Rédaction Thèse.

Julien Astruc IPN

Septembre 15, 1997

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité:

Physique Nucléaire et des particules

présentée

par Monsieur Julien ASTRUC
pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6
Sujet de thèse:

Production de mésons ϕ, ρ et ω dans les collisions d-C,
d-U, S-U à 200 GeV/nucléon et Pb-Pb à 158 GeV/nucléon.

Soutenue le 9 juillet 1997 à l'institut de physique nucléaire
d'Orsay.

devant le jury composé de:

Monsieur Jacques CHAUVEAU	
Monsieur Robert FRASCARIA	Président
Monsieur Denis JOUAN	
Monsieur Guy PAIC	Rapporteur
Monsieur Peter SONDEREGGER	Rapporteur

Remerciements

Je remercie M. Denis Jouan qui a accepté d'encadrer mon travail de thèse pendant ces trois années.

Je remercie également mes collègues de l'IPN d'Orsay, Claudie Gerschel, Yves Le Bornec, Nicolle Willis, Marie Pierre Comets, Marion Mc Cormick et Xavier Tarrago, ainsi que les membres des collaborations NA38 et NA50.

Je tiens aussi à remercier M. Jacques Chauveau et M. Robert Frascaria qui ont accepté d'être membre du jury ainsi que M. Peter Sonderegger et M. Guy Paic qui ont bien voulu juger ce travail.

J'ai évidemment une pensée pour l'ensemble de ma famille, Danièle, Jeannot, Régis, Adrien, Mes grands parents et tous les autres.

Je remercie aussi Laurent, Veronique, Stephane, Kadda, Bertrand, Marie, Attila, Marios, Abdelkrim, Jean-Francois, Sandrine, Frédéric, Jacqueline etc ...

Je profite également de cette page pour saluer mes amis musiciens, Jean-Marie (guitare), Philippe (sax soprano), Cristophe (basse), Fabrice (piano), Gilles (sax ténor), Cyril (basse), Patrice (batterie), Marie-Astride, Laurent, Cristian, Patrick avec qui j'ai passé des moments toujours agréables.

Enfin, j'adresse un dernier remerciement à Dexter Gordon, Sonny Rollins, John Coltrane, et bien d'autres encore, pour leurs musiques qui ne cessent de me passionner.

Table des matières

1 Le plasma de quarks et de gluons (PQG). 5

1.1 Introduction. 5

1.2 Création d'un plasma en laboratoire? 7

1.2.1 Le modéle de Bjorken. 7

1.2.2 Evolution du plasma. 11

1.3 Signatures du plasma. 12

1.3.1 Impulsions transverses moyennes des particules. 12

1.3.2 Production de photons et dileptons thermiques. 13

1.3.3 Suppression de la résonance J/ψ. 15

1.3.4 Augmentation de la production d'étrangeté. 16

2 Dispositif experimental. 23

2.1 Dispositif expérimental NA38. 23

2.1.1 Le spectromètre à muons. 23

2.1.2 Cibles. 29

2.1.3 Le calorimètre électromagnétique. 31

2.1.4 Détecteurs de faisceaux. 33

2.2 Modifications du dispositif expérimental pour l'expérience NA50. 36

2.2.1 Le spectromètre. 37

2.2.2 Cibles. 37

2.2.3 Le calorimètre electromagnétique. 37

2.2.4 BH et détecteurs d'interaction BHI. 38

2.2.5 Le calorimètre à zéro degré (ZDC). 40

2.2.6 Detecteur de multiplicité 40

2.2.7 Résumé des caractéristiques principales des dispositifs NA38 et NA50. 41

2.3 Déclenchement du trigger. 41

3 Traitement et sélections des données. 45

3.1 Reconstruction des traces. 45

3.2 Sélection des évènements. 46

3.2.1 Coupures géométriques sur les données. 46

3.2.2 Coupures d'empilement. 47
3.2.3 Coupure cible et efficacité cible. 48
3.3 Collisions deuton-noyau. 49
3.3.1 J/ψ parasites. 49
3.3.2 Région de basse masse ϕ et $\rho+\omega$. 50
3.4 Signal et bruit de Fond. 52
3.4.1 Source des dimuons étudiés. 52
3.4.2 Le bruit de fond. 54
3.4.3 La coupure image. 58
3.5 Détermination des interactions parasites dans le détecteur de faisceau BH (données Pb-Pb 1995). 59
3.5.1 Spectres ADC et TDC des BH interaction. 59
3.5.2 Conditionnement des spectres ADC par les TDC. 61
3.5.3 Corrélation entre les BHI et le spectre $E_T - E_{ZDC}$. 62
3.6 Bilan des différentes coupures effectuées sur les données. 66

4 Méthode et analyse des données NA38 et NA50. 69
4.1 Simulations des différentes composantes. 69
4.1.1 Distributions en masse. 70
4.1.2 Distributions en rapidité. 71
4.1.3 Distributions en masse transverse. 71
4.1.4 Distributions en cosθ et en φ. 73
4.2 Ajustement des distributions simulées aux distributions expérimentales (M_T,Y). 74
4.2.1 Distribution en rapidité. 75
4.2.2 Distribution en masse transverse. 76
4.2.3 Méthode de correction. 77
4.3 Détermination de l'acceptance à partir des simulations 80
4.4 Ajustement des spectres en masse. 82
4.5 Détermination des erreurs systématiques. 97

5 Résultats expérimentaux des données NA38 et NA50. 99
5.1 Introduction. 99
5.2 Variable caractéristique du milieu. 100
5.3 Production relative du ϕ par rapport au $\rho+\omega$. 102
5.4 Rapports $\phi/Continuum$. 108
5.4.1 Rapports $\phi/Continuum$ *et* $(\rho+\omega)/Continuum$. 108
5.4.2 Rapports ϕ/DY *et* $(\rho+\omega)/DY$. 108
5.4.3 Détermination du DY entre 2,9 et 4,5 GeV/c^2 pour d-C, d-U et S-U (1991). 110

5.5 Distributions en masse transverse et détermination de la température T. 112
5.5.1 Discussions sur le choix de l'abcisse des points en M_T. . . 113
5.6 Rapports $\phi/(\rho+\omega)$ par intervalle de P_T. 118
5.6.1 Remarque sur l'évolution du rapport $\phi/\rho+\omega$ en fonction de M_T et de P_T. 120
5.7 Sections efficaces. 121
5.7.1 normalisation 121
5.7.2 Sections efficaces du ϕ et du ω. 122

6 Discussion des résultats et conclusion. 127
6.1 Comparaison des sections efficaces par rapport aux collisions proton-noyau. 128
6.2 Rapport ϕ/ω. 129
6.3 Sections efficaces en S-U et Pb-Pb. 129
6.4 α_ϕ et α_ω en S-U et Pb-Pb. 130
6.5 Comparaison avec différents modèles. 133
6.5.1 Distribution cinématique dans le plan transverse. 133
6.5.2 Augmentation de l'étrangeté. 135
6.5.3 Effets de forme du ρ. 135
6.6 Conclusion. 135

Introduction.

La matière nucléaire "classique" se caractérise par des densités d'énergie de l'ordre de 0,15 GeV/fm^3. Pour des conditions extrêmes de densité (2 à 3 GeV/fm^3) et de températures (150 à 200 MeV), la chromodynamique dynamique quantique (QCD), théorie des interactions fortes, prévoit une transition de phase entre la matière nucléaire ordinaire et un nouvel état, le plasma de quarks et de gluons (PQG) dans lequel les quarks seraient déconfinés et évolueraient librement.

Cet état de la matière, témoin de l'état de l'univers environ 10^{-5} seconde après le Big Bang, pourrait exister au sein des étoiles à neutrons.

Parmi les différentes signatures proposées pour mettre en évidence le plasma de quarks et de gluons, une forte augmentation de la production de quarks étranges s et $\overline{s}$ a été prédite dans le cas où le PQG serait formé. C'est cette signature que nous étudierons par la suite.

Depuis 1986, des faisceaux d'ions lourds ultra-relativistes sont produits au SPS du CERN pour tenter de créer en laboratoire les conditions favorables à la formation du PQG.

Dans le cadre des expériences NA38 et NA50, qui étudient les paires de muons produites lors de la collision, nous nous sommes interessés à production du méson ϕ ($s\overline{s}$) comparée à celle des mésons non étranges ρ et ω (composés des quarks $u\overline{u}$ et $d\overline{d}$) dans les collisions d-C, d-U et S-U à 200 GeV par nucléon et Pb-Pb à 158 GeV par nucléon.

Les données NA38, S-U et d-noyau (d-C, d-U), ont été prises respectivement en 1991 et 1992 avec un dispositif expérimental adapté pour l'étude des dimuons de basses masses. On peut préciser que des données S-U prises en 1990, dans les mêmes conditions expérimentales, ont déjà fait l'objet d'études mais avec une statistique inférieure à celle obtenue en 1991.

Le dispositif expérimental utilisé par l'expérience NA50 en 1995, pour la prise de données Pb-Pb, était optimisé pour l'étude de la production de J/ψ entraînant des différences d'acceptances entre les dispositifs NA50 et NA38. Ce changement de configuration expérimentale a pour conséquence une restriction du domaine d'analyse des collisions Pb-Pb.

Après avoir introduit dans le premier chapitre quelques éléments de la physique du PQG, nous décrirons dans le chapitre 2 l'appareillage des expériences NA38 et NA50. Lors du chapitre 3, nous exposerons les différentes sélections effectuées sur les données expérimentales afin d'en extraire le signal.

Nous détaillerons ensuite dans le chapitre 4 notre méthode d'analyse qui

nous permet d'extraire les différentes composantes (ϕ, ρ et ω) des spectres expérimentaux et de les corriger des effets d'acceptance et de résolution expérimentale.

Le chapitre 5 sera consacré à la présentation des différents résultats relatifs à la production de ϕ, ρ et ω pour les systèmes d-C, d-U, S-U et Pb-Pb. Ces résultats seront ensuite discutés et interprétés dans le sixième et dernier chapitre.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons (PQG).

1.1 Introduction.

On peut caractériser la matière nucléaire "normale" par une densité d'énergie ϵ de 0,15 Gev/fm^3 et une densité ρ_0 de 0,17 nucléons/fm^3. La chromodynamique quantique (QCD), théorie des interactions fortes, décrit la matière hadronique comme étant constituée de quarks (fermions pouvant avoir des saveurs différentes: up, down, étrange, charme ...) confinés dans les hadrons et interagissant par l'intermédiaire des gluons, particules de jauge responsables des interactions fortes. Par ailleurs, ces gluons possèdent eux mêmes une charge, la couleur, et peuvent interagir entre eux (cette interaction des particules de jauge différencie en partie la QCD de la théorie des phénomènes électromagnétiques).

Dans le cadre de la QCD, les quarks évoluent dans un potentiel V(r), r étant la distance entre les quarks. Ce potentiel s'exprimant de la manière suivante:

$$V(r) = \sigma r - \alpha/r$$

où σ est *la tension de corde* et α *la constante d'interaction coulombienne* laisse les quarks se comporter comme des particules libres lorsque r tend vers 0 et augmente lorsque les quarks s'éloignent; ce qui a pour conséquence le confinement de ces derniers dans les hadrons.

Des calculs de QCD ([LAE96]) sur réseau permettent d'étudier des variables thermodynamiques d'un ensemble de quarks et de gluons. Ils laissent entrevoir l'existence d'une transition de phase hadrons-quarks, et donc formation d'un PQG où les quarks et les gluons sont déconfinés, pour les valeurs suivantes:

- densité de matière ρ de l'ordre de 5 à 10 fois ρ_0.
- une température critique Tc du milieu aux environs de 150 à 200 MeV.

Ces conditions correspondent à une densité d'énergie de 2 à 3 GeV/fm^3.

Au delà de ces valeurs, on assisterait à un déconfinement des quarks (cf figure 1.1).

C'est en effectuant des collisions d'ions lourds ultrarelativistes en laboratoire que l'on espère créer les conditions d'apparition du PQG qui serait aussi témoin de l'état de l'univers environ 10^{-5} seconde après le Big Bang.

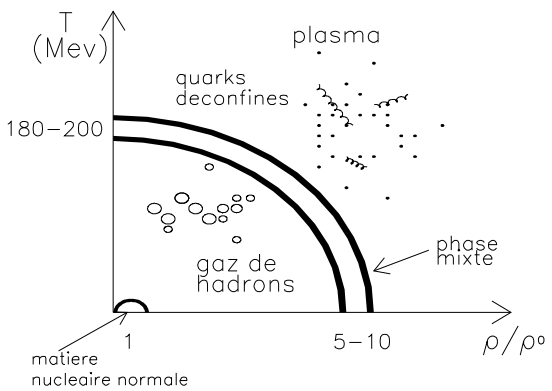


Figure 1.1: *Diagramme de phase T-densité.*

Une présentation simple du déconfinement pourrait être l'analogie faite avec un phénomène de la physique atomique: l'écrantage de Debye.

Au sein d'un atome, les électrons sont liés au noyau par un potentiel $\phi(r) = Ze/r$ avec Z numéro atomique de l'atome et r la distance radiale. Pour un grand nombre d'électrons, la charge du noyau vue par un électron est écrantée (par la présence de charge des autres électrons). Le potentiel coulombien est alors de la forme :

$$\phi(r) = \frac{Ze}{r} \cdot e^{-r/rd}$$

òu r_d est le rayon de Debye. Ce rayon est inversement proportionnel à la densité n de charges électriques du milieu ($r_d \approx 1/n^3$). Avec un potentiel de ce genre, les électrons évoluent alors librement si la densité n est suffisamment élevée.

C'est vers cette limite que l'on tend lorsque l'on fait augmenter la densité de matière ρ dans un milieu hadronique; la charge de couleur tient alors le rôle que tenait la charge électrique (dans le modèle de physique atomique) et les partons

à l'intérieur des hadrons subissent aussi un effet d'écrantage de potentiel.

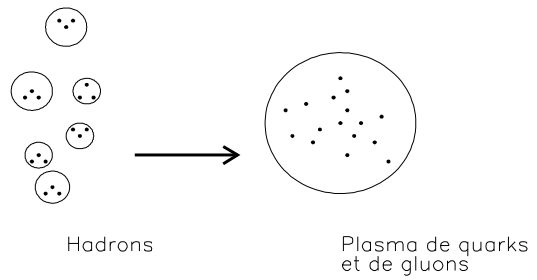


Figure 1.2: *Déconfinement des quarks.*

1.2 Création d'un plasma en laboratoire?

1.2.1 Le modéle de Bjorken.

Dans une collision ultrarelativiste de deux noyaux A et B (projectile et cible), le projectile et la cible se dirigent l'un vers l'autre à la vitesse de la lumière dans le centre de masse de la collision.

Les deux noyaux subissent la contraction de Lorentz suivant l'axe longitudinal (un facteur $\gamma \approx 10$ pour une collision de 200 GeV/nucléon). A très grande énergie, le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire n'est pas total, les noyaux projectile et cible deviennent "transparents" l'un de l'autre.

Ceci s'observe sur les distributions des protons après la collision en fonction de leur rapidité Y (cf figure 1.3). La rapidité d'une particule est une variable liée à son mouvement longitudinal. Elle s'exprime en fonction de son énergie E et de son impulsion longitudinale P_L:

$$y = 1/2 ln \frac{E+P_L}{E-P_L}$$

Remarque: la rapidité a pour propriété d'être additive dans des transformations de Lorentz suivant l'axe de la collision. Cette propriété implique que la forme de la distribution en rapidité est invariante dans une transformation de Lorentz.

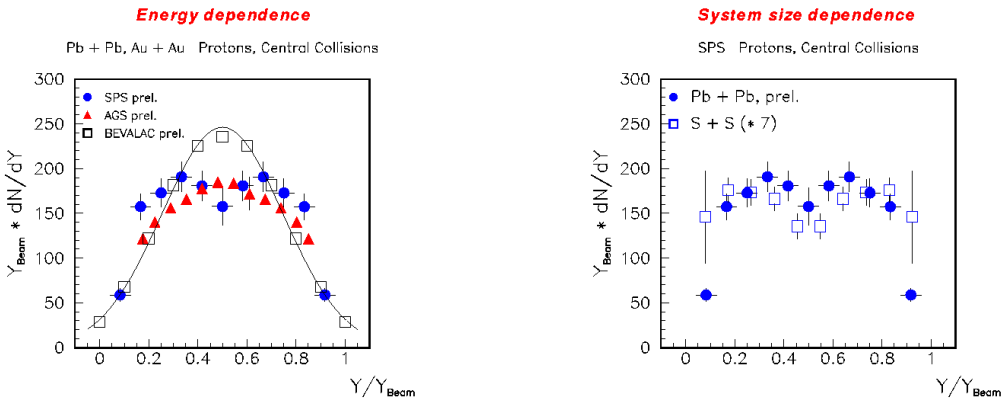


Figure 1.3: *Distributions expérimentales en rapidité des baryons en fonction de l'énergie du faisceau (à gauche) et de la taille du système (à droite) [AFA96], NA49.*

De plus si l'on se place dans le référentiel du laboratoire où une particule de masse M est émise avec un angle θ:

$y = 1/2\ ln\ \frac{E+P_L}{E-P_L} = 1/2\ ln\ \frac{\sqrt{M^2+P^2}+P\ cos\theta}{\sqrt{M^2+P^2}-P\ cos\theta}$

Avec $P^2 = P_L^2 + P_T^2$, et P_T étant l'impulsion transverse de la particule.

