4

Extraction des données

Ce chapitre est consacré à l'extraction des données expérimentales, et plus précisément à l'évaluation du nombre d'événements de type J/ψ, ψ' et Drell-Yan enregistrés au cours des prises de données 1995.

4.1 Introduction

Les données brutes, écrites sur support magnétique par le programme d'acquisition, sont relues par un programme de reconstruction, qui permet le calcul des quantités physiques nécessaires à l'analyse. Ces bandes magnétiques contiennent, pour chaque événement, les informations relatives à l'ensemble des détecteurs. Entre autres informations,

- les fils touchés des chambres proportionnelles,
- les compteurs touchés des hodoscopes,
- les contenus ADC des lames de la cible active,
- les contenus ADC des cellules du calorimètre électromagnétique,
- les contenus ADC du calorimètre à zéro degré,
- les informations des compteurs de contrôle (BH, BHI, BHI_{new}, AH),

sont utilisés par le programme de reconstruction afin de déterminer pour chaque événement :

- les traces de chacun des muons,
- la quadri-impulsion des muons reconstruits (corrigée de la perte d'énergie dans les absorbeurs),
- le vertex d'interaction,
- l'énergie transverse neutre,
- l'énergie longitudinale résiduelle,
- le nombre d'ions incidents, etc.

Les événements reconstruits sont écrits sur bandes magnétiques (DST ou « *Data Summary Tape* »). Pour permettre l'analyse, une seconde réduction des données est entreprise, à partir des DST. Les événements sélectionnés sont écrits sur des « μDST » et utilisés pour l'extraction des distributions en masse, en impulsion tranverse, en énergie transverse neutre, etc.

4.2 Reconstruction des traces

La reconstruction des paires de muons nécessite la reconstruction des traces individuelles des muons. Elle est effectuée grâce aux huit chambres à fils. Les traces sont recherchées dans chacune des trois projections correspondant aux coordonnées (y, u, v), en commençant par le télescope aval (composé des chambres CP_5 à CP_8), où il y a le moins de fils touchés, les particules de faible énergie ayant été balayées par l'aimant. A partir de l'intersection de l'extrapolation de la trace avec le plan de déflexion de l'aimant, on peut définir une zone de recherche de la trace en amont de l'aimant (voir figure 4.1). L'association des deux traces, grâce à des critères de distance d'approche et d'angle de déflexion, permet le calcul des paramètres cinématiques individuels des muons.

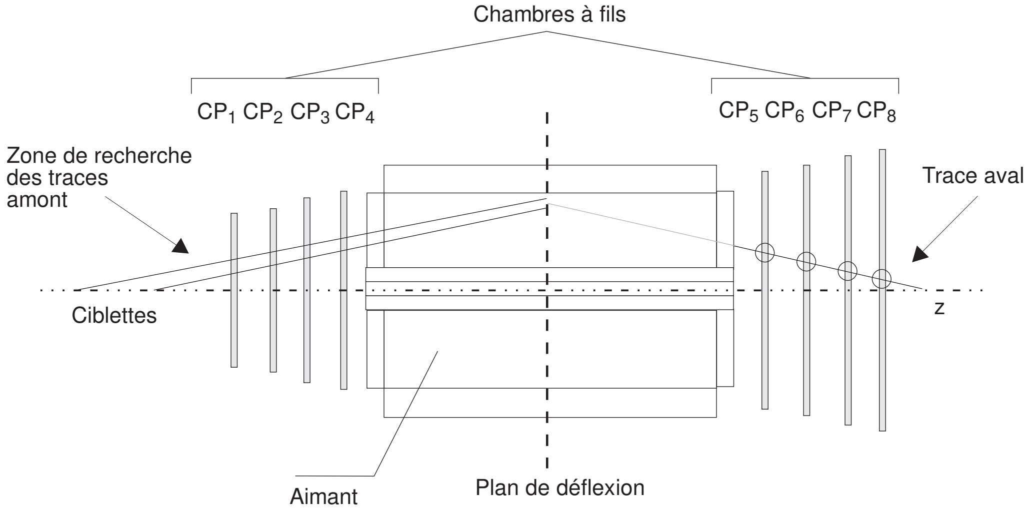

FIG. 4.1 - « *Reconstruction des traces des muons. L'extrapolation de la trace aval dans le plan de déflexion de l'aimant permet de définir une zone de recherche de la trace amont.* »

Les impulsions $\vec{p}$ des muons sont calculées à partir de la déflexion $\Delta\alpha$ dans le champ de l'aimant :

$$\begin{aligned}
\Delta\alpha &= \frac{q}{\|\vec{p}\|}\int_\Gamma \vec{B}.\mathrm{d}\vec{\ell} \quad \text{avec } \vec{B}(r) = \frac{B_0}{r}.\vec{e}_\phi \\
&\approx \frac{q}{\|\vec{p}\|}\int \frac{B(r)}{\sin(\theta)}\,\mathrm{d}r \\
&\approx \frac{q}{\|\vec{p}\|\sin(\theta)}\int \frac{B_0}{r}\,\mathrm{d}r \propto \frac{qB_0}{p_\perp}
\end{aligned}$$

L'angle d'émission θ et l'impulsion $\vec{p}$ des muons sont corrigés pour tenir compte de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans l'absorbeur. Il existe un plan dans l'absorbeur (plan de Badier) où la corrélation entre le déplacement latéral et la déflexion angulaire des muons est nulle. Pour estimer l'angle θ, la trace avant est contrainte à passer par la ciblette touchée. L'angle est alors obtenu en reliant le vertex du muon à l'intersection du plan de Badier avec l'extrapolation de la trace avant (voir figure 4.2).

