longrightarrow D + \overline{D}$$

et que les *comovers* influent depuis le temps de création $\tau_0 \sim 2$ fm/c jusqu'au temps de découplage $\tau_F \sim R_A/v_{rel}$ (où $v_{rel} \sim 0.6\,c$ est la vitesse relative $J/\psi - \rho$), la probabilité de survie devient

$$S_{co} = e^{-\sigma_{co} \times v_{rel}\ \rho_{co}\ \tau_0\ \ln(R_A/v_{rel}\tau_0)}$$

où $\rho_{co} \sim 1$ fm^{-3} et $\sigma_{co} \sim 2/3 \times \sigma_{abs}$. Dans leur description, S. Gavin et R. Vogt [Gavin96a], en utilisant la valeur

$$\sigma_{abs} \approx 4.8\ \mathrm{mb}$$

semblent être satisfaits de leur description des données expérimentales. Dans cette approche, la différence essentielle entre le système Pb-Pb et les systèmes plus légers tiendrait à la durée de vie $\tau = R_A/v_{rel} - \tau_0$ du milieu hadronique créé, le rayon R_A du noyau incident passant de 6.6 fm à 3.6 fm (dans le cas d'interactions S-U).

Il convient néanmoins de tempérer ces résultats vis à vis des paramètres introduits dans le modèle (en particulier les valeurs prises par la densité de *comovers* ρ_{co} et la section efficace d'absorption nucléaire σ_{abs}). La valeur de la densité ρ_{co} est élevée, mais reste tout à fait compatible avec les densités extraites des modèles de corde ou de cascades, appliqués aux ions lourds ultrarelativistes (voir [Kharzeev96b]). Par contre, la valeur utilisée pour la section efficace d'absorption diffère très sensiblement de la valeur

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

30. En réalité, la densité ρ_{co} est proportionnelle à la densité de nucléons touchés, donnée par le modèle de Glauber.

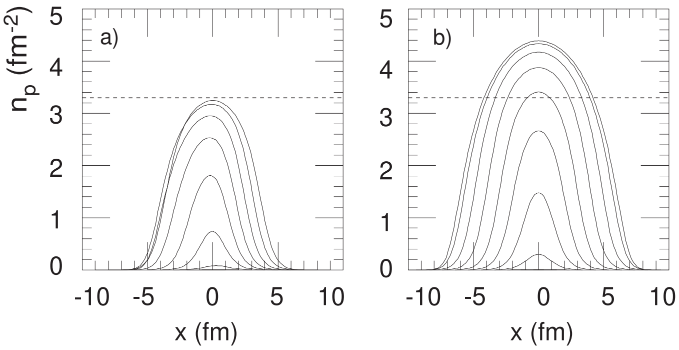

FIG. 6.10- *Densité n_p de participants, dans le plan transverse à la réaction, pour différentes valeurs du paramètre d'impact ($b = 0, 2, 4, \cdots$ fm). Extrait de [Blaizot96].*
a - « Système S-U. »
b - « Système Pb-Pb. La ligne pointillée représente la densité de participants maximale atteinte dans le système S-U. »

expérimentale. Rappelons que cette valeur est tirée du modèle d'absorption, qui semble décrire de manière convenable les données $p - A$, où l'effet des *comovers* est naturellement absent. Il semble d'autre part (voir [Kharzeev96b]) que l'hypothèse simplificatrice (6.7) entraîne un biais dans le calcul.

6.6.2 Formation d'un milieu déconfiné

Dans l'interprétation de la suppression *anormale* du J/ψ dans la matière nucléaire dense, la différence essentielle entre l'absorption par les particules comobiles à la réaction et le déconfinement de couleur est que, pour la première, l'effet est continu (quelques soient les conditions cinématiques) alors que, pour la seconde, l'effet n'a lieu qu'au-delà d'un seuil critique (transition de phase).