Pour des grandes énergies, $P_T \gg M$ et l'expression de Y devient:

$$y \approx 1/2\ ln \frac{cos^2(\theta/2)}{sin^2(\theta/2)}$$

d' où $y \approx -ln\ tg(\theta/2)$

Cette fonction est appelée *pseudorapidité* η. L'interêt de cette expression est qu'elle ne dépend que de l'angle de la particule.

La figure (1.4) illustre la collision des deux noyaux dans le centre de masse. Suite au choc, on distingue 3 régions correspondant à 3 domaines de rapidité: 2 régions de fragmentation de la cible et du projectile ("transparence" des noyaux) s'éloignant l'une de l'autre, et une région centrale de rapidité qui est une région excitée dans laquelle l'énergie déposée par le système pendant la collision et la probabilité de créer le PQG sont les plus grandes.

Un paramètre physique important est la densité d'énergie ϵ atteinte par le système dans la région centrale de rapidité. Cette variable physique n'étant pas

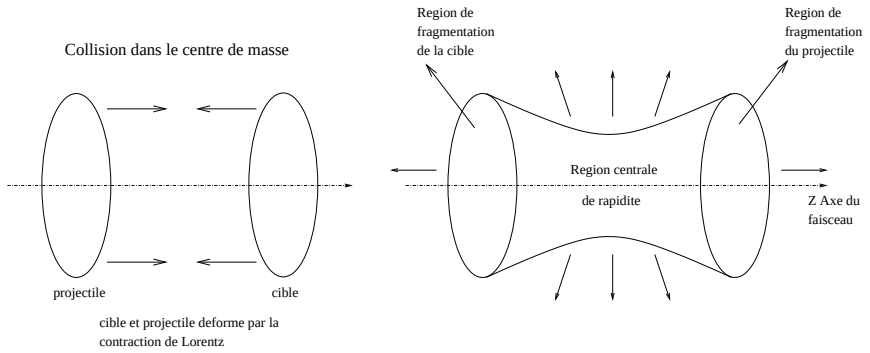


Figure 1.4: *Schéma de la collision et régions de fragmentation (collision centrale) .*

directement mesurable, une modélisation est donc nécessaire.

Le premier modèle de la mesure de ϵ proposé par Landau ([LAN53]) supposait un arrêt total de la matière nucléaire dans le référentiel de centre de masse. Mais les valeurs de la densité d'énergie qui en découlent sont trop grandes pour les énergies du CERN où l'arrêt de la matière nucléaire n'est pas total.

En 1983 Bjorken ([BJO83]) proposa un nouveau modèle, devenu le plus connu, plus adéquat à la description des collisions d'ions lourds ultrarelativistes.

Cette modélisation s'applique à un cas de transparence totale des noyaux. Il suppose que l'énergie de la collision est suffisament importante pour qu'il y ait un plateau dans la distribution en rapidité des particules produites (région centrale de rapidité) et que le nombre baryonique est nul dans cette région, c'est à dire que l'ensemble des baryons se situe dans les zones de fragmentations du projectile et de la cible.

L'énergie déposée par le système lors de la collision peut être déduite de l'énergie transverse E_T des hadrons produits, celle-ci étant mesurée à l'aide d'un calorimètre électromagnétique.

En fonction du paramètre d'impact de la collision, le nombre de nucléons impliqués dans la région participante va varier, modifiant le volume et lénergie disponible, en particulier l'énergie transverse.

Le volume de la réaction, à un paramètre d'impact donné, est proportionnel au produit de la surface transverse S_T de recouvrement de la cible et du projectile, et du temps τ_0, temps de formation de la phase initiale qui est de l'ordre de 1 fm/c.

Si l'on considère une tranche unitaire de rapidité autour du maximum de la distribution dN/dY, l'expression de Bjorken est donnée par:

$$\epsilon_{BJ} =< E_T > \cdot \frac{dN}{dy}|_{max} \cdot \frac{1}{S_T \tau_0}$$

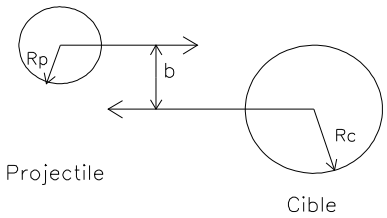


Figure 1.5: *Paramètre d'impact de la collision*

pour N particules ayant une énergie moyenne $< E_T >$.

Cette équation est aussi souvent présentée de la manière suivante:

$$\epsilon_{BJ} =< M_T > \cdot \frac{dN}{dY}|_{max} \cdot \frac{1}{S_T \tau_0}$$

avec M_T masse transverse le la particule ($M_T = \sqrt{P_T^2 + M^2}$). Dans le cas de pions π, la masse est négligeable devant le moment transverse P_T; on a donc $M_T \approx P_T \approx E_T$.

Dans les expériences NA38 et NA50, l'énergie transverse E_T^0 mesurée est celle des particules neutres. Pour tenir compte de l'ensemble des particules , neutres et chargées, un facteur 3 est appliqué aux formules précédentes:

$$\epsilon_{BJ} = \ 3 \ < E_T^0 > \cdot \frac{dN}{dy}|_{max} \cdot \frac{1}{S_T \tau_0}$$

Pour les collisions ions-noyaux, la surface transverse S_T dépend du paramètre d'impact b de la collision (plus les collisions sont centrales, plus la surface transverse augmente, cf fig 1.5). Ce sont les mesures de l'énergie transverse E_T qui nous fournissent les informations sur la centralité de la collision.

Ces données expérimentales ajustées par des modèles théoriques fondés sur la géométrie de la collision ou sur des collisions nucléon-nucléon et reproduisant convenablement les spectres en E_T permettent de remonter jusqu'aux valeurs du paramètre d'impact et de la surface transverse [BAG90].

Quand la taille du projectile est inférieure à celle de la cible, on peut assimiler dans une collision centrale la surface transverse à la surface du projectile en prenant $S_T = \pi R^2$ avec R rayon du projectile ($R = r_0 \cdot A^{1/3}$, A étant le nombre

de nucléons et r_0 valant 1,1 fm).

Lorsqu'on applique ce modèle aux données S-U (NA38), on obtient dans les collisions les plus centrales une densité d'énergie de l'ordre de 2,5 GeV/fm^3, valeur comparable à celles déterminées par les calculs de QCD pour les conditions d'existence d'un plasma.

Cependant, on vient de le voir, cette estimation comporte encore des imprécisions notamment en ce qui concerne le paramètre τ_0 et le fait que l' hypothèse d'une transparence totale n'est pas encore réalisée dans les conditions expérimentales actuelles (cf fig1.3).

1.2.2 Evolution du plasma.

Le modèle de Bjorken suppose l'existence d'un plateau en rapidité pour les particules produites lors de la collision. Ceci implique que le système et son évolution sont invariants dans des transformations de Lorentz suivant l'axe longitudinal. Il en découle que les variables qui décrivent le système comme par exemple la pression, la densité d'énergie en un point (z,t) sont décrites de façon similaire dans les différentes régions de rapidité si l'on considère le temps propre $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ associé à ces régions.

Il est usuel de représenter l'évolution spatio-temporelle de la collision (dans la région centrale de rapidité) dans un diagramme (z,t) (cf fig 1.6).

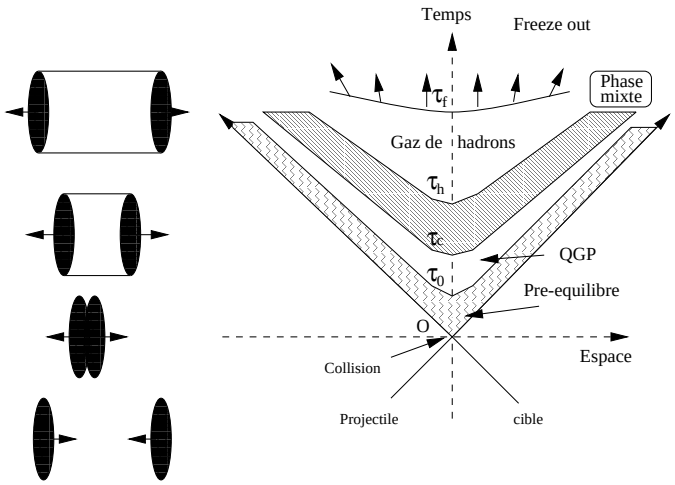


Figure 1.6: *Diagramme Espace-Temps des differentes étapes de la collisions .*

En considérant le plasma comme un gaz parfait de quarks et de gluons à l'équilibre, nous obtenons une relation entre la densité d'énergie ϵ et le temps propre τ ([CLE86][OLL94]):

$$\tau^{4/3} \cdot \epsilon(\tau) = \tau_0^{4/3} \cdot \epsilon(\tau_0) = Cste$$

Pour un gaz parfait, la densité d'énergie varie en fonction de la température T selon une loi en T^4.Ainsi:

$$\tau^{1/3} \cdot T(\tau) = \tau_0^{1/3} \cdot T(\tau_0) = Cste$$

$$T(\tau) \approx \tau^{-1/3}$$

On peut décrire l'évolution du système au cours du temps. Après un temps τ_0 de formation du plasma, qui atteint l'équilibre thermodynamique, la température du milieu diminue jusqu'à une température critique T_C au temps propre τ_C à laquelle s'opérerait une transition de phase vers un gaz de hadrons (quarks confinés). Dans l'hypothèse d'une transition de phase du premier ordre, le PQG et le gaz de hadrons formeraient une phase mixte jusqu'au temps T_H à partir duquel seul subsisterait le gaz de hadrons. Dans ce gaz, les hadrons interagissent encore entre eux jusqu'au temps τ_F *"freeze out"* où se figent les distributions des particules que nous détectons.

Le PQG, s'il a été créé, est une phase transitoire dans l'évolution du système (de l'ordre de quelques fm/c). Il faut donc trouver les traces du plasma dans les produits qui résultent des phases successives.

1.3 Signatures du plasma.

Il serait intéressant de pouvoir avoir accès directement aux variables thermodynamiques du système après la collision mais cela n'est pas possible expérimentalement. Il faut en passer par des mesures indirectes. Les théories ne prévoient pas l'apparition de particules nouvelles dans les collisions d'ions lourds mais l'etude des taux de production de particules connues par le biais de leur désintégration en particules détectables, et des formes de leurs distributions cinématiques semblent être le seul moyen expérimental de caractériser le PQG. Cependant, les différentes phases successives à un éventuel plasma peuvent "masquer" les propriétés de la phase initiale ; ce qui constitue une difficulté majeure de cette problématique.

Plusieurs signatures, que nous allons présenter, ont été proposées.

1.3.1 Impulsions transverses moyennes des particules.

L'étude des distributions en impulsion transverse moyenne $< P_T >$ des particules produites après la collision, dans la région centrale de rapidité, en fonction de la densité d'énergie ϵ ou de paramètre proportionnel à ϵ pourrait permettre l'observation d'une transition gaz de hadrons-PQG. Cette signature, proposée par Van Hove ([VAN82]), tiendrait au fait que le $< P_T >$ des particules émises

après la collision serait lié à la température T du milieu produit. Le $< P_T >$ aurait une croissance monotone en fonction de ϵ pour un gaz de hadrons jusqu'à un plateau qui pourrait correspondre à une transition de phase à température constante. Puis, pour le PQG, nous observerions une augmentation brutale du $< P_T >$.

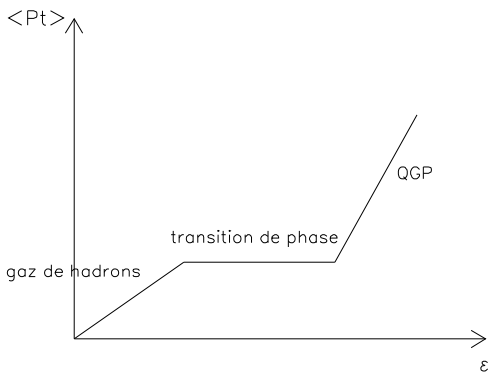


Figure 1.7: *Evolution du P_T moyen*

La figure (1.7) illustre de manière schématique les effets attendus décrit précedemment dans le cas d'une transition de phase.

Plusieurs expériences se sont intéressées à cette signature (l'étude du $< P_T >$ des π^0 pour WA80, des π^- pour NA34) mais les résultats obtenus, même s'ils reflètent une augmentation du $< P_T >$, ne montrent pas pour le moment de saturation caractéristique d'une transition de phase prédite dans le cas d'un PQG.

Les observations faites sur les températures apparentes T (liées au $< P_T >$) pour différentes particules (π, K, ϕ ...) montrent aussi une augmentation de T en fonction de l'énergie déposée par la collision et la taille du système. Mais ces résultats pourraient être expliqués par des effets d'écoulement collectif.

1.3.2 Production de photons et dileptons thermiques.

Les photons comme les dileptons thermiques, créés dans le PQG, seraient des particules idéales pour signer son existence car elles ne subissent pas les interactions fortes du plasma et du gaz de hadrons, et conservent alors les informations de la phase initiale où elles ont été créées.

Les photons thermiques.

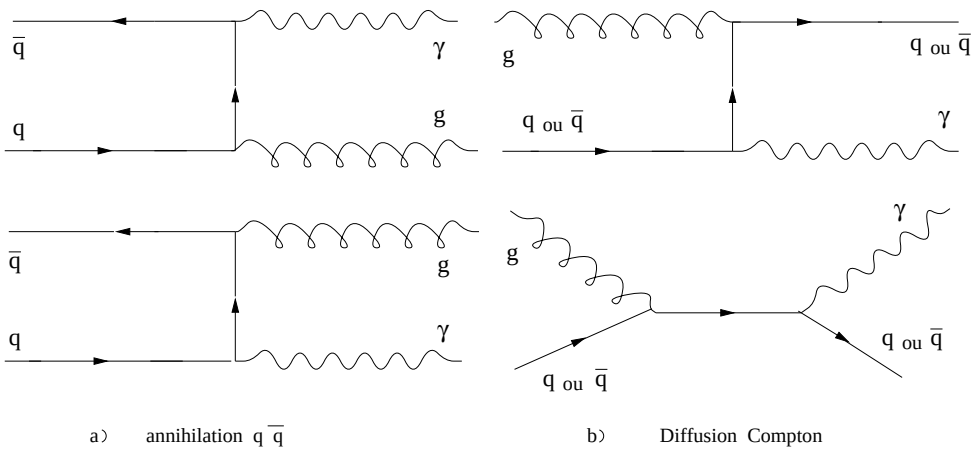


Figure 1.8: *Processus de production de photons par annihilation et diffusion Compton .*

Dans des collisions hadroniques, la production de photons a principalement deux origines : d'une part l'annihilation d'un quark et d'un antiquark provenant de la cible et du projectile, d'autre part la diffusion de type Compton d'un gluon sur un quark (ou un antiquark) (cf fig 1.8).

Dans une phase de plasma de quarks et de gluons, les processus de création de photons restent les mêmes mais les photons sont créés à partir de quarks et de gluons produits par le plasma à l'équilibre thermodynamique. Un des buts de l'étude de cette signature serait d'observer des différences entre les distributions des variables cinématiques des photons issus de processus hadroniques et ceux issus du PQG. Cette signature a été proposée par Hwa et Kajantie ([HWA85]) ainsi que Raha et Sinha ([RAH87]).

Cependant, à ces sources de photons s'ajoute un important bruit de fond généré par la désintégration des particules secondaires de la collision, principalement celle des π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$). Cela augmente les difficultés d'analyse pour une identification claire des différents sources de production.

Les dileptons thermiques.

C'est le phénomène d'annihilation d'un quark et d'un antiquark qui est à l'origine de la production de paires de leptons l^+l^- ($q\overline{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$). Dans un PQG, ces annihilations pourraient être plus nombreuses.

Comme dans le cas des photons, la phase plasma, si elle a été créée, n'est pas la seule source de dileptons. Outre la désintégration de résonance en paires l^+l^-, le processus physique Drell-Yan (DY) génère aussi dans des collisions hadroniques des dileptons (annihilation $q\overline{q}$ pour des partons venant de la cible

et du projectile).C'est un mécanisme important puisqu'au dela d'une masse de 2 GeV/c^2, il est à l'origine d'au moins 50 % des dileptons produits.

Le bruit de fond ($K^{+(-)} \rightarrow \ l^{+(-)} + \nu(\overline{\nu}$, $\pi^{+(-)} \rightarrow \ l^{+(-)} + \nu(\overline{\nu})$ est mieux défini pour les dileptons puisqu'il peut être déduit des paires l^+l^+ et l^-l^- (nous décrirons la méthode dans le chapitre 3). Dans les collisions S-U et Pb-Pb, on observe un excès de production de dimuons entre 1 et 2 GeV/c^2 dont l'origine n'est pas clairement établie mais qui pourrait être d'origine thermique.