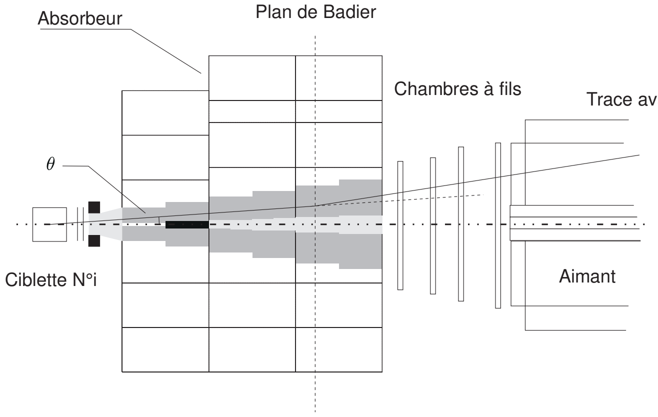

FIG. 4.2 - « *Estimation de l'angle d'émission du muon.* »

4.3 Sélection des événements

4.3.1 Sélection des « runs »

La sélection des runs repose sur le contrôle de la qualité du faisceau et de l'ensemble de détection, en veillant à la stabilité et au taux d'empilement du faisceau, au bon fonctionnement des détecteurs, de la chaîne électronique et du système d'acquisition.

4.3.2 Coupures géométriques

Lors de la reconstruction des traces des muons, peu de coupures sont appliquées afin de ne pas rejeter de bons événements. Des coupures plus strictes, dont la vocation est de réduire le nombre d'événements fortuits sont ensuite appliquées. Ces coupures contribuent également à la réduction du bruit de fond.

4.3.2-a *Coupures globales*

Ces coupures visent à améliorer la qualité des traces reconstruites, en rejetant les événements faits de traces fantômes (dues à des erreurs de reconstruction). Elles reposent sur les critères suivants (voir figure 4.3) :

- L'événement doit provenir de la région cible. Ce critère est basé sur la distance de l'origine des traces amont à l'axe du faisceau $d_{\text{target}} = \|\overrightarrow{OI}\| = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$.

- Le raccordement des parties amont et aval d'une même trace s'effectue dans le plan de déflexion suivant un critère de distance d'approche. La distance entre les points d'intersection des traces avant et arrière avec le plan de déflexion $d_{\text{mag}} = \sqrt{(x_f - x_b)^2 + (y_f - y_b)^2}$ doit être minimale. Cette distance dépend de la diffusion multiple dans les chambres et les hodoscopes (voir figure 4.3).
- La différence d'angles azimutaux $d_\phi = \phi_f - \phi_b$ entre la trace avant et arrière d'un même événement doit être petite.

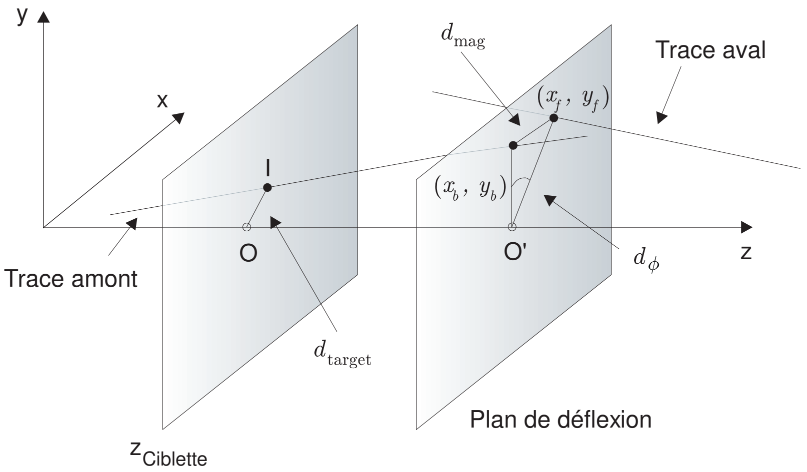

FIG. 4.3 - « *Coupures géométriques.* »

Les événements dont au moins une trace traverse l'un des secteurs de fer de l'aimant sont rejetés car la diffusion subie entache la résolution en masse calculée.

4.3.2-b *Coupure « fiducielle »*

Cette coupure repose sur des critères de géométrie intrinsèque de l'appareillage, en imposant aux traces de passer au travers du volume actif des chambres et en exigeant que les traces issues des couples de compteurs de R_1 et R_2 pointent en direction de la cible (coïncidence « V »).

4.3.3 Coupure cinématique

La coupure cinématique (ou coupure « image ») permet de rendre identique l'acceptance de l'aimant vis à vis des particules chargées positivement et négativement. Ceci est très important pour l'estimation du bruit de fond provenant de la désintégration semi-leptonique simultannée des $\pi^\pm$ et des $K^\pm$. Cette coupure consiste à rejeter toutes les traces acceptées par la recontruction dont les traces *images* ne le sont pas. Ces dernières correspondent aux traces que l'on aurait obtenues si les particules étaient de charge opposée ou si la polarité de l'aimant était inversée.