Vis-à-vis de l'hypothèse de transition de déconfinement, la région d'interaction consiste en une région chaude (intérieure) où les charmomia peuvent être dissociés, et une région froide (extérieure) qui les laisse intacts. Dans ces conditions, la suppression du J/ψ est déterminée par les propriétés du milieu où il a été créé. Ces propriétés sont gouvernées par la densité d'énergie dans le plan transverse, qui est reliée à la densité de participants $n_p(\vec{r}, \vec{b})$ [Blaizot96] définie par la relation (6.2). Les figures 6.9-a et 6.9-b représentent cette densité, calculée dans le cas des réactions S-U et Pb-Pb. Si les densités d'énergie moyenne produites dans les collisions centrales S-U et Pb-Pb sont sensiblement les mêmes, la densité maximale atteinte dans les réactions Pb-Pb est environ 35% plus grande (voir figures 6.9).

On peut alors représenter l'effet de la formation d'un plasma de quarks et de gluons en faisant l'hypothèse qu'un J/ψ produit au point $\vec{r}$ est entièrement détruit si la densité en ce point excède une valeur critique n_c. La probabilité de survie correspondante s'écrit :

$$S_{AB}(\vec{b}) \propto \iint d\vec{r} \left(1 - \mathrm{e}^{-\sigma_{abs}\, A \times T_A(\vec{r})}\right) \left(1 - \mathrm{e}^{-\sigma_{abs}\, B \times T_B(\vec{b}-\vec{r})}\right) \times \theta(n_c - n_p(\vec{r}))$$

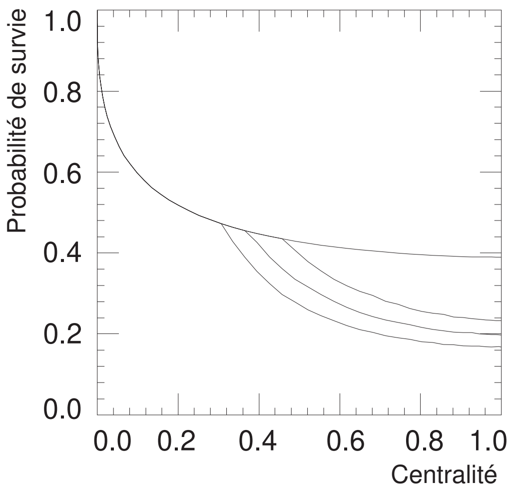

FIG. 6.11 - « *Probabilité de survie du J/ψ produit dans les collisions Pb-Pb, pour différentes valeurs de la densité critique n_c. Les trois courbes représentent l'effet du plasma correspondant à $n_c = 3.7$, 3.5 et 3.3. Extrait de [Blaizot96].* »

Cette probabilité est représentée sur la figure 6.10 pour différentes valeurs de n_c. Dans cette représentation, la valeur de la section efficace d'absorption nucléaire choisie est

$$\sigma_{abs} = 6.2\,\mathrm{mb}$$

Pour une densité critique de l'ordre de 3.3 fm^{-2} (correspondant à la valeur maximale atteinte dans un système S-U), le rapport r_ψ (voir paragraphe §6.5) est :

$$r_\psi^{th} = 0.66$$

Cette valeur est en accord (compte tenu de la simplicité du modèle) avec la valeur expérimentale $r_\psi^{exp} \approx 0.7$. Une étude récente [Kharzeev96b], plus quantitative, montre qu'une interprétation en terme de déconfinement semble être également compatible avec les données. Là encore, il convient de pondérer ces résultats vis-à-vis des paramètres et des hypothèses utilisés (valeur de la section efficace $J/\psi - hadron$, absence d'absorption par les *comovers*, etc.).

6.7 Conclusion

La distribution en énergie transverse associée à la production de J/ψ dans la réaction Pb-Pb montre l'existence d'une suppression croissante avec l'énergie transverse $E_\perp$. Cette suppression va au-delà de la suppression due à l'absorption nucléaire (chapitre 5).

Des tentatives d'interprétation de cette suppression *anormale* sont développées par les théoriciens dans le cadre d'une absorption par les particules comobiles à la réaction ou par la formation d'un milieu déconfiné. Les incertitudes sur les paramètres employés dans ces descriptions ne permettent pas encore d'extraire la part quantitative de chacune de ces hypothèses.