Il faut cependant noter que même du point de vue théorique, la signification de l'augmentation de la production des dileptons et des photons n'est pas sans ambiguité. Certains auteurs ([SRI96]) considèrent que la diminution de la température correspondant à la transition de phase devrait conduire à une baisse de production des photons et dileptons thermiques.

1.3.3 Suppression de la résonance J/ψ.

La suppression du J/ψ est une des signatures les plus importantes du plasma de quarks et de gluons (proposée par Matsui et Satz [SAT86]). Le J/ψ est une résonance constituée de deux quarks charmés c et $\overline{c}$ et possède une masse de 3,1 GeV/c^2. Elle est créée dans les premiers instants de la collision (hadron-Noyau ou Noyau-Noyau) où l'énergie disponible des collisions parton-parton est la plus grande.

Les modèles théoriques avancent qu'une formation du PQG entrainerait une suppression de la résonance, provoquée par un écrantage de couleur (principe similaire de ce qu'on trouve en physique atomique avec les électrons) empêchant la liaison des quarks c et $\overline{c}$.

Les expériences NA38 et NA50 se sont intéressées à cette signature, pour des collisions d'ions lourds et des collisions hadron-Noyau, en détectant les paires de muons $\mu^+\mu^-$ produites après désintégration du (J/ψ) et d'autres processus comme le Drell-Yan.

La figure 1.9 présente des résultats de rapports $(J/\psi)/DY$ en fonction du paramètre L pour différentes collisions notamment Plomb-Plomb (1995).

Le paramètre L est une variable géométrique qui correspond à la longueur de matière nucléaire dans l'état final vu par la paire $c\overline{c}$ après sa formation ([GER92]). Elle s'exprime en fermi et, pour les collisions p-A, est liée au rayon de la cible:

$$L = 3/4 \cdot \frac{A-1}{A} \cdot R_0 \cdot A^{1/3}$$

avec $R_0 = 1,2\ fm$ et A, le nombre de nucléons de la cible.

Pour les systèmes Noyau-Noyau, les valeurs de L peuvent être obtenues par des simulations prenant en compte le paramétre d'impact de la collision ou

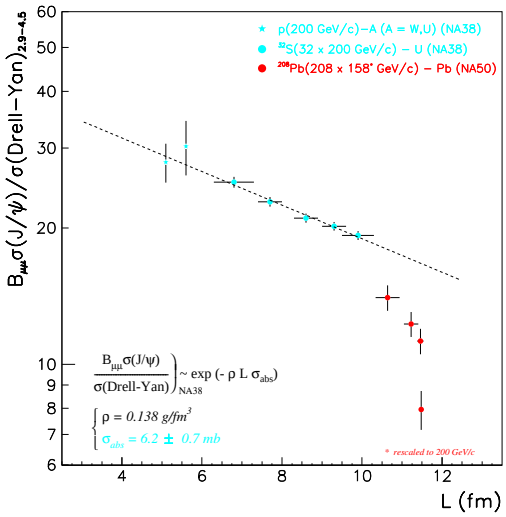


Figure 1.9: *Rapports $(J/\psi)/DY$ en fonction de L ([ABR96], NA50)*

déduites des distributions en $< P_T^2 >$ du J/ψ ([GER92]).

Une comparaison entre le Drell-Yan et le J/ψ est intéressante dans la mesure où les paires $\mu^+\mu^-$ produites par le DY sont aussi créées au début de la collision (interactions quarks-antiquarks de la cible et du projectile) et ne sont donc pas sensibles aux interactions fortes existantes dans la phase initiale. Le DY est un mécanisme assez bien connu et qui est une bonne référence pour l'analyse du comportement du J/ψ.

Actuellement, des modéles théoriques, d'absorption nucléaire notamment, peuvent expliquer la diminution du $J\psi$ observée pour les collisions p-A jusqu'à Soufre-Uranium sans intervention d'un PQG. Mais sa suppression "anormale" découverte récemment pour les systèmes Pb-Pb (cf figure 1.9) est un résultat excitant qui reste à interpréter.

1.3.4 Augmentation de la production d'étrangeté.

Des collisions hadroniques classiques peuvent donner lieu à la production de particules étranges comme par exemple $p + p \rightarrow p + K^+ + \Lambda$ ou $p + p \rightarrow p + K^+ + K^- + p$. La figure 1.10 montre les différents mécanismes de création de paires $s\overline{s}$ par annihilation de quarks et de fusion de gluons.

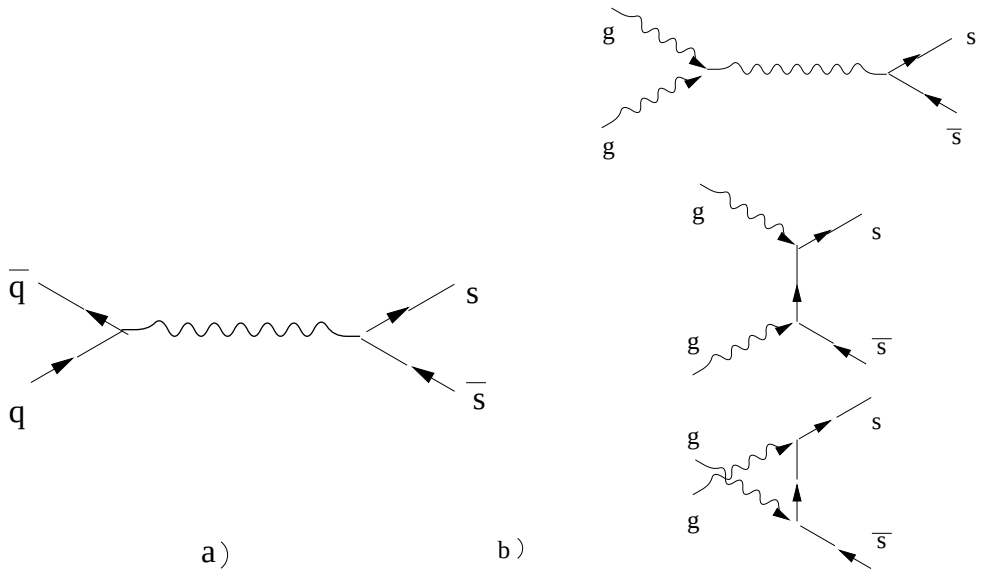


Figure 1.10: *Diagrammes QCD de production des quarks étranges a/* $q\overline{q} \rightarrow s\overline{s}$ *b/* $gg \rightarrow s\overline{s}$ *([RAF82])*

Mais, de part l'absence de quarks de valence étranges (s et $\overline{s}$) et leur masse importante devant celle des quarks légers u et d ($m_{s(\overline{s})} \approx 150\ MeV$), cette production est très dépendante de l'énergie mise en jeu dans la réaction.

Dans le cas d'une formation du plasma de quarks et de gluons, J. Rafelski et B. Müller ([RAF82]) prédisait une augmentation importante du taux de production de particules étranges. Les paires de quark-antiquark étranges $s(\overline{s}$ seraient abondamment produites, dans le plasma, essentiellement par fusion de gluons. Ce processus serait dominant par rapport au mécanisme d'annihilation de paires $q\overline{q}$ ($\approx 10\%$ de la contribution totale des paires $s\overline{s}$) et bien plus rapide.

L'augmentation de la production des paires de quarks étranges s'accompagne aussi d'annihilation des $s\overline{s}$ tendant à faire diminuer la densité d'étrangeté dans le milieu. Après un temps de relaxation τ, les processus de création et d'annihilation des quarks s et $\overline{s}$ s'équilibrent pour arriver à une valeur de saturation de la densité d'étrangeté correspondante à l'équilibre chimique.La valeur de τ est déterminante pour savoir si l'équilibre est atteint.

Pour une estimation de la durée de vie du plasma de l'ordre de 2.10^{-23} s ($\approx$ 6 fm/c) [RAF82] et une température du plasma supérieure à 160 MeV, Rafelski et Müller obtenaient pour τ une valeur inférieure à 10^{-24} laissant entrevoir l'hypothèse d'un équilibre chimique avant la fin de la phase plasma et d'une forte augmentation du nombre de particules étranges produites après la phase plasma.

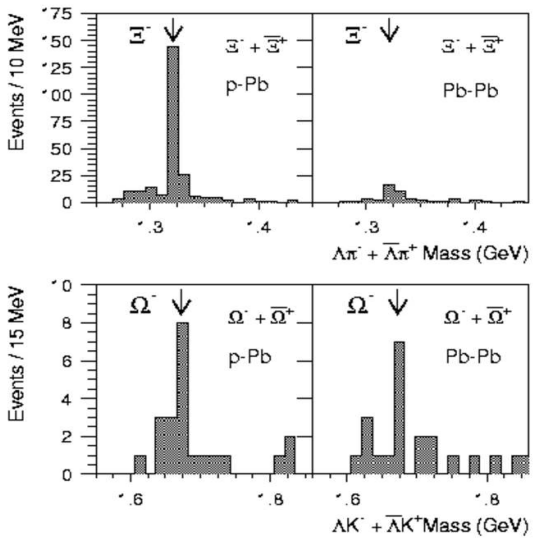


Figure 1.11: *Production de* Ξ *et de* Ω *pour les collisions p-Pb et Pb-Pb ([AND96], WA97)*

Expérimentalement, l'absence de transparence totale pour les noyaux dans les collisions d'ions lourds effectuées jusqu'à maintenant implique que la zone centrale excitée est riche en baryons. La production de paires $u\overline{u}$ et $d\overline{d}$ est alors pénalisée de part leur potentiel chimique non nul (principe d'exclusion de Pauli) à l'inverse de celle de paires $s\overline{s}$. Pour une densité de quarks u et d dix fois supérieure à la densité de matière nucléaire "normale", l'énergie de Fermi des quarks légers est de l'ordre de 450 MeV, valeur supérieure à la masse d'une paire $s\overline{s}$ environ égale à 300 MeV.

Il existe de nombreuses particules étranges susceptibles de servir de sonde pour mettre en évidence le PQG. Parmi lesquelles le K(u et s), le Λ(uds), le Ξ(uss ou dss), le Ω(sss).

Ces trois dernières particules sont intéressantes dans la mesure où leur probabilité de production par diffusion multiple, par exemple dans un gaz de hadron, est faible (de par leur masse élevée) en comparaison du K.

La figure 1.11 montre la production de Ξ et de Ω pour des collisions p-Pb et Pb-Pb obtenue par la collaboration WA97. On peut constater que le rapport Ω/Ξ augmente fortement pour les collisions Pb-Pb.

Pour l'ensemble des particules étranges, on constate une augmentation de leur taux de production lorque nous passons de collision hadron-Noyau à Noyau-Noyau. Cette augmentation est tout à fait expliquable en terme de plasma

de quarks et de gluons. Toutefois, des scénarios d'hadronisation notamment les mécanismes de réinteractions de particules secondaires, permettent aussi d'expliquer ces phénoménes. Le cas des baryons multi-étranges (Ξ,Ω) est plus complexe puisque leur probabilité de production par réinteractions est faible; cela explique l'intêret porté à ces particules pour une signature du PQG).

D'après les calculs de Rafelski présentés précédemment ([RAF82]), un gaz hadronique mettrait 10 à 30 fois plus de temps que le PQG pour atteindre l'équilibre chimique. Ce qui peut nous faire penser que les résultats obtenus actuellement pour l'étrangeté, même s'ils ne prouvent pas l'existence du PQG, montrent des systèmes sur le chemin de l'équilibre chimique.

Une autre particule étrange présente un intêret pour l'étude du PQG, le ϕ, état lié du quark s et de l'antiquark $\overline{s}$ (saveur étrange $S = 0$, on parle aussi d'étrangeté "cachée") et de masse 1,019 GeV/c^2.

Augmentation de la production du ϕ, signature éventuelle du PQG.

D'après la règle de OZI (Okubo-Zweig-Iizuka [OKU77]), les réactions nucléon-nucléon ($A+B \rightarrow C_1+C_2+\ldots+C_N$) favoriseraient la production de particules pour lesquelles les diagrammes de Feynman seraient faits de lignes de quarks continues.

Les nucléons ne possédant pas de quark étrange de valence, les processus de création du ϕ font alors intervenir des lignes de quarks discontinues pénalisant la production des particules ϕ dans les collisions hadroniques classiques.

Pour un PQG, A. Shor ([SHO85]) prédisait que le ϕ n'obeirait plus à la règle de OZI et verrait sa production augmenter par rapport à des mesons non étranges comme le ρ^0 (par la suite on écrira simplement ρ) et le ω (0,77 et 0,78 GeV/c^2 et formés de paires de quarks u$\overline{u}$ et d$\overline{d}$).

L'évolution du rapport $\phi/\rho+\omega$ entre des collisions hadron-Noyau et Noyau-Noyau pourrait ainsi être une signature du PQG.

Les collaborations NA38 et NA50, outre l'étude de la production du J/ψ, étudient cette signature. La figure 1.12 montre ce rapport en fonction de la densité d'énergie de la collision pour les collisions S-U (données 1990) et p-W ([BORD96]). On peut constater une augmentation du rapport d'un facteur 2-3 entre les deux systèmes.

Déplacement des résonances et dileptons de basses masses.

La restauration partielle de la symétrie chirale qui pourrait avoir lieu dans un milieu hadronique dense pourrait aussi modifier les caractéristiques des mésons

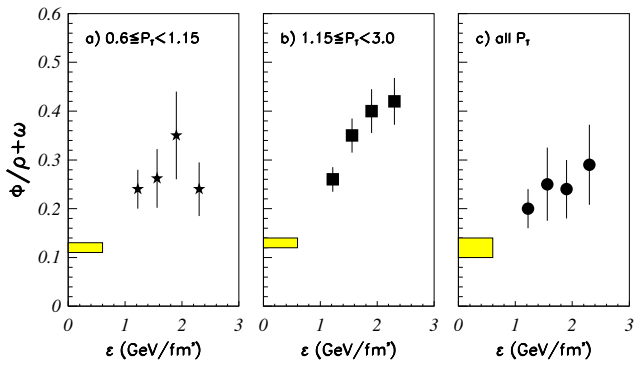


Figure 1.12: *Rapports $\phi/\rho+\omega$ en fonction de ϵ pour S-U (points, prise de données 1990) et p-W (rectangles) pour différentes régions d'impulsion transverse P_T. ([BORD96])*

vecteurs ϕ, ρ et ω ([HAT95]). La diminution de la masse du ϕ a été recherchée et peut être observée expérimentalement ([WAN95]).

Un important excès de la production des dimuons et diélectrons du continuum de basse mase (0.5 à 2. GeV/c^2) a été observé dans les expériences du SPS CERES, HELIOS et NA38/50 ([DRE96]). Une partie de cet excès pourrait provenir d'une modification de la masse du ρ ([FRI96]).

L'étude qui va suivre est centrée sur la production des mésons ϕ, ρ et ω, et le continuum, qui mériterait une étude plus particulière et ne sera considérée dans notre analyse que dans le but de comparer la production du ϕ indépendamment de celle du $\rho+\omega$. La position des pics des résonances n'est connue expérimentalement qu'à quelques pour cents près, étant données les incertitudes sur la correction de la perte d'energie dans les absorbeurs que nous effectuons. Nous n'avons donc pas donné de conclusion quant à une variation de cet ordre sur les masses du ω et du ϕ.

Il faut aussi préciser que la configuration expérimentale utilisée pour les collisions d-C, d-U et S-U était adaptée pour l'étude de la production des résonances

de basses masses et le dispositif NA50 pour l'étude de la production du J/ψ. Le domaine cinématique accessible est donc plus restreint pour les collisions Pb-Pb.

Chapitre 2

Dispositif experimental.

Le but des expériences NA38 et NA50 est d'étudier les paires de muons produites lors de la collision. Dans ce chapitre, Nous présenterons séparemment le dispositif expérimental utilisé pour ces deux expériences. En effet, la configuration utilisée pour les collisions d-C, d-U et S-U (prise de données effectuée en 1992 pour les deutons et 1991 pour S-U, NA38) était adaptée pour l'étude des résonances de basses masses (on parlera par la suite de "setup ϕ") tandis que le dispositif expérimental utilisé par l'expérience NA50 (expérience réalisée en 1995) était optimisé pour étudier la résonance J/ψ ("setup ψ"). Nous évoquerons aussi les différences de dispositif entre les études des collisions deuton-noyau (d-C et d-U) et noyau-noyau (S-U).

2.1 Dispositif expérimental NA38.

L'élément central du dispositif expérimental, commun aux expériences NA38 et NA50, est le spectromètre à muons précédemment utilisé par l'expérience NA10.

La cible utilisée pour l'étude des collisions d-C et d-U est une cible épaisse et, pour les collisions S-U, une cible "active" identifiant le vertex de l'interaction.

Pour la prise de donnée S-U, une mesure de l'énergie transverse produite lors de la collision est effectuée à l'aide d'un calorimètre electromagnétique permettant de corréler la production de muons avec la centralité de la collision. Un ensemble de détecteurs destiné à contrôler le faisceau complète le dispositif expérimental.