4.3.4 Coupures des détecteurs additionnels

En plus de la sélection des « runs » et des coupures garantissant la qualité de la reconstruction des traces des dimuons, il est nécessaire d'introduire d'autres paramètres qui permettent de garantir la qualité de l'événement. Ces paramètres, qui exploitent les informations délivrées par les divers dispositifs en amont du spectromètre sont :

- le nombre d'ions incidents ($n_{BH} = 0, 1, 2, \cdots$) enregistrés par l'hodoscope de faisceau (BH) à l'intérieur de la fenêtre d'analyse, et l'indicateur ($n_{paras} = 0, 1$) d'une interaction éventuelle dans les compteurs du BH (phénomène détecté par les ensembles BHI et BHI_{new}) ;
- la trace du passage de l'ion ($n_{halo} = 0, 1$) dans le cylindre enveloppe défini par les trous dans les compteurs antihalos (AH_1 et AH_2) ;
- le numéro $n_{cibi} = 1, \cdots, 7$ de la ciblette vertex ;
- l'indicateur ($n_{cibr} = 0, 1$) d'une réinteraction ;
- le nombre d'ions $n_{zdc} = 1, 2, \cdots$ incidents fournis par le calorimètre à zéro degré.

L'extraction des données est faite dans les conditions suivantes :

n_{paras}	n_{BH}	n_{halo}	n_{cibi}	n_{cibr}	n_{zdc}
0	1	0	$1 \cdots 7$	0,1	1

4.4 Cinématique

L'information cinématique sur les dimuons est caractérisée par le quadri-vecteur énergie-impulsion $(E_{\mu\mu}, \vec{p}_{\mu\mu})$. Ce vecteur, qui est la somme des quadrivecteurs de chacun des muons mesurés par le spectromètre, dépend donc de $4 + 4 = 8$ paramètres. Compte tenu des relations

$$\begin{cases} E^2_{\mu_1} = p^2_{\mu_1} + M^2_{\mu_1} \\ \\ E^2_{\mu_2} = p^2_{\mu_2} + M^2_{\mu_2} \end{cases}$$

le nombre de paramètres se réduit à 6. Le système étant invariant sous le groupe des rotations, l'information cinématique est donc déterminée par la connaissance de 5 paramètres. Nous caractérisons les dimuons par les 5 variables cinématiques suivantes :

- La masse invariante $M_{\mu\mu}$ du dimuon ($0.2\ \mathrm{GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 8.0\ \mathrm{GeV}/c^2$) ;
- l'impulsion transverse $p_\perp = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ du dimuon ($0.0\ \mathrm{GeV}/c \leq p_\perp \leq 6.0\ \mathrm{GeV}/c$) ;

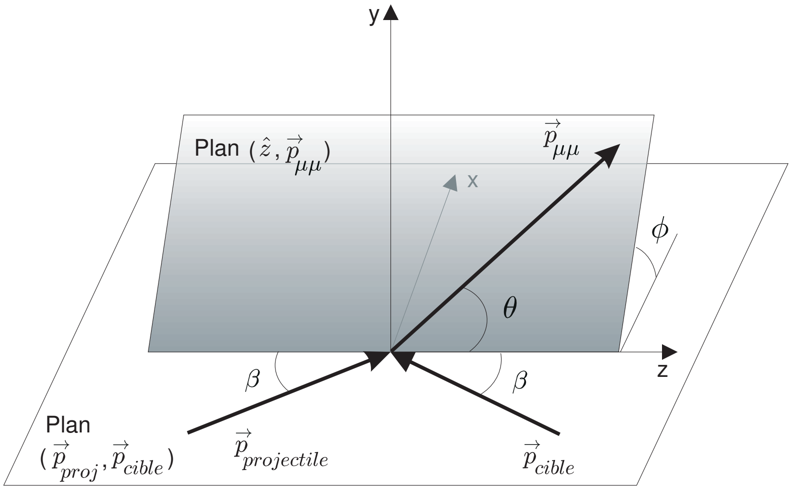

FIG. 4.4- « *Le référentiel de Collins-Soper est lié au centre de masse du dimuon. L'axe $\hat{z}$ est la bissectrice extérieure de l'angle formé par les directions des impulsions du faisceau et de la cible dans le centre de masse du dimuon.* »

- la rapidité y dans le centre de masse du système $\mu^+\mu^-$ $(0.0 \leq y \leq 1.5)$;
- l'angle polaire ϕ dans le référentiel de Collins-Soper [Collins77] (voir figure 4.4) lié au centre de masse du dimuon $(0 \leq \phi \leq 2\pi)$;
- le cosinus de l'angle azimutal $\cos(\theta)$, défini dans ce même référentiel $(-0.5 \leq cos(\theta) \leq +0.5)$.

4.5 Extractions des données

Dans la région de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.0$ GeV/c^2, les paires de muons mesurées par le spectromètre proviennent essentiellement :

- des coïncidences fortuites entre les muons issus de la désintégration de mésons légers ;
- de la désintégration des résonances vectorielles J/ψ et ψ' ;
- du processus Drell-Yan ;
- de la production de charme $D\overline{D}$.

La distribution en masse invariante $dN/dM_{\mu\mu}$ des paires de muons de signe opposé (figure 4.5) est la superposition de chacune de ces composantes. Il est nécessaire de déconvoluer le spectre au moyen de chacune de ces composantes en masse pour pouvoir extraire les sections efficaces de production des charmonia J/ψ et ψ' et du processus Drell-Yan.