2.1.1 Le spectromètre à muons.

Le rôle du spectromètre est de détecter les muons produits lors de la collision et de mesurer leurs impulsions.

Il est constitué d'un ensemble d'absorbeurs qui ont pour rôle de "filtrer" les muons, , d'un aimant encadré de chaque côté par deux hodoscopes utilisés pour

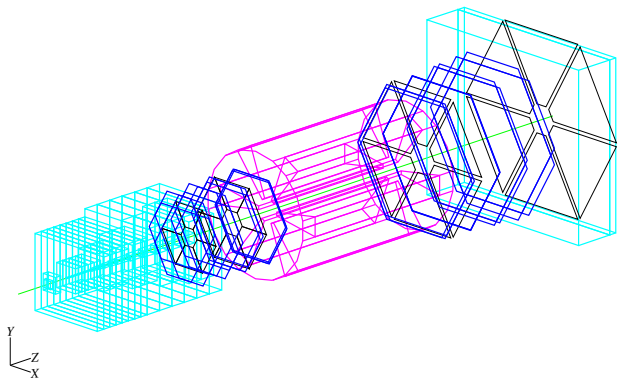


Figure 2.1: *Vue d'ensemble du dispositif expérimental*

le déclenchement du système d'acquisition, et de quatre chambres proportionnelles à fils qui permettent de reconstruire les traces des muons avant et après déflection (cf fig 2.2).

Les absorbeurs.

L'absorbeur principal, séparant la région cible des hodoscopes et chambres á fils, est composé de plusieurs éléments.

Sa partie centrale cônique formée de tungstène et d'uranium et d'une longueur de 3,5 m a pour rôle d'absorber les particules incidentes n'ayant pas intéragi dans la cible (absorbeur de faisceau).

On dispose autour de ce cône des cylindres de carbone, d'une longueur totale de 4 m derrière lesquels se trouvent 80 cm de fer (cela représente pour les π respectivement 10,5 et 4,8 longueurs d'interaction). Cette partie en carbone recouvrant l'acceptance angulaire totale du détecteur permet d'absorber toutes les particules autres que les muons , principalement des K^{+-} et π^{+-} produits en abondance lors de la collision. Les cylindres de carbone sont entourés de blocs de fer et de béton.

Un mur de fer d'une épaisseur de 1,2 m est situé avant le dernier hodoscope R4 (cf fig 2.2). Il a pour fonction d'absorber les hadrons qui aurait pu traverser les cylindres de carbone et être assimilé à des muons.

Pour diminuer encore la désintégration des hadrons en muons avant absorption, on minimise la distance cible-absorbeur à l'aide de "préabsorbeurs".

Pour les collisions d-C, d-U et S-U, un préabsorbeur d'épaisseur 40 cm avec un trou central de 20 mm de diamètre est placé avant l'absorbeur principal dans l'acceptance du détecteur. Il est constitué d'alumine Al_2O_3, matériau dense

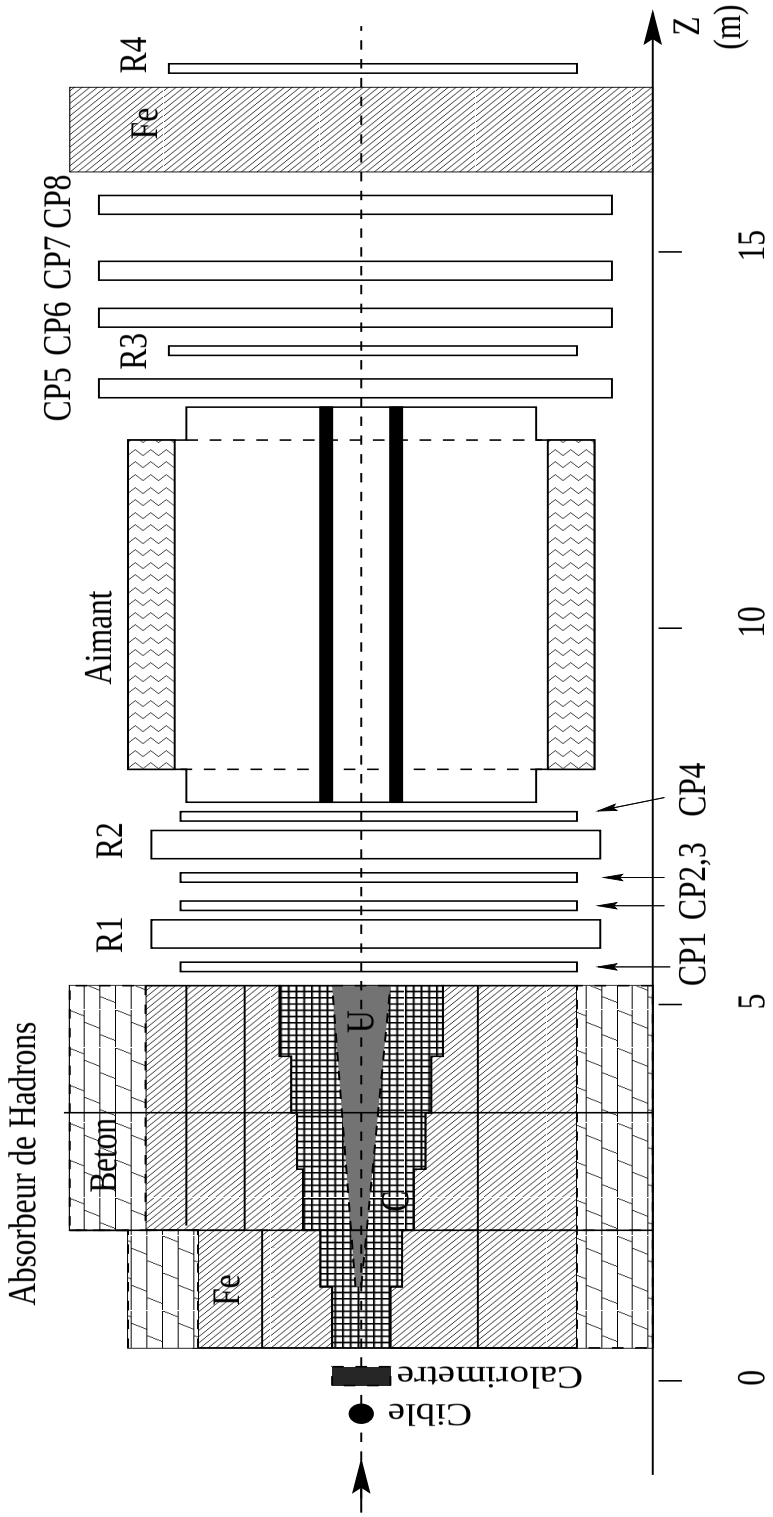


Figure 2.2: *Spectromètre NA38.*

mais composé de noyaux légers, qui minimise la dégradation de la résolution en masse de la paire de muons.

L'aimant.

L'aimant, long de 4 m et d'un rayon de 2 m, possède une structure héxagonale autour de l'axe du faisceau. Son rayon interne de 29,5 cm et externe de 1,54 m entraîne une acceptance angulaire comprise entre 35 et 115 mrad. Les 60 degrés de chaque sextant comprennent un secteur de fer de 18 degrés.

Figure 2.3: *L'aimant.*

Le champ magnétique, toroïdal (tangent à des cercles perpendiculaires à l'axe du faisceau) est créé par 6 bobines parcourues par un courant de 4000 Ampères. Cette intensité est choisie pour obtenir un compromis entre les acceptances de basses masses, qui augmentent lorsque le champ décroît et la résolution en masse du détecteur qui est meilleure pour un champ important.

Le champ magnétique est inversement proportionnel à r, distance radiale par rapport à l'axe de l'aimant; cette dépendance en $1/r$ implique que l'angle de déflection θ des muons est inversement proportionnel à leur impulsion transverse P_T dans un plan azimutal constant ($\Delta\theta \approx \frac{1}{P_T}$).

$$\vec{B(r)} = \frac{B_0}{r}\vec{u_\varphi} \tag{2.1}$$

avec

- r : distance par rapport à l'axe.
- $\vec{u_\varphi}$: vecteur unitaire dans le sens azimutal.
- B_0 : constante qui dépend de l'intensité du courant (B_0 a pour valeur de 0.219 Tesla-mètre pour un courant de 4000 Ampères.)

Les hodoscopes.

Les 4 hodoscopes R1,R2,R3 et R4 ont pour but de déclencher le système d'acquisition. Ils suivent eux aussi la géométrie du detecteur c'est à dire de forme héxagonale. Leurs 6 sextants sont constitués de bandes de scintillateurs (30 pour R1 er R2, 24 pour R3 et 32 pour R4) disposés parallèlement au bord externe et perpendiculairement à l'axe de faisceau.

Les lattes de scintillateurs ont une géométrie telle que R2 est homothétique de R1 par rapport au centre de la cible, et leur largeur augmente en s'éloigant du centre de l'hodoscope (largeur variant de 1,05 à 3,55 cm pour R1 et de 1,25 à 3,85 cm pour R2).

Ainsi, chaque scintillateur $R1_i$ est couplé à un scintillateur $R2_i$. La coïncidence $Vi = R1_i \times R2_i$ permet la selection de traces ne venant que de la région cible. Cependant, pour tenir compte de l'extension spatiale de la région cible, les coïncidences entre $R1_i$ et $R2_{i-1}$ sont acceptées.

Figure 2.4: *Hodoscopes de déclenchement.*

Les muons ne touchent pas toujours le scintillateur au même endroit; afin

d'eviter les fluctuations en temps du déclenchement ("jitter"), les coïncidences R1 et R2 sont effectuées à l'aide d'un circuit moyenneur de temps ("mean timer") entre le signal issu de l'extrémité d'une latte et celui provenant de l'extrémité opposée de la latte correspondante dans R2. Cela permet d'obtenir un signal de sortie dont le retard par rapport à l'arrivée de la particule dans le scintillateur ne dépend pas de la position du point d'impact de cette particule.

Les hodoscopes R3 et R4, situés derrière l'aimant, ont des lattes de largeur constante (5,5 cm) mais en nombres différents. L'hodoscope R4 est placé derrière le mur de fer et permet d'assurer que les particules detectées sont effectivement des muons.

L'ensemble des 4 hodoscopes permet d'estimer à partir des angles de déflection des traces l'impulsion transverse des muons.

Chambres à fils.

Deux ensembles de 4 chambres proportionnelles à fils (PC1 à PC8) assurent la mesure des traces des muons dans le spectromètre. Placées avant et après l'aimant, elles possèdent une structure hexagonale et sont constituées chacune de trois chambres (cf figure 2.5).

Figure 2.5: *Chambres à fils.*

Avant l'aimant, les chambres PC1 à PC4 mesurant 1,3 m de rayon permettent d'obtenir la trajectoire des muons avant leur déflection par l'aimant tandis que les 4 autres chambres PC5 à PC8 (2 m de rayon) déterminent les

trajectoires après déflection.

Les chambres contiennent un mélange gazeux d'Argon (78,8%), d'isobutane(20%), de fréon (0,2%) et d'alcool isopropylique (1%). Chacune d'elles est constituée de 3 plans de fils espacés entre eux de 3 mm et épais de 20 μm de diamètre.

Les plans de chaque chambre sont distants de 2,2 cm et forment entre eux un angle de 120 degrés; ils définissent les coordonnées de l'espace selon 3 directions U,V et Y.

2.1.2 Cibles.

Pour les collisions deuton-noyau comme pour soufre-uranium, la faible section efficace des évènements que nous étudions nous oblige à utiliser des cibles longues correspondant à environ 20% de longueur d'interaction.

Cependant, les caractéristiques de la cible utilisée pour ces deux types de collisions sont différentes.

Collisions S-U.

Une importante épaisseur de cible présente l'inconvénient d'être à l'origine d'un taux de réinteraction non négligeable pour les fragments et les particules secondaires créées après la première collision. Ces réinteractions peuvent biaiser la mesure de l'énergie transverse effectuée par le calorimètre.

Afin de minimiser ces effets, la cible est fragmentée en ciblettes individuelles minces : 12 ciblettes d'uranium de dimension 1×2 mm^2 (x,y) et 1 mm d'épaisseur exceptée la première ciblette qui possède des dimensions plus grandes selon x et y ($1cm \times 1cm$) afin d'intercepter tout le faisceau.

Les ciblettes sont disposées dans un porte cible "actif" équipé d'anneaux de scintillateurs. La lumière produite dans ces anneaux est guidée par un ensemble de fibres optiques jusqu'à des photomultiplicateurs (cf fig 2.6).

Un algorithme appliqué au contenu des ADC correspondants permet alors:

- une détermination précise du vertex d'interaction, permettant ainsi une mesure correcte de l'énergie transverse neutre de la collision et d'un meilleur calcul de l'impulsion des muons détectés.
- une identification des réinteractions et des interactions des particules secondaires.

La figure 2.7 représente la région cible du dispositif expérimental NA38. Sur l'axe z parallèle à celui du faisceau, la cible est située 45 cm en amont de l'ancienne position de la cible utilisée pour NA10 ($z = 0$). L'absorbeur principal est situé 40 cm en aval de cette position. Pour les collisions S-U que nous

Figure 2.6: *Dispositif pour les ciblettes (NA38).*

considérons (setup ϕ 1991), la partie centrale du calorimètre electromagnétique est remplacée par un préabsorbeur d'alumine Al_2O_3 d'épaisseur 12 cm avec un trou central de 7,4 mm de diamètre pour le passage du faisceau.

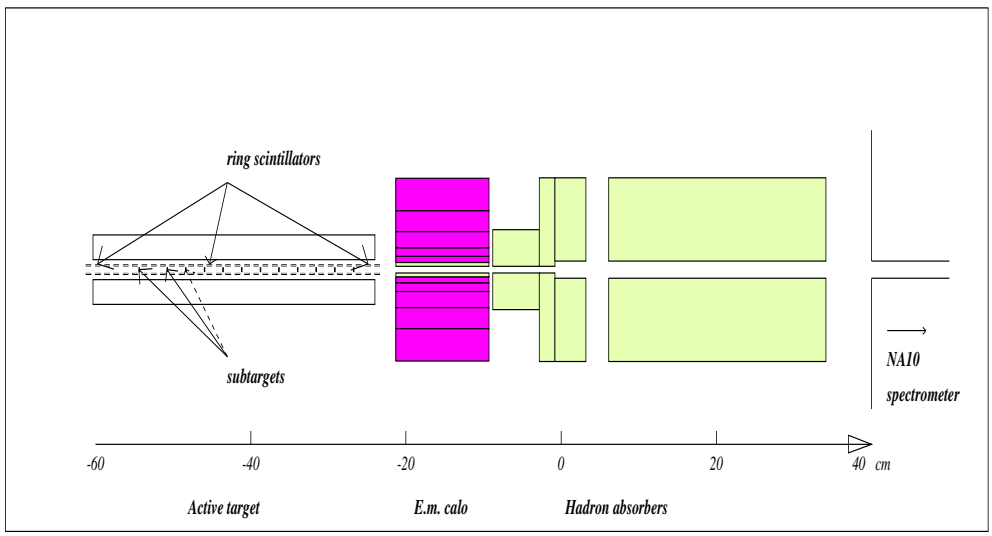


Figure 2.7: *Région cible NA38. Pour les collisions S-U que nous considérons, la partie centrale du calorimètre electromagnétique est remplacée par un préabsorbeur d'alumine Al_2O_3.*

Collisions d-C et d-U.

Dans le but d'obtenir une bonne statistique, les mesures avec les faisceaux de deutons ont été effectuées avec un faisceau de haute intensité de l'ordre de 6.10^8 ions par bouffée.

Ne pouvant suivre un taux de comptage trop élevé, le calorimètre electromagnétique et le dispositif de cible active n'ont pas été utilisés pour cette prise de données.

Les cibles de carbone et d'uranium prises pour l'étude des collisions deuton-noyau sont des cibles épaisses non fragmentées ayant les dimensions suivantes:

- d-C : cible de carbone de rayon 1 cm et d'épaisseur 11 cm.
- d-U : cible d'uranium de rayon 1,5 cm et d'épaisseur 2 cm.

2.1.3 Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre electromagnétique, utilisé pour l'étude des collisions S-U, assure la mesure de l'énergie transverse des particules neutres émises après la collision (essentiellement des gammas issus de la désintégration des π^0).

Placé entre la région cible et l'absorbeur, il est composé de feuilles de plomb disposées parallèlement à l'axe du faisceau et entre lesquelles se trouvent des fibres scintillantes.

De géométrie héxagonale, le calorimètre possède un diamètre de 20,9 cm et une épaisseur de 12 cm ($\approx$ 15 longueurs de radiations et 0,5 longueur d'absorption; c'est en fait le premier absorbeur hadronique). Un trou central de 2,4 cm de diamétre permet le passage du faisceau.

Chaque sextant du calorimètre est divisé en cinq cellules (appelés "rings") couvrant l'intervalle de pseudo-rapidité $1,7 < \eta_{lab} < 4,2$ (η_{lab} étant égal à $-ln\ tan(\theta/2)$, θ étant l'angle d'émission de la particule). Cette division permet une étude de l'énergie transverse en fonction de la pseudo rapidité par intervalle de 0,5 unité.

La calibration du détecteur est effectuée à l'aide d'un faisceau d'électrons (de 1,5 à 30 Gev) en début et en fin d'expérience afin de tenir compte du vieillissement des différentes cellules. Une surveillance est également faite à l'aide d'un laser.

Les prises de données S-U effectuées en 1991 avaient pour objectif l'étude des particules de basses masses. Afin d'améliorer la résolution en masse des paires de muons, les 3 anneaux centraux du calorimètre couvrant l'acceptance du détecteur ont été remplacés par le préabsorbeur constitué d'alumine. Les prises de données deutons ont été realisées sans mesure de l'énergie transverse.

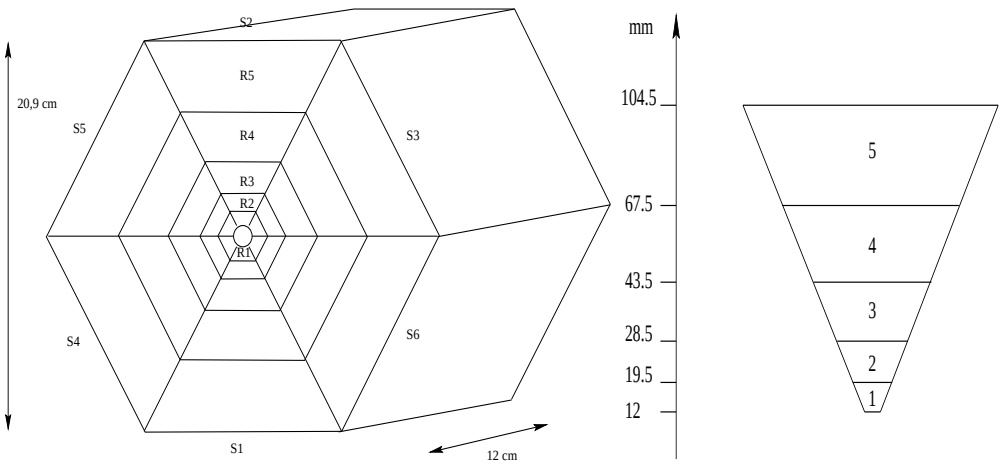


Figure 2.8: *Le calorimétre electromagnétique.*

Dans chaque cellule du détecteur, l'interaction des particules dans le plomb va générer des gerbes électromagnétiques produisant de la lumière qui sera guidée hors du calorimètre par les fibres scintillantes. Des fibres optiques transmettent cette lumière aux photomultiplicateurs dont les signaux sont envoyés sur un ADC.

Pour chaque cellule i, on peut estimer une valeur de l'énergie transverse à partir de la relation suivante:

$$E_{Ti} \;=\; E_i \; sin\theta_i \tag{2.2}$$

où l'angle θ_i est déterminé à partir de la position de la ciblette d'interaction.

Pour une mesure correcte de l'énergie transverse, il faut tenir compte de deux paramètres: d'une part la quantité d'énergie déposée par les particules chargées (Cette contribution est déterminée à l'aide de programmes de simulation), et d'autre part les différences d'information obtenues selon la position de ciblette touchée.

On peut finalement exprimer l'énergie transverse neutre E_T^0 en sommant les énergies transverses des différentes cellules:

$$E_T{}^0 \;=\; \sum_i \; \alpha(c,i) \; E_i \; sin\theta_i \tag{2.3}$$

avec $\alpha(c,i)$ facteur correctif prenant en compte la contribution des particules chargées et dépendant de la ciblette d'interaction c.

C'est à cette expression de l'énergie transverse neutre que l'on se réfèrera par la suite.

La résolution du détecteur qui en résulte est estimée à :

$$\frac{\sigma(E^0{}_T)}{E^0{}_T} \approx \frac{47\%}{\sqrt{E^0{}_T}} \tag{2.4}$$

Pour des énergies allant de 20 à 100 GeV, la résolution varie d'environ 5 à 10 %.

2.1.4 Détecteurs de faisceaux.

Hodoscope de faisceau BH ("Beam Hodoscope").

Le comptage des ions incidents est effectué par l'hodoscope de faisceau (BH).

Le BH est constitué de 2 plans d'une épaisseur de 1 mm. Les deux plans, parallèles entre eux et perpendiculaires à l'axe du faisceau, sont divisés respectivement en 16 et 14 lames de scintillateurs. Leurs dimensions (cf figure 2.9) ont été choisies de manière à équilibrer le taux de comptage de chaque voie. Du mylar enveloppe les scintillateurs afin de limiter les fuites de lumière. Pour réduire l'inefficacité du premier plan (passage d'un ion entre deux lames), Les lames de chaque plan sont légèrement décalées.

La lumière produite après passage des ions dans les lames est transmise à des photomultiplicateurs lus par un convertisseur analogique-digital (ADC).

Le BH est situé 33 m en amont de la cible où le faisceau est suffisamment large pour supporter le taux d'irradiation et assurer un meilleur taux de comptage.

Pour les collisions S-U, avec un faisceau qui avait une intensité d'environ 4.10^7 ions par bouffée, l'efficacité du BH est d'environ 99%.

L'intensité du faisceau de deutons (environ 6.10^8 ions par bouffée pour d-C et d-U) était nettement supérieure à celle utilisée pour les collisions S-U dans le but d'obtenir une bonne statistique. A cette intensité, le BH n'est pas en mesure de suivre un taux de comptage trop élevé et a été enlevé du dispositif expérimental. La mesure du nombre d'ions incident était effectuée par une chambre à ionisation (l'utilisation de l'argon dans la chambre nous a amené à appeler ce détecteur "argonium").

Un autre rôle du détecteur de faisceau est de détecter le passage éventuel de plusieurs ions dans une lame du BH; on parle alors d"'empilement faisceau".

Empilement faisceau.

Pour des intensités de faisceau allant 10^7 à 10^8 particules par bouffée ("burst") du SPS (un burst a une durée de 5 secondes mais compte tenu des microstructures du faisceau, la durée réelle, spill, est en fait comprise entre 2,6 et 2,8 s en

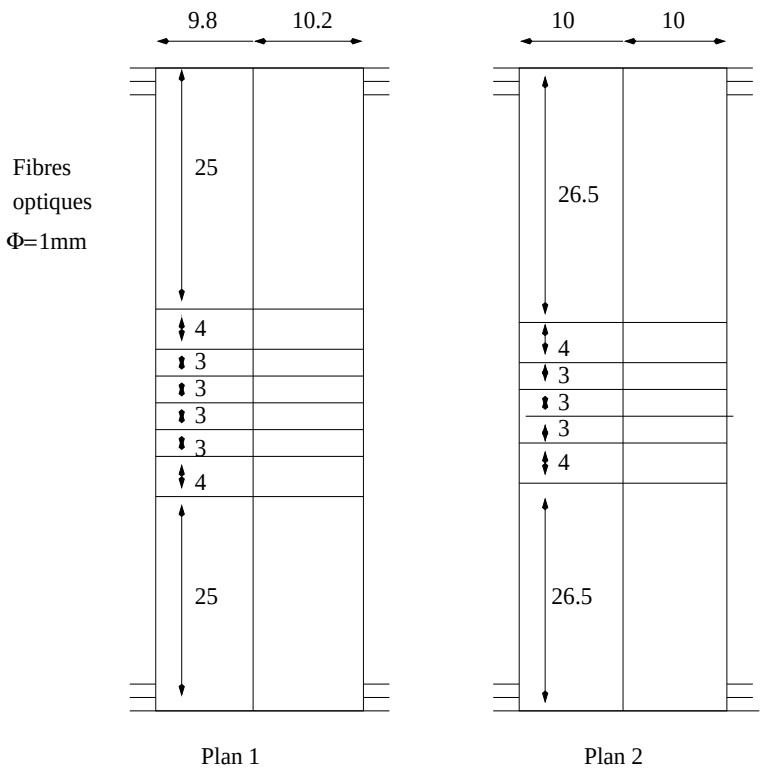


Figure 2.9: *Schéma des 2 plans constituant le BH.*

S-U , et entre 3,5 et 4 s en Plomb), la probabilité pour que plusieurs particules se présentent dans l'intervalle de temps de l'acquisition (20 ns) peut être élevée.

Le déclenchement de la fenêtre d'analyse a lieu lorsqu'il y a détection d'un dimuon, phénomène rare. On peut montrer que la distribution du nombre d'ions comptabilisés par le détecteur obeit alors à une loi de poisson (Cette étude a été faite dans la thèse d'Anne Sinquin en 1988 [SIN88]).

Le BH se comporte comme si la fenêtre d'analyse était ouverte aléatoirement dans le temps, car la probabilité d'observer un dimuon pour un ion incident est très inférieure à 1.

On cherche à déterminer P(n/$\mu\mu$), probabilité d'observer n ions incidents dans la fenêtre d'analyse sachant qu'un moins un ion a produit un dimuon.

Cette probabilité est reliée à trois autres par la relation :

$$P(n/\mu\mu) = \frac{P(n) \times P(\mu\mu/n)}{P(\mu\mu)} \tag{2.5}$$

avec

- P(n) : probabilité d'observer n ions dans la fenêtre d'analyse. C'est une

loi d poisson de la forme $P(n) = \frac{\overline{n}^n e^{-\overline{n}}}{n!}$ avec $\overline{n}$, nombre moyen d'ions dans la fenêtre.

- P($\mu\mu/n$) : probabilité d'avoir un ion incident ayant produit un dimuon alors que n ions ont été observés. Elle s'exprime en fonction de $P\mu\mu$ (probabilité d'observer un dimuon pour un ion incident).

  $P(\mu\mu/n) = 1 - (1 - P\mu\mu)^n \approx nP\mu\mu$ si l'on considère que $P\mu\mu << 1$.

- P($\mu\mu$) : probilité pour qu'un dimuon soit détecté quelque soit le nombre d'ions incidents dans la fenêtre.

  $P(\mu\mu) = \sum_{k=1}^{\infty} P(k)P(\mu\mu/k) \approx \sum_{k=1}^{\infty} kP(k)P\mu\mu = \overline{n}P\mu\mu$

Nous en déduisons l'expression de $P(n/\mu\mu)$

$$P(n/\mu\mu) = \frac{\overline{n}^{n-1} e^{-\overline{n}}}{(n-1)!} \tag{2.6}$$

qui est une loi de poisson.

Si l'on considère une fenêtre d'analyse d'ouverture en temps Δt, une intensité de faisceau I et un spill s, le nombre moyen d'ions $\overline{n}$ est égal à $I\Delta t/s$.

En prenant $I = 5.10^7$ ions par burst, $\Delta t = 20ns$ et un spill de 3,3 s, la probabilité d'observer 2 ions dans la fenêtre pour un dimuon produit est de 22%.

On visualise l'energie laissée par un ion dans une lame du BH (énergie proportionnelle au carré de sa charge Z) grâce aux spectres ADC (cf figure 2.10). L'intervalle en temps de l'ouverture des fenêtres ADC est de 20 ns.

Sur ces spectres, on peut distinguer plusieurs régions. Tout d'abord le piedestal, aucun ion n'est passé dans la lame. Puis un pic représentant l'énergie déposé par un ion. Le fond entre ce pic et le piedestal est dû à des ions fortuits. Enfin la région située derrière le pic correspond à l'arrivée de plusieurs ions sur une même lame, l'addition des énergies déposées par chaque ion dans la lame expliquant des valeurs de l'ADC supérieures à celle du pic principal.

Afin de reconnaître un possible empilement, il est nécessaire d'effectuer une étude de ces spectres pour l'ensemble des données en fixant des seuils "hauts" et "bas", seuils qui indiquent le passage d'un seul ion dans la lame.

Le "BI" (ou "Beam in") et "OB" (ou "Out of beam").

Le BI et OB sont deux détecteurs Cerenkov à quartz.

Le BI complète l'information fournie par le BH. Il est placé tout de suite avant la cible et réalise un comptage des ions incidents.Il permet aussi de vérifier la bonne centralité du faisceau sur la cible.

Figure 2.10: *Spectres ADC pour différentes lames du BH.*

Le BO est un détecteur d'interaction placé en aval de la cible et percé en son centre pour laisser passer le faisceau. Il est de plus utilisé pour la stabilisation du trigger dimuon.

Les chambres "Ganil".

Ces chambres à fils proportionnelles se situent à une cinquantaine de centimètres en amont de la cible. Elles sont formées de deux plans decalés de 0,25mm et les fils qui les composent sont espacés entre eux de 0,5 mm.

Elles ont pour fonction la détermination du profil horizontal et vertical du faisceau.

2.2 Modifications du dispositif expérimental pour l'expérience NA50.

La collaboration NA50 étudie les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléons et utilise l'appareillage des expériences NA38.

Cependant l'utilisation de faisceaux de plomb, ions les plus lourds accélérés au CERN jusqu'à aujourd'hui, implique la modification de nombreux détecteurs (notamment en raison du fort taux d'irradiation qu'ils subiraient avec des ions Pb). De plus, pour les premières prises de données de 1994 et 1995, la configuration expérimentale NA50 était adapté dans le but d'étudier la production

de J/ψ (on parle de setup ψ) pénalisant la détection des particules de basses masses.

Nous allons présenter brièvement les différentes modifications du dispositif expérimental et les nouveaux détecteurs utiliser par la collaboration NA50.

2.2.1 Le spectromètre.

Les bobines de l'aimant sont parcourues par un courant de 7000 Ampères (4000 A pour les expériences NA38) pour augmenter la qualité de résolution en masse du détecteur. Le champ magnétique B_0 est de 0,38 Tesla-mètre (0,219 pour un courant de 4000 Ampères) qui correspond à 0,51 T à un rayon de 75cm.

Ce champ magnétique plus élevé favorise l'étude de particules lourdes comme le J/ψ au détriment des particules de basses masses (ϕ, ρ, ω).

La partie centrale de l'absorbeur du spectromètre a été aménagée pour y placer le calorimètre à zéro degré (ZDC).

2.2.2 Cibles.

Le dispositif de scintillateurs a dû être modifié. En effet, pour les scintillateurs, le taux de radiation serait trop élevé ($\approx$ 36 Mrad pour un mois de prises de données). De plus la multiplicité importante des particules ainsi que les fragments produits par la collision rendent difficile l'idenfication du vertex et des réinteractions.

Les scintillateurs ont donc été remplacés par des lamelles de quartz (largeur 4,4 mm, hauteur 2,25 cm et d'épaisseur 1 mm). Deux lamelles sont placées derrière chaque ciblette, en dehors de l'axe du faisceau mais non parallèles aux ciblettes de manière à detecter les particules dans un angle $50 < \theta < 350\ mrad$. Ce nouveau dispositif améliore l'identification du vextex et est plus résistant au taux de radiation.

Pour la prise de donnée Pb-Pb, nous avons utilisé 7 ciblettes de dimensions: $2,5 \times 2,5\ mm^2$ en x et y et de 1 mm d'épaisseur à l'exception de la première qui fait $4 \times 4\ mm^2$ selon x et y pour pouvoir intercepter 100% du faisceau.

2.2.3 Le calorimètre electromagnétique.

Afin d'optimiser la résolution en masse du détecteur (et de diminuer le taux d'irradiation) les couronnes centrales du calorimètre sont enlevées. Ces couronnes sont remplacées par un préabsorbeur d'oxyde de Bérylium BeO (environ 60 cm) de forme cônique, percé en son centre pour laisser le passage au faisceau.

Dans cette configuration, le calorimètre se trouve en dehors de l'acceptance du spectromètre ($2,8 < \eta_{spectro} < 3,9$); il couvre en effet un domaine en pseudo-rapidité $1,5 < \eta < 2,3$ (Le préabsorbeur présente, lui, le même domaine d'acceptance que le spectrométre.).