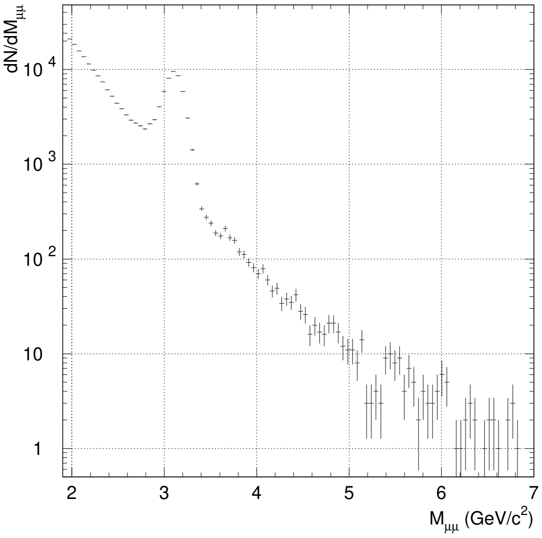

FIG. 4.5 - « *Spectre en masse invariante ($M_{\mu\mu} > 1.9$ GeV/c^2) des muons $\mu^+\mu^-$ produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon.* »

4.5.1 Bruit de fond

Les paires de muons de signe opposé $\mu^+\mu^-$ que nous mesurons sont contaminées par les paires fortuites de muons provenant de la désintégration des mésons π et K (voir chapitre 1). Pour avoir accès au signal des dimuons, il est nécessaire de faire une estimation de cette contamination de façon à la soustraire des spectres de dimuons. Cette estimation est faite de manière combinatoire, à partir des paires de muons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$) provenant de la désintégration des π et des K.

La méthode repose sur le fait que les muons de même signe ne sont pas corrélés deux à deux. Considérons deux distributions N_+ et N_- de mésons positifs et négatifs, produits avec les probabilités $\mathcal{P}(N_+)$ et $\mathcal{P}(N_-)$. Soit α_+ (resp. α_-) la probabilité de désintégration d'un méson positif (resp. négatif) en un muon μ^+ (resp. un muon μ^-). Soit A_{++} et A_{--} les acceptances respectives des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$.

Les nombres N_{++} de paires $\mu^+\mu^+$ et N_{--} de paires $\mu^-\mu^-$ mesurées par le spectromètre s'écrivent simplement :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{++} = A_{++}\alpha_+^2 \displaystyle\int \mathcal{P}(N_+)\frac{N_+(N_+-1)}{2} dN_+ \\ \\ N_{--} = A_{--}\alpha_-^2 \displaystyle\int \mathcal{P}(N_-)\frac{N_-(N_--1)}{2} dN_- \end{array} \right.$$

De la même façon, le nombre N_{+-} de paires $\mu^+\mu^-$ fortuites peut s'écrire :

$$N_{+-} = A_{+-}\alpha_+\alpha_- \iint \mathcal{P}(N_+, N_-) N_+ N_-\, dN_+ dN_-$$

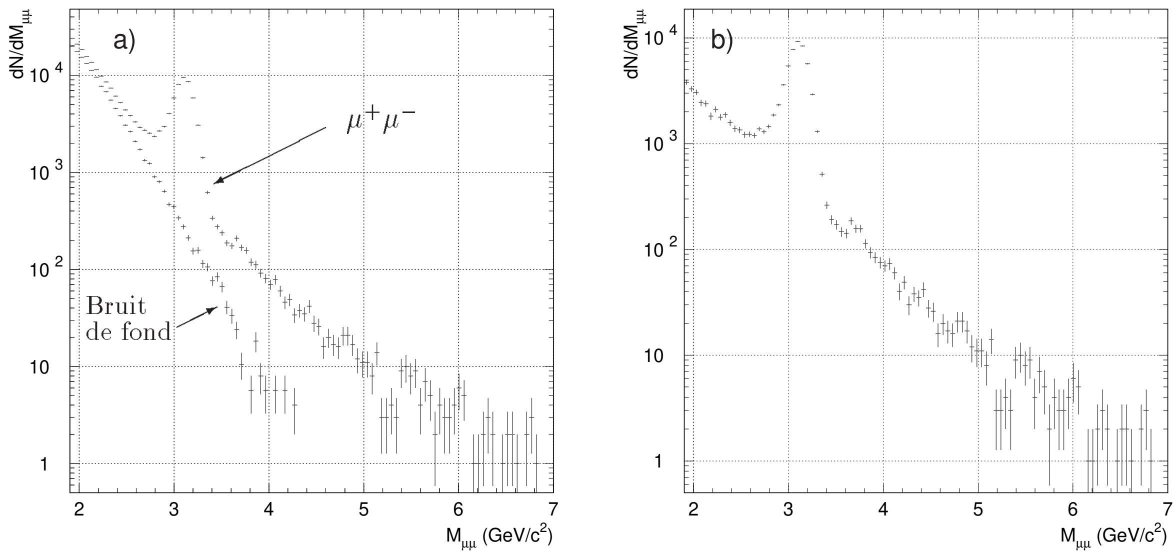

FIG. 4.6- *a - « Spectres en masse des dimuons de signe opposé et du bruit de fond. »*
b - « Distribution en masse des dimuons de signe opposé auquel a été soustrait le bruit de fond. »

Si les multiplicités N_+ et N_- ne sont pas corrélées, alors

$$\mathcal{P}(N_+, N_-) = \mathcal{P}(N_+) \times \mathcal{P}(N_-)$$

Nous obtenons ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{+-} = A_{+-}\alpha_+\alpha_- \displaystyle\int \mathcal{P}(N_+)N_+dN_+ \int \mathcal{P}(N_-)N_-dN_- = A_{+-}\alpha_+\alpha_-\langle N_+\rangle\langle N_-\rangle \\ \\ N_{++} = \dfrac{1}{2}A_{++}\alpha_+^2 \left(\langle N_+^2\rangle - \langle N_+\rangle\right) \\ \\ N_{--} = \dfrac{1}{2}A_{--}\alpha_-^2 \left(\langle N_-^2\rangle - \langle N_-\rangle\right) \end{array} \right.$$