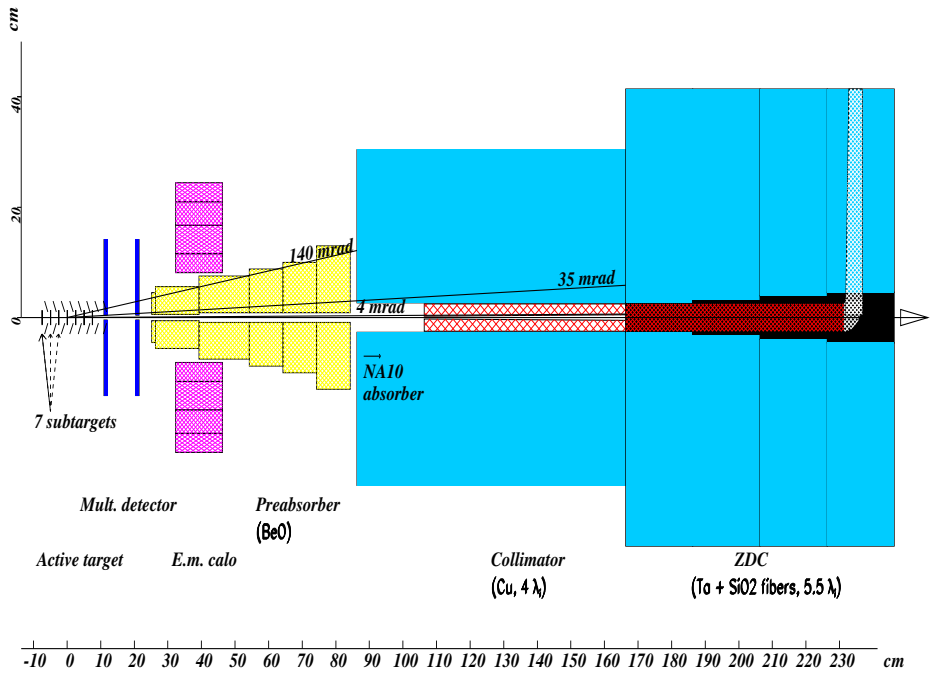


Figure 2.11: *Région cible de l'expérience NA50. On peut y voir les ciblettes, le détecteur de multiplicité, le calorimètre electromagnétique et l'absorbeur à l'intérieur duquel est placé le ZDC.*

Cette restriction d'acceptance implique une moins bonne résolution en énergie transverse neutre, mais qui est compensée par un nombre plus important de photons dans le calorimètre dans le cas des plombs (en comparaison avec le soufre.).

$$\frac{\sigma({E^0}_t)}{{E^0}_t} \approx \frac{90\%}{\sqrt{{E^0}_t}} \tag{2.7}$$

2.2.4 BH et détecteurs d'interaction BHI.

De même que pour les expériences NA38, Le BH est placé en amont de la cible, à 22 m, où le faisceau est suffisamment large afin de permettre un comptage des ions incidents sur toutes les lames du détecteur.

Nous avons remplacé les scintillateurs par des lames de quartz (produisant de la lumière par effet Cerenkov) qui assure un meilleur taux de comptage des ions Pb et qui supportent mieux l'irradiation des ions Pb.

Le tableau suivant présente les longueurs d'interaction de plomb-quartz, plomb-scintillateur, soufre-quartz et soufre-scintillateur.

A	$\lambda(S-A)\ (cm)$	$\lambda(Pb-A)\ (cm)$
$Quartz\ (SiO2)$	$8,4$	$3,2$
$Scintillateur\ (CH)*n$	$12,6$	$4,15$

Tab. Longueur d'interaction λ (en cm) des Pb-quartz, Pb-scintillateur, S-quartz et S-scintillateur.

D'après les valeurs précédentes, 1mm de quartz correspond à 3,1 % de longueur d'interaction pour les plomb (NA50) tandis qu'elle est de 0,8 % pour les soufre-scintillateur.

Même si le pourcentage d'interaction des ions Pb dans le BH reste relativement faible, les fragments lourds produits après cette interaction sont à l'origine d'environ 20% d'évènements parasites au niveau de la cible (par exemple fragments qui interagissent avec le BeO et qui produisent des muons.)

Pour réduire la longueur d'interaction des ions dans le BH, l'épaisseur des lames qui était de 1 mm pour les premières prises de données Plomb en 1994 a été réduite à 0,7 mm en 1995.

Un troisième plan de quartz d'épaisseur 1 mm, appelé BH31 et situé devant le premier plan, est utilisé pour les réglages du BH. Pendant les prises de données "standards", le BH31 comme le second plan du BH sont placés hors de l'axe du faisceau.

Pour essayer d'identifier les évènements parasites , nous avons utilisé plusieurs détecteurs d'interaction (BHI) situés derrière le détecteur fe faisceau.

BHI et BHI "new".

Ces deux détecteurs ont pour but de détecter les parasites produits par interaction entre l'ion incident et le BH.

Le BHI est composé de deux lames scintillantes d'une épaisseur de 1 cm (3cm de large et 8cm de hauteur) et placé à 17 cm derrière le plan 2 du BH. Il couvre une zone de rapidité comprise entre 2 et 3,1.

Le BHI "new" (BHIN) est formé de 4 quadrants placés en aval du BHI. Sa partie centrale est percée (trou aux dimensions du BH) afin qu'aucun ion ayant traversé le BH n'interagisse avec les scintillateurs qui composent le BHIN. Le domaine de rapidité couvert par le BHI new est compris entre 3,3 et 5,1.

Il augmente donc l'efficacité de détection du BHI.

Nous détaillerons plus amplement le fonctionnement des BH interaction dans le chapitre 3.

2.2.5 Le calorimètre à zéro degré (ZDC).

Situé dans l'absorbeur (à environ 1,5 m des ciblettes) , le ZDC est un calorimètre à zéro degré composé de fibres en quartz enveloppées de plomb.

Il a pour rôle de mesurer non pas l'énergie produite par la collision comme le fait le calorimètre mais l'énergie déposée par les ions du faisceaux "spectateurs" de la collision et les fragments dont ils sont issus. Les informations fournies par le ZDC et le calorimètre sont donc complémentaires. La figure 2.12 présente la corrélation entre l'énergie du calorimètre electromagnétique et celle du ZDC.

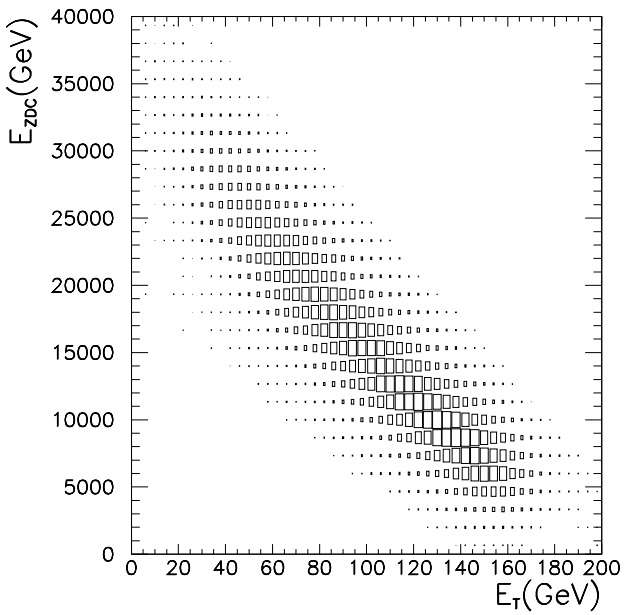


Figure 2.12: *Corrélation $ZDC - E_T$.*

Le ZDC détectant des particules venant du faisceau, il est précédé d'un collimateur (Cu) d'environ 60 cm de long et percé en son centre. L'angle formé entre les ciblettes et l'entrée du collimateur fait environ 4 mrad.

2.2.6 Detecteur de multiplicité .

Ce détecteur utilisé pour l'expérience NA50 est situé derrière les ciblettes et permet d'effectuer la mesure de la multiplicité des particules produites lors de

la collision en fonction de sa centalité.

Il est constitué de deux plans de bandes de silicium. Chaque plan est divisé en trois couronnes.

Il couvre pour l'ensemble des ciblettes une acceptance en pseudo rapidité comprise entre 1,6 et 4.0 ($1,6 < \eta < 4.0$).

2.2.7 Résumé des caractéristiques principales des dispositifs NA38 et NA50.

Dans le tableau suivant sont résumées les principales caractéristiques des dispositifs expérimentaux utilisés pour les prises de données d-C et d-U (1992), S-U (1991) et Pb-Pb (1995).

faisceau	Intensite I	cible	observation
d 200 GeV	6.10^8	C 11 cm	pas de calo. B (4000 A)
d 200 GeV	6.10^8	U 2 cm	pas de calo. B (4000 A)
S 200 GeV	5.10^7	U 1 cm	12 ciblettes B (4000 A) calo. (Hors Acc.) + Al_2O_3 BH (scintillateurs)
Pb 158 GeV	3.10^7	Pb 1 cm	7 ciblettes B (7000 A) calo. (Hors Acc.) + BeO BH (quartz) + 6 BH interactions ZDC détecteur de multiplicité

2.3 Déclenchement du trigger.

Le trigger de l'expérience.

L'ensemble des 4 hodoscopes (de R1 à R4) est nécessaire au déclenchement du trigger. Comme nous l'avons vu au chapitre 2, une coïncidence réalisée entre R1 et R2 (appelée V, $V = R1 \cdot R2$). Elle définit une trace en provenance de la cible. Un circuit moyenneur de temps (*mean timer*) permet de diminuer les fluctuations en temps de la coïncidence V (fluctuations ou "jitter" dûes au fait que le muon ne touche pas toujours le scintillateur au même endroit).

Une nouvelle coïncidence est réalisée entre V et R3 et R4. Ne sont retenues alors que les traces (niveau R3-R4) recoupant l'extrapolation des traces "avant"

(niveau R1-R2) dans le plan médian de l'aimant. Les combinaisons possibles de traces sont effectuées par une matrice de coïncidence qui donne aussi une estimation de l'impulsion transverse Pt du muon (l'impulsion transverse étant inversement proportionnelle à l'angle de déviation θ du muon).

Selon cette valeur, le muon peut être classé dans plusieures catégories.

Categorie	P_T (GeV/c)
A	$1,6 < P_T$
B	$0,8 < P_T < 1,6$
C	$0,6 < P_T < 0,8$
D	$0,3 < P_T < 0,6$

Tab. Classification des muons dans le trigger selon leur impulsion transverse P_T.

Suite aux sélections de muons par les combinaisons $V \times R3R4$ (aussi appelé $V \times Pt$) , un système logique dit *Boite Magique* réalise des coïncidences inter-sextants de deux traces dans des sextants différents.

C'est le critère qui détermine le trigger de l'expérience. Il est appelé TSJ ("trigger sans jitter").

Remarque: Le choix qui consiste à ne retenir que les traces détectées dans deux sextants différents implique que la sélection des dimuons de hautes masses est favorisée par rapport aux basses masses (l'angle entre deux muons est plus grand dans le cas de dimuons appartenant aux hautes masses).

Stabilisation du Trigger.

Le TSJ délivré par la boite magique présente une fluctuation en temps ("jitter") d'environ 5 ns. Il est possible de la diminuer encore grâce aux informations fournies par d'autres détecteurs.

Le BH (et auparavant le "OB") est utilisé entre autre pour stabiliser le trigger. Il doit fournir le temps de référence de l'expérience.

La stabilisation se fait par étapes; elle est faite en synchronisant le TSJ avec l'ion incident à l'aide des 16 lames du plan 1.

1/ Le calage.

Cette première étape consiste à caler le TSJ sur le BH.

Les difficultés à introduire des retards variables sur les voies du BH, en raison de leur taux de comptage important, font qu'il convient de distribuer le TSJ sur chacune des 16 voies du BH.

Sur chacune de celles ci sont appliqués des retards (voie par voie) en masquant les 15 autres. C'est la première phase appelée calage.

2/ L'alignement.

Après avoir effectué la coïncidence entre le TSJ et les différentes voies du BH, le taux de comptage est plus faible et il est alors possible d'aligner en temps les 16 voies du BH les unes par rapport aux autres.

Une fois ces différentes phases realisées, la coïncidence entre le TSJ et le signal issu du plan 1 du BH permet de réduire le jitter de 5 ns à environ 0,5 ns.

Le trigger résultant est nommé T0J; c'est le trigger prioritaire de l'expérience. Dans le cas où la synchronisation entre le TSJ et le BH n'est pas obtenue, c'est à dire qu'il n'y a pas de T0J, c'est le TSJ qui est délivré aux autres détecteurs, il est appelé TSJ SOS.

Pour chaque évènement (trigger), les informations délivrées par les différents détecteurs (mais aussi la nature du trigger, polarité et ampérage du courant circulant dans les bobines de l'aimant etc ...) sont transmises à un système d'acquisition qui les enregistre sur bandes magnétiques.

Dans le chapitre suivant, nous allons décrire les différentes sélections effectuées sur les données enregistrées.

Chapitre 3

Traitement et sélections des données.

Dans ce chapitre, nous allons décrire la sélection effectuée sur les paires de muons reconstruites de façon à obtenir pour l'analyse qui suivra un lot d'évènements nettoyé de toute contamination parasite.

3.1 Reconstruction des traces.

La reconstruction de la trace d'un muon est réalisée à l'aide des chambre à fils (PC1 à PC8). On s'intéresse tout d'abord aux chambres en aval de l'aimant; le nombre des traces est plus réduit qu'à l'avant. Nous commençons par rechercher les droites définies par les fils touchés de PC5 et PC8 (les chambres extrêmes) puis vérifions que les chambres PC6 et 7 ont également enregistré le passage du muon. Les quatre points doivent être alignés.

La trace étudiée est alors extrapolée jusqu'au plan de déflection de l'aimant. A partir de ce plan, nous définissons une zone de recherche des traces avant pointant vers la cible (cf figure 3.1). La procédure de détermination des traces avant est la même que pour les traces arrières.

On ne conserve la trace (avant-arrière) que s'il y a accord entre les hodoscopes touchés (R1 à R4) et la trace déterminée par les chambres à fils. Il est alors possible de calculer l'impulsion du muon (par la déflection qu'il a subit dans l'aimant) et la correction de la perte d'énergie dans l'absorbeur. On impose à la trace avant de passer par la cible touchée lors de la collision.

Grâce aux valeurs des impulsions calculées, nous pouvons en déduire les paramètres cinématiques du dimuon.

Parmi ces variables, nous avons notamment :

- la masse M du dimuon

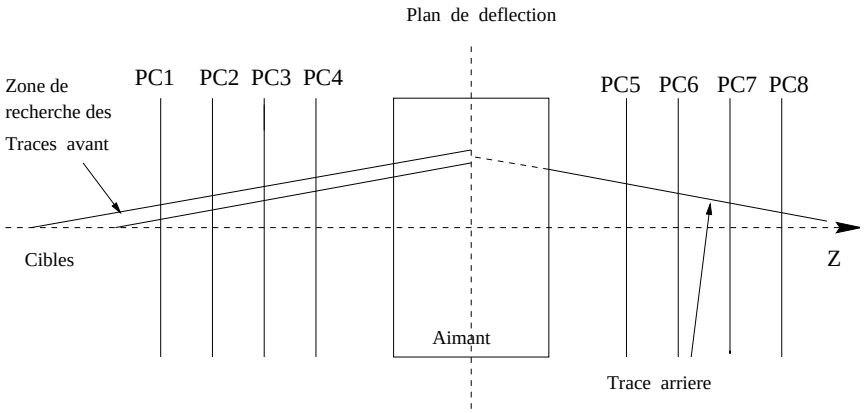


Figure 3.1: *Reconstruction des traces des muons .*

- l'angle polaire θ et l'angle azimutal φ, définis dans le référentiel de Collins-Soper ([COL77], référentiel du centre de masse du dimuon)
- l'impulsion transverse P_T du dimuon

Nous connaissons aussi la valeur de l'énergie transverse neutre E_{T0} de la collision, information donnée par le calorimètre électromagnétique.

Après la reconstruction des traces, de nouveaux critères de sélection leur sont appliqués de manière à ne conserver que les évènements les plus "propres" pour l'analyse finale.

On applique des coupures dites globales qui sont des coupures géométriques relatives à la reconstruction.

On ne garde ensuite que les évènements sans empilement et où il a été possible de reconnaître la ciblette touchée. Ces derniers rejets n'ont pas lieu pour les collisions deuton-noyau dans la mesure où ni le système de cible active ni le calorimètre electromagnétique n'était utilisé dans le dispositif expérimental. Nous décrirons pour les collisions deuton-noyau la méthode de rejet des évènements parasites.

3.2 Sélection des évènements.

3.2.1 Coupures géométriques sur les données.

Ces coupures appelées coupures globales ont pour but d'affiner la qualité des traces reconstruites.

Les conditions que nous imposons aux évènements reconstruits sont les suivantes (cf fig. 3.2):

- Dans le plan de la cible, la distance des traces avec l'axe du faisceau doivent être à une distance minimale de la cible (coupure DTARG).
- Dans le plan de déflection de l'aimant, nous exigeons que la distance entre les traces avant et arrière soit inférieure à une limite supérieure que l'on fixe (coupure DMAG).
- Puisque les traces déviées doivent rester dans un plan azimutal constant, la coupure DPHI impose un faible écart d'angle azimutal entre la trace avant et la trace arrière.

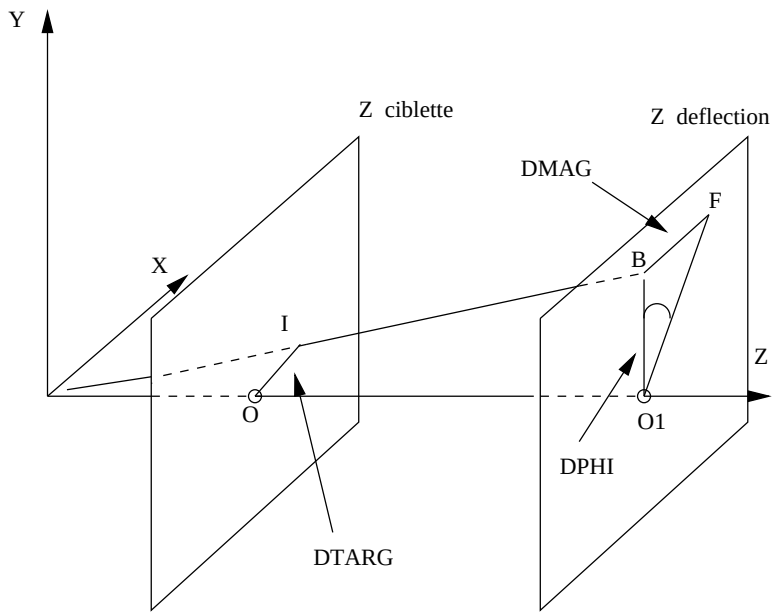


Figure 3.2: *Coupures géométriques .*

Les évènements qui ne répondent pas à ces critères de selection sont rejetés ainsi que ceux dont une des traces entre dans un secteur de fer de l'aimant.

3.2.2 Coupures d'empilement.

Pendant les 20 ns de la fenêtre d'analyse des photomultiplicateurs du calorimètre électromagnétique, un deuxième ion incident peut interagir dans la cible et polluer la mesure de l'énergie transverse; c'est ce que nous appelons empilement "interaction". Il faut rejeter ces évènements.

La méthode utilisée pour effectuer les coupures s'appuie sur deux types d'informations: d'une part la forme des signaux du calorimètre electromagnétique, d'autre part le nombre d'ions incidents présents dans la fenêtre de 20 ns et

reconnus par le détecteur de faisceau BH comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 2 (c'est l'empilement "faisceau").

3.2.3 Coupure cible et efficacité cible.

Lorsqu'un fragment résultant d'une première interaction dans la cible interagit à son tour, la mesure de l'énergie transverse peut être biaisée. Ces évènements doivent être rejetés.

Les ciblettes d'interaction, de même que les réinteractions, sont reconnues à l'aide d'un algorithme basé sur l'analyse des signaux ADC des scintillateurs de la cible active. Les évènements pour lesquels aucune ciblette n'a été reconnue sont aussi rejetés.

Sur la figure 3.3, on a représenté la courbe d'efficacité ϵ de reconnaissance des cibles en fonction de l'énergie transverse E_T. Cette courbe est obtenue grâce aux taux d'évènements qui ont été reconnus par le "système cible".

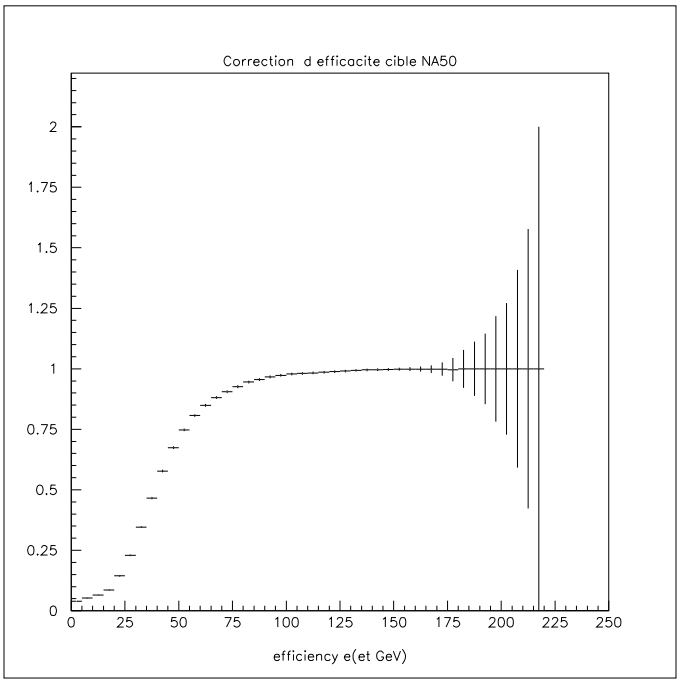


Figure 3.3: *Spectre d'efficacité cible en fonction de l'énergie transverse E_T (système Pb-Pb).*

Sa décroissance pour les petites valeurs de l'énergie transverse reflète la difficulté de l'algorithme à reconnaître la ciblette d'interaction pour les faibles multiplicités de particules chargées.

Si cela est nécessaire, nous corrigeons les résultats expérimentaux des effets

dûs à l'efficacité cible en fonction de l'énergie transverse.

3.3 Collisions deuton-noyau.

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les prises de données deuton-noyau ont été effectuées avec un faisceau de haute intensité (6.10^8 ions par bouffée). Dans ces conditions, le calorimètre electromagnétique et le système de cible active ont été enlevés de même que le BH (le comptage des deutons incidents est effectué par deux chambres à ionisation). Nous avons utilisé dans cette expérience des cibles de carbone et d'uranium épaisses non fragmentées.

Ainsi, les coupures cibles et d'empilement décrites précédemment ne peuvent pas être appliquées sur ces données. Afin de contrôler la pureté des évènements détectés, nous avons effectué des prises de données sans cible. Par la suite nous appelerons ces mesures "runs cible vide".

3.3.1 J/ψ parasites.

Pour les collisions d-C et d-U, le spectre en masse invariante révèle une "bosse" dans la région du continuum au delà de 2 GeV/c^2.

En étudiant la distribution des évènements en fonction de la position de leur vertex selon l'axe du faisceau (définie par la variable ZV) pour une masse comprise entre 2 et 3,5 GeV/c^2, on observe une production de dimuons pour des valeurs de ZV positives, en aval de la cible qui correspondent au début de l'absorbeur (nous avons vu dans le chapitre 2 que la position de la cible selon l'axe z du faisceau était à -45 cm de l'origine, ancienne position de la cible (expérience NA10), et le début de l'absorbeur à +40 cm).

La "bosse" observée correspond à des J/ψ produits sur l'absorbeur et mal reconstruits.

Comment supprimer cette source de J/ψ parasites?

Pour les collisions d-C, dans la bande de masse 2,0-3,5 GeV/c^2, nous avons étudié la distribution des évènements en fonction de la variable $P \times DTARG$ (appelée $PDTARG$) et de la position de leur vertex. Nous avons déjà présenté $DTARG$ comme étant la distance entre la trace d'un muon reconstruit et l'axe du faisceau dans le plan de la cible. Du fait de la diffusion multiple dans l'absorbeur, cette distance est inversement proportionnelle à l'impulsion P du muon. La distribution selon $P \times DTARG$ présente donc l'avantage d'être indépendante de P.

Il apparait sur ces distributions que les "vrais" J/ψ (Zvertex négatifs) et les J/ψ parasites (Zvertex positifs) ont des distributions en fonction de $PDTARG$ qu'il est possible de séparer.

Figure 3.4: *Spectre bidimensionnel Masse-position du vertex pour la région de masse du J/ψ (système d-C). On observe une "bosse" hors de la région cible qui correspond à l'entrée de l'absorbeur.*

On élimine les J/ψ parasites en rejetant les évènements pour lesquels la valeur de $PDTARG$ est supérieure à 3.

3.3.2 Région de basse masse ϕ et $\rho + \omega$.

Dans la région des basses masses ($0,8 < M < 1,2\ GeV/c^2$), le vertex est très large et la séparation en masse entre les évènements parasites et les vrais évènements est plus faible (cf figure 3.7).

La résolution expérimentale n'est pas suffisante pour évaluer l'efficacité de la coupure sur la variable $PDTARG$ (effectuée pour rejeter les J/ψ parasites) dans la région des basses masses.

La soustraction des "runs cible vide" est alors indispensable pour obtenir un lot dévènements non pollué de parasites.

Figure 3.5: *Distribution des évènements ($2 < M < 3,5\ GeV/c^2$) en fonction de la position du vertex.*

Figure 3.6: *Distribution des évènements en fonction de la position de leur vertex et de $PDTARG$, pour les masses comprises entre 2 et 3,5 GeV/c^2 (d-C).*

Figure 3.7: *Distribution des évènements en fonction de la position de leur vertex,* $0,8 < M < 1,2\ GeV/c^2$ *(d-C).*

Pour les données d-C et d-U, la soustraction de la "cible vide" est effectuée séparément pour les champ positifs et négatifs.

3.4 Signal et bruit de Fond.

3.4.1 Source des dimuons étudiés.

On peut séparer, sur le spectre en masse invariante des paires $\mu^+\mu^-$, trois régions (cf figure 3.8):

- les hautes masses ($M > 3\ Gev/c^2$).
- la région intermédiaire (Masse comprise entre environ 1,2 et 2,7 Gev/c^2).
- les basses masses ($0.5 < M < 1.2\ Gev/c^2$).

les hautes masses.

Cette région comprend 3 contributions. Les résonances charmées ψ et ψ' (3,1 Gev/c^2 et 3,7 Gev/c^2) et un continuum essentiellement produit par le processus Drell-Yan.

les masses intermédiaires.

Deux processus dominants contribuent à cette région: le Drell-Yan et la désintégration semileptoniques des mésons charmés D et $\overline{D}$.

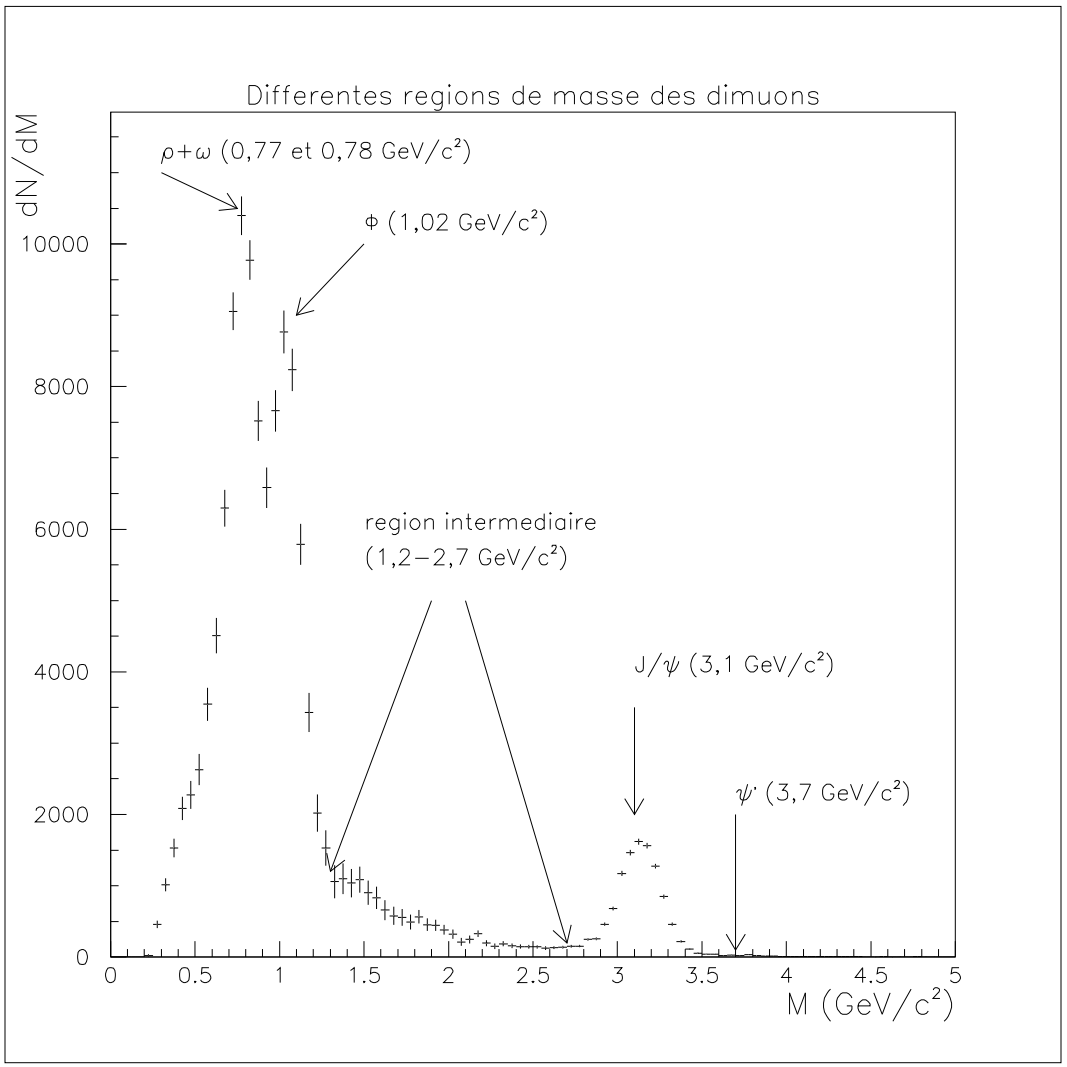


Figure 3.8: *Spectre en masse invariante des dimuons.*

les basses masses.

Au dessous de 1,1 Gev/c^2, trois résonances prédominent: le ϕ (1,1 Gev/c^2), le ρ et ω qui ont une masse voisine (0,77 et 0,78 Gev/c^2) et sont superposés dans le spectre en masse. En effet, d'une part le ρ est une résonance large, d'autre part le ω, résonance étroite est élargi par les effets d'appareillage (résolution d'environ 75 MeV/c^2). Il n'est donc pas possible de distinguer ces deux résonances.

Par ailleurs il existe un continuum qui est une superposition de toute une série de processus comme par exemple les résonances η ($\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$) et η' ($\eta' \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$).

S'ajoute à ces processus, dans toutes les régions de masse, un bruit de fond que nous allons maintenant décrire.

3.4.2 Le bruit de fond.

Le détecteur mesure une paire de muons dès qu'il a détecté simultanément dans des sextants différents deux muons satisfaisant séparément aux conditions de détection, et quelles que soient leurs charges.

Les paires mesurées de muons de signes différents peuvent donc avoir plusieurs origines, que l'on peut tenter de classifier suivant leur degré de corrélation:

- vraies paires corrélées, où les deux muons sont nécessairement produits simultanément, comme dans la désintégration des photons virtuels ou les désintegrations de Dalitz.

- pseudo paires corrélées résultant des désintégrations indépendantes de deux particules produites par paires. Lorsque les multiplicités de ces paires de particules sont faibles, les paires de muons correspondantes peuvent produire des contributions de paires essentiellement corrélées, comme la production de paires de muon par désintégration de paires $D\bar{D}$ qui contribue de facon importante au continuum que nous mesurons autour de 1.5 GeV/c^2.

- paires purement combinatoires résultant d'un appariement aléatoire entre muons produits par des mécanismes différents dans la même collision, voire entre collisions différentes si le taux d'interaction est suffisant pour rendre probables ces coincidences fortuites.

Ces combinaisons aléatoires sont également source de production de paires de même signe que nous détectons. Nous allons donc pouvoir utiliser ces paires pour évaluer le bruit de fond combinatoire présent dans les paires de signes différents mesurées.

De l'ordre de 200 particules chargées par unité de rapidité sont produites dans les collisions centrales S-U et 500 en Pb-Pb. Ces particules sont essentiellement des pions et des kaons, et sont responsables du bruit de fond, car elles peuvent se désintégrer en muon:

$K^+ \rightarrow \ \mu^+ + \overline{\nu}$ et $K^- \rightarrow \ \mu^- + \nu$.
$\pi^+ \rightarrow \ \mu^+ + \nu$ et $\pi^- \rightarrow \ \mu^- + \overline{\nu}$.

L'importance relative du bruit de fond combinatoire va augmenter avec la taille des ions ou l'énergie, car la probabilité des paires combinatoires va varier avec le carré de la multiplicité de ces mésons.

L'évaluation du bruit de fond combinatoire repose sur le fait que la multiplicité moyenne des paires mesurées dans des évènements présentant une distribution poissonnienne des éléments avec une valeur moyenne m, est simplement $m^2/2$

En effet le nombre de paires différentes dans un lot de N éléments est

$$< N_{paires} >= N(N-1)/2$$

En passant aux valeurs moyennes on peut écrire en développant:

$$< N_{paires} >= 1/2 \cdot (< N >^2 + Var(N) - < N >)$$

si la distribution est poissonnienne on a la variance $Var(N) =< N >$ et on obtient la relation précédente

$$< N_{paires} >=< N >^2 /2$$

Ce calcul peut être appliqué aux muons positifs, négatifs, où à l'ensemble des muons mesurés.

La multiplicité moyenne des paires de muons positifs N_{++} mesurées s'écrira donc en fonction de la distribution de multiplicités N_+ des muons mesurés:

$$< N_{++} >= (< N_+ >^2 + VAR(N_+) - < N_+ >)/2$$

et simplement

$$< N_{++} >=< N_+ >^2 /2$$

si cette distribution est poissonnienne.