Si nous supposons que les multiplicités $N_\pm$ sont distribuées selon une loi de Poisson $\langle N_\pm\rangle = \langle N_\pm^2\rangle - \langle N_\pm\rangle^2$ alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} N_{++} = \dfrac{1}{2}A_{++}\alpha_-^2\langle N_+^2\rangle \\ \\ N_{--} = \dfrac{1}{2}A_{--}\alpha_-^2\langle N_-^2\rangle \end{array} \right.$$

Il vient finalement :

$$N_{+-} = 2\frac{A_{+-}}{\sqrt{A_{++}A_{--}}}\sqrt{N_{++}N_{--}}$$

Si l'acceptance d'un muon est indépendante du signe de l'autre muon (voir la définition de la coupure *image*), alors :

$$A_{+-} = \sqrt{A_{++}A_{--}}$$

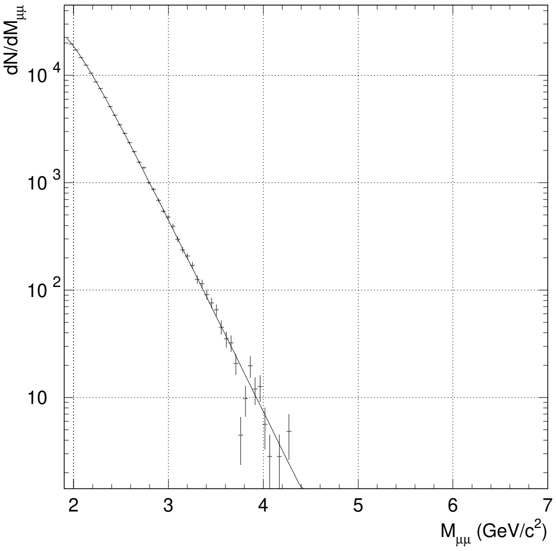

FIG. 4.7 - « *Ajustement de la distribution en masse invariante du bruit de fond estimé à partir des dimuons de signe identique.* »

D'où il vient :

$$N_{+-} = 2\sqrt{N_{++}N_{--}}$$

Pour s'affranchir d'une éventuelle imperfection de la coupure image, le bruit de fond est estimé séparément pour les deux signes du champ magnétique, de sorte que la distribution en masse du bruit de fond s'évalue de la manière suivante :

$$\boxed{\left.\frac{dN}{dM}\right|_{fond} = 2\left[\left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dM}\frac{dN_{--}}{dM}}\right)_{\oplus} + \left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dM}\frac{dN_{--}}{dM}}\right)_{\ominus}\right]}$$

L'erreur σ_{fond} sur la distribution du bruit de fond s'évalue de la manière suivante :

$$\sigma^2_{fond} = \left\{\left[\frac{\partial\left(\left.\frac{dN}{dM}\right|_{fond}\right)}{\partial\left(\frac{dN_{++}}{dM}\right)}\right]^2 \sigma^2_{++} + \left[\frac{\partial\left(\left.\frac{dN}{dM}\right|_{fond}\right)}{\partial\left(\frac{dN_{--}}{dM}\right)}\right]^2 \sigma^2_{--}\right\}_{\oplus} + champ\ \ominus$$

avec $\sigma_{\pm\pm} = dN_{\pm\pm}/dM$. Après simplification, il reste

$$\sigma_{fond} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{dN_{++}}{dM} + \frac{dN_{--}}{dM}\right)_{\oplus} + \left(\frac{dN_{++}}{dM} + \frac{dN_{--}}{dM}\right)_{\ominus}}$$

Les distributions en masse des paires de muons de signe opposé et du bruit de fond estimé à partir des paires de muons de signe identique sont représentées sur la figure 4.6-a. La figure 4.6-b représente le signal dimuons, c'est-à-dire la distribution en masse des dimuons de signe opposé auquelle a été soustrait le bruit de fond. La distribution en masse du bruit de fond peut être ajustée analytiquement par des fonctionnelles de la forme :

$$\boxed{\left.\frac{dN}{dM}\right|_{fond} = \mathcal{N}_{fond}\; e^{-m/p_1} \times \left(1 - p_2 e^{-m/p_3}\right)}$$

La figure (4.7) illustre cet ajustement ($\mathcal{N}_{fond} = 1.22 \times 10^8$, $p_1 = 0.24$, $p_2 = 40.97$, $p_3 = 0.42$), qui est nécessaire pour l'extraction des autres composantes du spectre en masse.

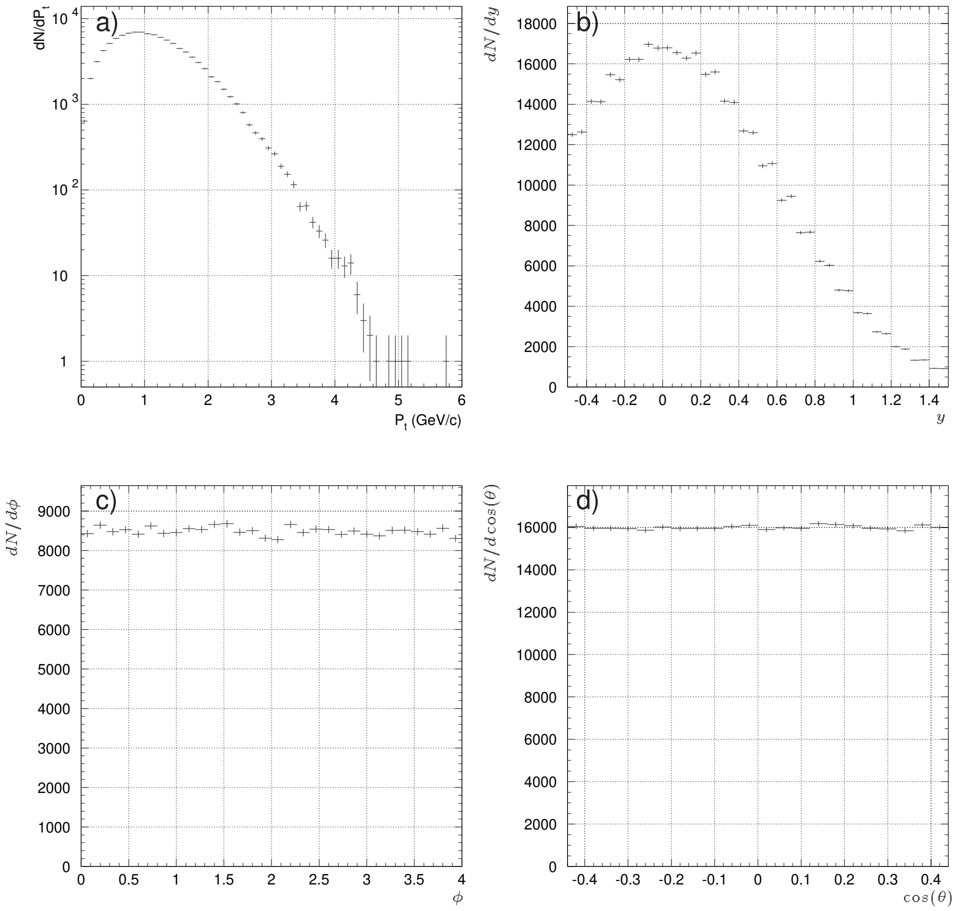

FIG. 4.8- *a* - « *Distribution en impulsion transverse* $p_\perp$ *générée du* J/ψ. »
b - « *Distribution en rapidité* y *générée du* J/ψ. »
c - « *Distribution en* ϕ *générée du* J/ψ. »
d - « *Distribution en* $\cos(\theta)$ *générée du* J/ψ. »

4.5.2 Simulation des processus physiques

Pour extraire les différentes contributions du spectre des dimuons mesurés, il faut considérer les différentes sources de paires de dimuons connues. Les distributions des variables cinématiques $M_{\mu\mu}, p_\perp, y, \phi$ et $\cos(\theta)$ caractérisant ces processus sources sont générées à partir d'un code Monte-Carlo (figure 4.8).

Le passage des particules à travers le dispositif expérimental est simulé pour tenir compte de l'acceptance de l'appareillage et de l'étalement des signaux. Les distributions résultantes recueillies, issues des distributions des processus sources générés, tiennent compte du passage à travers l'appareillage complet, de la détection par les compteurs et de la reconstruction.

Chacune de ces contributions peut alors être paramétrisée analytiquement. L'ajustement des distributions mesurées par ces fonctionnelles permet de quantifier les contributions des différentes composantes.

4.5.2-a *Charmonia*

Le J/ψ est une résonance vectorielle de masse $m_\psi = 3.097$ GeV/c^2. La résonance ψ' possède une masse $m_{\psi'} = 3.686$ GeV/c^2. On impose à la distribution en masse générée de suivre une distribution

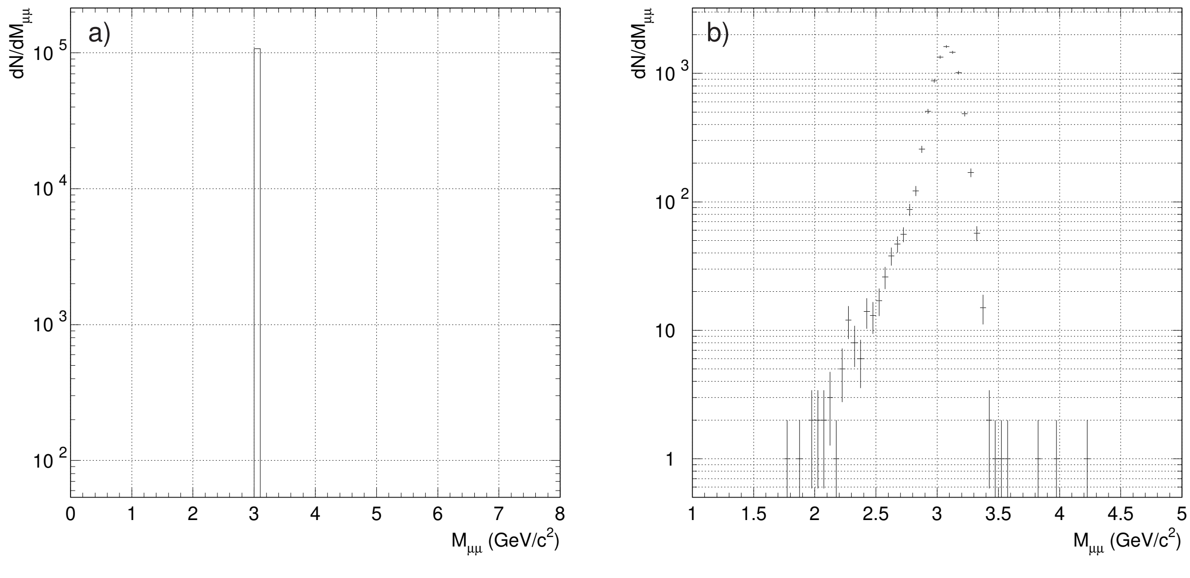

FIG. 4.9- *a - « Spectre en masse généré de la distribution des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ. »*
b - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ. »

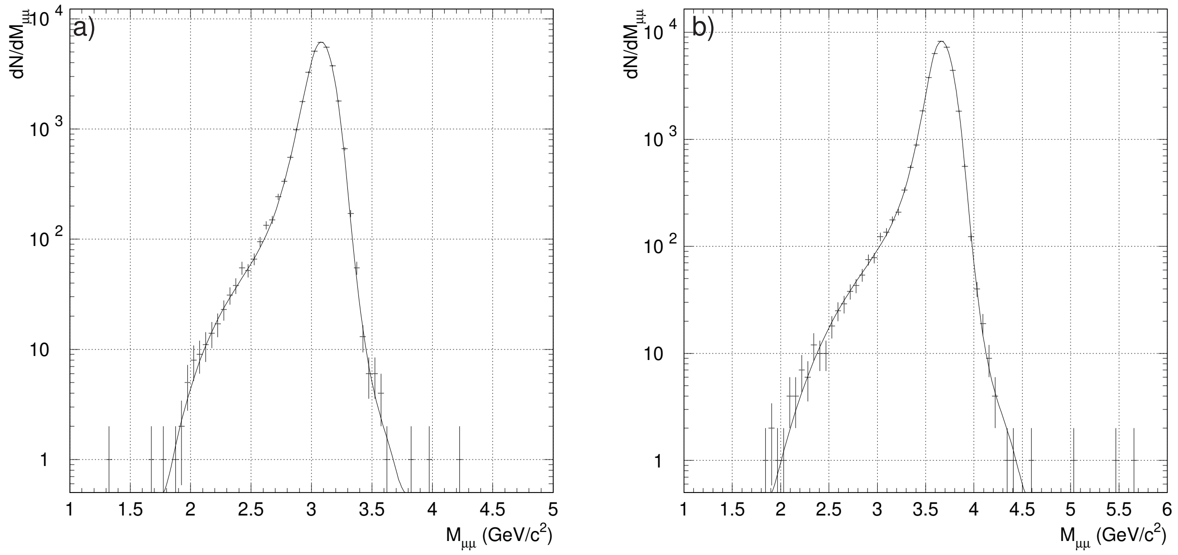

FIG. 4.10- *a - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ, ajustée par la fonctionnelle (4.1). »*
b - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration de la résonance ψ', ajustée par la fonctionnelle (4.1). »

de Dirac (voir figure 4.9-a) :

$$\left.\frac{dN}{dM}\right|_h = \delta(m - m_h) \qquad h \equiv (J/\psi, \psi')$$

Les charmonia J/ψ ($n = 1, l = 0$) et ψ' ($n = 2, l = 0$) possèdent un moment angulaire orbital l nul. La distribution générée $dN/d\cos(\theta)$ a été choisie plate. L'invariance par rotation autour de l'axe z impose le choix d'une distribution $dN/d\phi$ uniforme. La distribution en rapidité dN/dy des paires de muons issues de la désintégration de ces résonances a été paramétrisée par une gaussienne centrée sur zéro. La distribution en impulsion transverse $dN/dp_\perp$ est paramétrisée par une fonction de Bessel K_1 de deuxième espèce d'ordre 1 :

$$\left.\frac{dN}{dp_\perp}\right|_h \propto p_\perp m_\perp K_1\left(\frac{m_\perp}{T}\right)$$

Les figures 4.9-a et 4.9-b montrent les distributions en masse invariante générée et reconstruite du J/ψ. Les distributions en masse reconstruite du J/ψ et du ψ' peuvent être ajustées par des fonctionnelles de la forme :

$$\boxed{\left.\frac{dN}{dM}\right|_h = \mathcal{N}_h \exp\left\{-\frac{(m - m_h)^2}{2\sigma_h^2}\right\} \qquad h \equiv (J/\psi, \psi')} \qquad (4.1)$$

avec

$$\sigma_h = \begin{cases} \sigma_0 & \text{si} \quad 0.97 \times m_h < m < 1.07 \times m_h \\ \sigma_0 \left[1 + (a_1\delta_1)^{a_2-a_3\delta 1}\right] & \text{si} \quad \delta_1 \equiv 0.97 \times m_h - m > 0 \\ \sigma_0 \left[1 + (a_4\delta_2)^{a_5-a_6\delta 1}\right] & \text{si} \quad \delta_2 \equiv m - 1.07 \times m_h > 0 \end{cases}$$

où $\mathcal{N}_h$, σ_0, a_1, a_2, a_3, a_4, a_5 et a_6 sont les paramètres de la fonctionnelle. Les figures 4.10 montrent l'ajustement des spectres en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ (4.10-a) et du ψ' (4.10-b) par cette fonctionnelle ($a_1^{\psi} = 0.42$, $a_2^{\psi} = 0.59$, $a_3^{\psi} = 1.62$, $a_4^{\psi} = 1.41$, $a_5^{\psi} = 1.52$, $a_6^{\psi} = 1.58$ et $a_1^{\psi'} = 2.01$, $a_2^{\psi'} = 1.32$, $a_3^{\psi'} = 0.26$, $a_4^{\psi'} = 1.36$, $a_5^{\psi'} = 1.53$, $a_6^{\psi'} = 1.40$).

4.5.2-b *Processus Drell-Yan*

La section efficace de production du processus Drell-Yan (voir chapitre 1) est intimement reliée aux fonctions de structure $f_i^{B,A}(x_{1,2})$ des nucléons des noyaux cible et projectile. La génération du processus Drell-Yan nucléon-nucléon est assurée par un code Monte-Carlo qui utilise la paramétrisation des fonctions de structure GRV-LO ($\Lambda_{qcd} = 200$ MeV, $Q^2_{min} = 0.25$ GeV^2, $m_c = 1.5$ GeV/c^2) [GLUCK93] contenant les effets du premier ordre. Cette paramétrisation permet de générer les formes des distributions, au facteur de norme K_{DY} près. Le processus Drell-Yan noyau-noyau $A - B$ est simulé à partir des processus nucléon-nucléon $p - p$, $p - n$ et $n - n$ (pour tenir compte des effets d'isospin), en supposant une dépendence linéaire en $A \times B$, c'est-à-dire en négligeant les

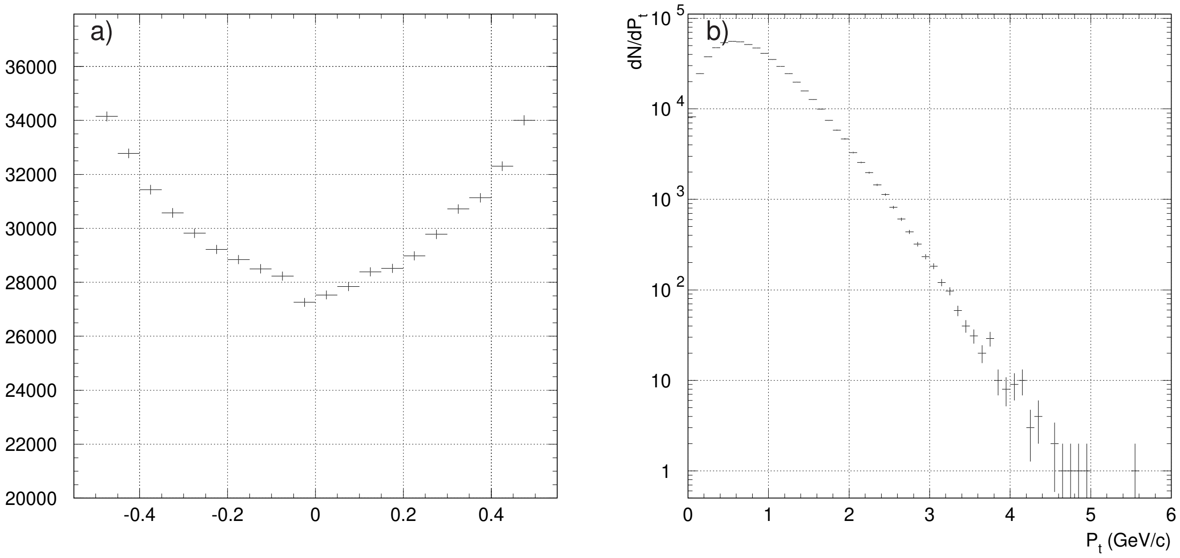

FIG. 4.11- *a - « Distribution en cos(θ) générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »*
b - « Distribution en $p_\perp$ générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »

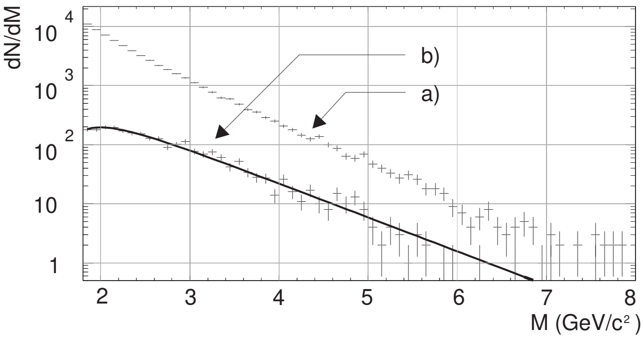

FIG. 4.12 - « *Distributions en masse invariante générée (a) et reconstruite (b) des dimuons provenant du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. La distribution en masse reconstruite est ajustée par la fonctionnelle (4.2).* »

effets nucléaires sur les distributions des quarks (effet EMC, etc.)

Dans le référentiel de Collins-Soper, les muons issus de la désintégration d'une particule[26] de spin 1 suivent la distribution angulaire (voir figure 4.11-a) suivante :

$$\left.\frac{dN}{d\theta}\right|_{\mathrm{DY}} \propto 1 + \cos^2(\theta)$$

La distribution en impulsion transverse $dN/dp_\perp$ générée (figure 4.11-b) suit la même loi que celle des charmonia, et la distribution angulaire azimutale $dN/d\phi$ est uniforme.

La figure (4.12) représente les spectres en masse générés et reconstruits des paires de muons issues du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb. Le continuum Drell-Yan peut être décrit par une fonction exponentielle à haute masse. Cette fonction doit être atténuée, pour les masses inférieures à 2.5 GeV/c^2, pour tenir compte de la chute de l'acceptance de l'aimant. La distribution en masse invariante reconstruite peut donc être paramétrisée par la fonctionnelle suivante :

$$\boxed{\left.\frac{dN}{dM}\right|_{\mathrm{DY}} = \mathcal{N}_{\mathrm{DY}} e^{-m/p_4} \times \left(1 - p_5 e^{-m/p_6}\right)} \tag{4.2}$$

L'ajustement de cette fonctionnelle à la distribution Monte-Carlo reconstruite est illustré sur la figure 4.12 ($p_4 = 0.64$, $p_5 = 14.51$, $p_6 = 0.58$).

4.5.2-c *Production de mésons à charme ouvert*

La génération de mésons à charme ouvert et leur désintégration en muons ont été simulées grâce aux codes PYTHIA et JETSET [Sbjöstrand87], qui permettent de telles générations dans les

---

[26] Le photon virtuel γ^* issu de l'annihilation quark-antiquark.