Pour les paires de signe opposé il faut considérer une relation plus directe puisque l'on construit la paire à partir de deux ensembles différents, ce qui donne par définition:

$$< N^{+-} >=< N^+ >< N^- > + cov(N_+, N_-)$$

Si les nombres N_+ et N_- sont décorrélés, leur covariance est nulle et on a:

$$< N^{+-} >=< N^+ >< N^- >$$

Dans le cas de distributions de muons poissonniennes et sans corrélations entre nombre de muons de signes différents on a donc la relation [VAR87]

$$< N_{+-} >= 2\sqrt{< N_{++} >< N_{--} >} \qquad (3.1)$$

Cette formule, qui ne traite que le cas de nombres totaux de paires de muons, est aussi valide dans au moins un autre cas simple, quand d'une part $< N_- >$ (et $< N_+ >$) est assez grand pour que $< N_- > / < N_- >^2$ puisse être négligé tandis que d'autre part $< N_- >$ est proportionnel à $< N_+ >$. Cette situation est assez proche de celle des collisions S-U ou Pb-Pb faisant intervenir de grandes multiplicités de particules, et où les particules positives et négatives sont fondamentalement reliées par la conservation de la charge.

La liaison entre paires de muons de signe opposé et bruit de fond se complique lorsque l'on considère des régions limitées des variables cinématiques de la paire. En fait la relation précédente (3.1) n'est en général pas valable car il n'est pas évident de factoriser séparément en N_+ et N_- les expressions de N_{++}, N_{--} et N_{-+}. Par exemple en considérant les distributions en masse M_0:

$$dN_{+-}/dM_0 = N^{\mu}_{+-} \int f^+(x^+) f^-(x^-) \delta(M_0 - M(x^+, x^-)) dx^+ dx^-$$

$$dN_{++}/dM_0 = N^{\mu}_{++} \int f^+(x_1) f^+(x_2) \delta(M_0 - M(x_1, x_2)) dx_1 dx_2$$

$$dN_{--}/dM_0 = N^{\mu}_{--} \int f^-(x_1) f^-(x_2) \delta(M_0 - M(x_1, x_2)) dx_1 dx_2$$

$f^+(x)$ et $f^-(x)$ sont les distributions d'impulsion des muons acceptés. Contrairement au cas des nombres intégrés, l'existence d'une fonction δ sous l'intégrale interdit de factoriser ces intégrales, et donc de déduire la formule usuelle. Une façon de résoudre ce problème est de borner les distributions d'impulsion dans un domaine d'acceptance commun pour les rendre proportionnelles pour les deux signes de charge. Ceci sera développé dans le paragraphe suivant. Une autre solution consiste à revenir au principe même du fond et de réaliser des combinaisons aléatoires dans des distributions de muons ([PAP91],[JOU96]).

Par ailleurs, lorsque la multiplicité est faible, on ne peut plus considérer que les distributions sont nécessairement poissonniennes ni que $< N > / < N^2 >$ est petit: il faut apporter une correction à la formule précédente qui se traduit par un facteur multiplicatif R :

$$N^{+-} = 2R\sqrt{N^{++}N^{--}} \tag{3.2}$$

Pour les collisions p-U par exemple, la correction R a été mesurée expérimentalement et a pour valeur $1,25 \pm 0,05$ [LOU95]. En d-C et d-U, nous avons pris $R = 1$, car le bruit de fond dans ces expériences est en majeure partie dû a des combinaisons entre collisions différentes et donc entre muons absoluments décorrélés.

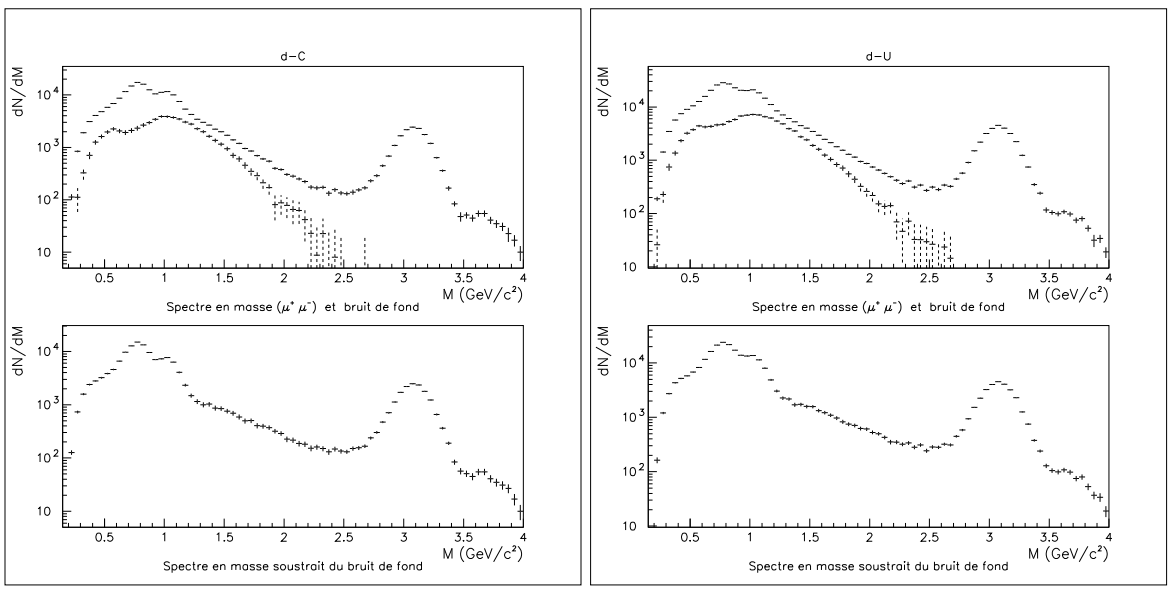


Figure 3.9: *En haut/ Spectre en masse des dimuons mesurés (de signe opposé) et le bruit de fond déduit des spectres de dimuons de même signe. En bas/ Signal restant après soustraction du bruit de fond. (système d-C et d-U) .*

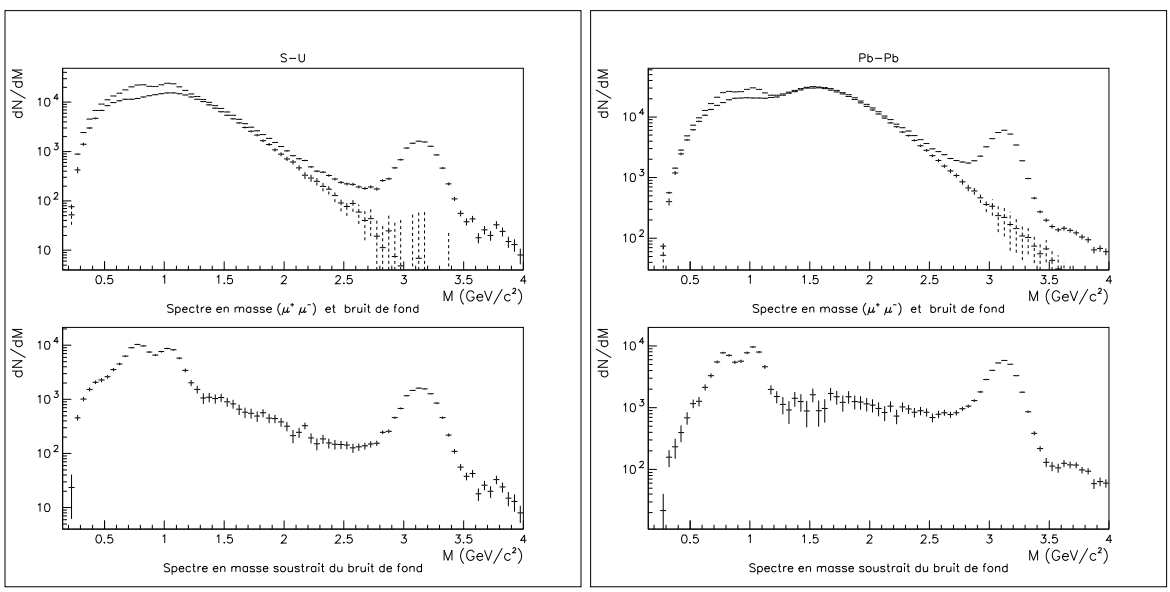


Figure 3.10: *En haut/ Spectre en masse des dimuons mesurés (de signe opposé) et le bruit de fond déduit des spectres de dimuons de même signe. En bas/ Signal restant après soustraction du bruit de fond. (système S-U et Pb-Pb) .*

3.4.3 La coupure image.

Pour un signe de champ magnétique donné, les μ^+ et μ^- ont un comportement différent. En champ + par exemple, les μ^+ ont une trajectoire convergente (c'est à dire qu'ils se rapprochent de la trajectoire du faisceau) tandis qu'elle est divergente pour les μ^-.

Afin d'avoir un même domaine d'acceptance, et donc des distributions très proches, pour les muons positifs et négatifs, on crée la trajectoire "image" de chaque muon, c'est à dire celle qu'il suivrait s'il avait le signe opposé. On rejette toutes les paires dont au moins un des muons "image" ne serait pas accepté par l'appareillage.

La coupure *image* consiste donc à rejeter toutes les traces des μ acceptées mais dont l'image ne le serait pas.

Les prises de données ont été réalisées pour les valeurs positives et négatives du champ magnétique (champ + et champ −). L'évaluation du bruit de fond est donc la somme des 2 lots de données, correspondant aux deux signes possibles du champ magnétique.

$$N^{+-} = 2R(\sqrt{N^{++}N^{--}})_{champ+} + 2R(\sqrt{N^{++}N^{--}})_{champ-} \tag{3.3}$$

Finalement, le nombre de paires de muons de signe opposé correspondant au signal est la différence entre N^{+-} total et l'expression précédente.

$$N^{+-}{}_{signal} = N^{+-}{}_{total} - 2R(\sqrt{N^{++}N^{--}})_{champ+} - 2R(\sqrt{N^{++}N^{--}})_{champ-} \tag{3.4}$$

le tableau ci dessous indique la valeur du rapport du nombre de paires $(\mu^+\mu^-)_{signal}$ au nombre de paires $(\mu^+\mu^-)_{total}$ pour les régions de masse du ϕ, du $\rho + \omega$ et de l'ensemble du domaine de masse $(0,5 < M_{\mu\mu} < 5.0\ GeV/c^2)$.

$signal/total$	$d-C$	$d-U$	$S-U$	$Pb-Pb$
$ToutM$ $(0,5 < M_{\mu\mu} < 5.0\ GeV/c^2)$	0.67	0.66	0.31	0.16
ϕ $(0,95 < M_{\mu\mu} < 1,1\ GeV/c^2)$	0,61	0.62	0.35	0.29
$\rho + \omega$ $(0,65 < M_{\mu\mu} < 0,85\ GeV/c^2)$	0.79	0.77	0.43	0.26

Rapport $N^{+-}_{signal}/N^{+-}_{total}$ pour différentes régions de masse.

Remarque: une des difficultés pour l'analyse des basses masses est l'importance du bruit de fond dans les régions étudiées (cf figures 3.9, 3.10 représentant

les contributions de paires de même signe ainsi que le bruit de fond en fonction de la masse).

3.5 Détermination des interactions parasites dans le détecteur de faisceau BH (données Pb-Pb 1995).

Les interactions des ions incidents avec le BH sont à l'origine d'environ 30% d'évènements parasites. Nous utilisons les détecteurs d'interaction BHI et BHIN ("BHI new"), placés derrière le BH, afin de reconnaître ces interactions, sachant que les plus nombreuses sont créees par des collisions périphériques où peu de particules sont produites.

Pour rejeter les évènements parasites, nous allons nous intéresser aux différentes informations fournies par les ADC et TDC des détecteurs et essayer de déterminer au plus juste des seuils permettant de caractériser les parasites.

3.5.1 Spectres ADC et TDC des BH interaction.

Pour réaliser cette étude, nous avons choisi un run pour lequel les trois plans du BH étaient dans l'axe du faisceau de façon à maximiser le nombre de triggers parasites (run 783 pour les données Pb-Pb de 1995).

Sur la figure 3.11 sont représentés les spectres bidimensionnels ADC-TDC des six détecteurs d'interaction. On peut remarquer que la corrélation entre les ADC et les TDC se décale vers les plus grandes valeurs du temps lorsque l'impulsion des particules est de plus faible amplitude. Ce décalage est dû à l'utilisation d'un discriminateur à seuil et non à fraction constante.

Les TDC des différents détecteurs d'intéraction ont été réglés de manière à observer le pic des parasites autour du canal 1000, ce qui correspond en temps à une valeur d'environ 24ns (4096 canaux pour 100ns). Ce réglage est effectué dans le but d'analyser les évènements fortuits dans une fenêtre de $\pm$20 ns de part et d'autre des "vrais" évènements parasites (ces 20 ns correspondent au temps d'ouverture de la fenêtre d'analyse de l'expérience).

On garde les évènements situés dans les 21 ns qui précèdent le pic. Ce sont des fortuits mais qui auraient pu être suivis d'un "vrai" parasite.

On peut estimer le nombre moyen de fortuits en considérant les évènements dont les valeurs de TDC sont compris entre les canaux 2000 et 4000 (plage en temps des TDC supérieure aux 20 ns de la fenêtre d'analyse). Pour 20000 triggers sans parasites, nous avons, par tranche de 100 canaux, environ 60 évènements fortuits pour le BHI et 45 pour le $BHIN$ que nous rejetons indument (environ 4% dans la fenêtre de $\pm$ 20 ns).

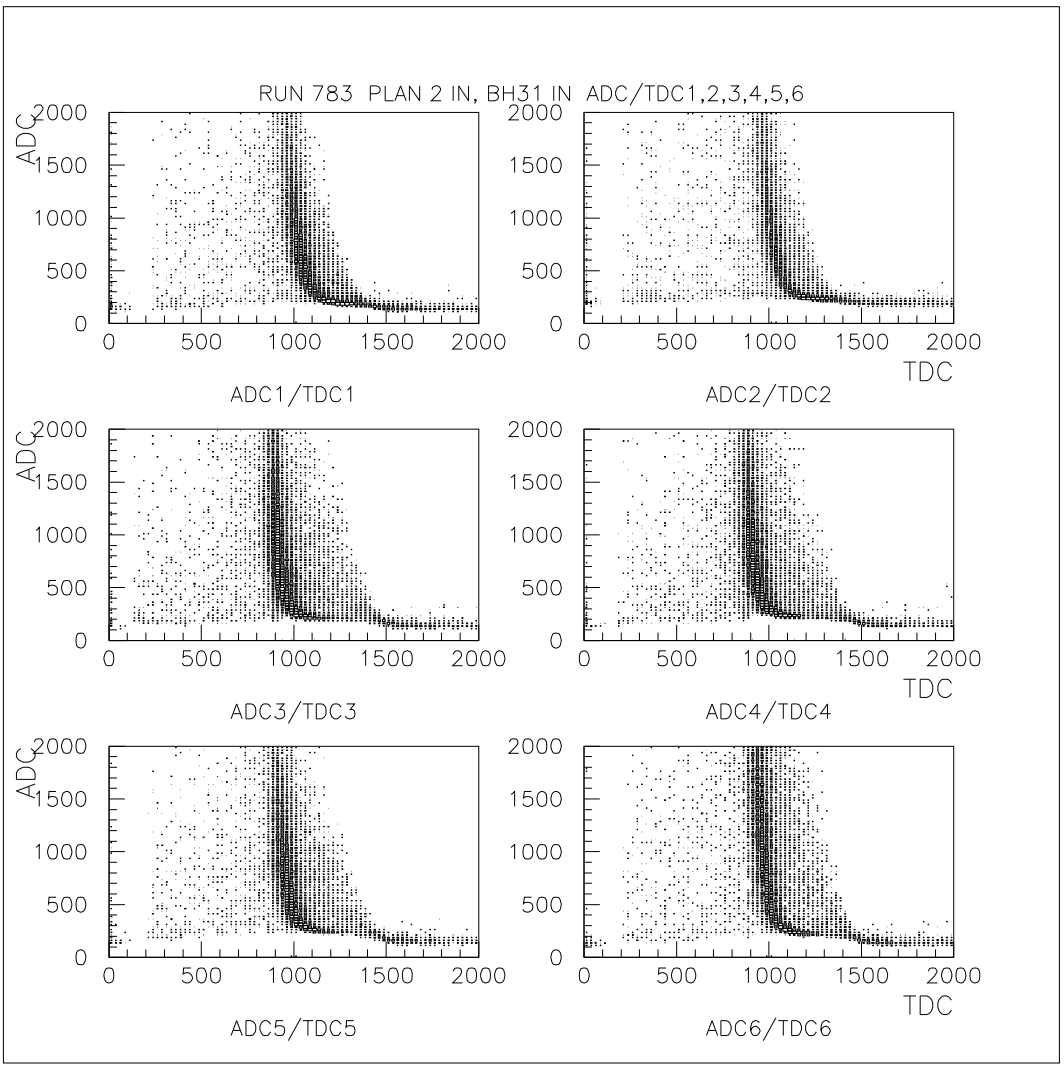


Figure 3.11: *Spectres ADC-TDC des BHI 1,6.*

3.5.2 Conditionnement des spectres ADC par les TDC.

La plupart des triggers obtenus sont des triggers sans parasite. Ces événements sont situés dans le piedestal des spectres ADC des détecteurs d'interaction.

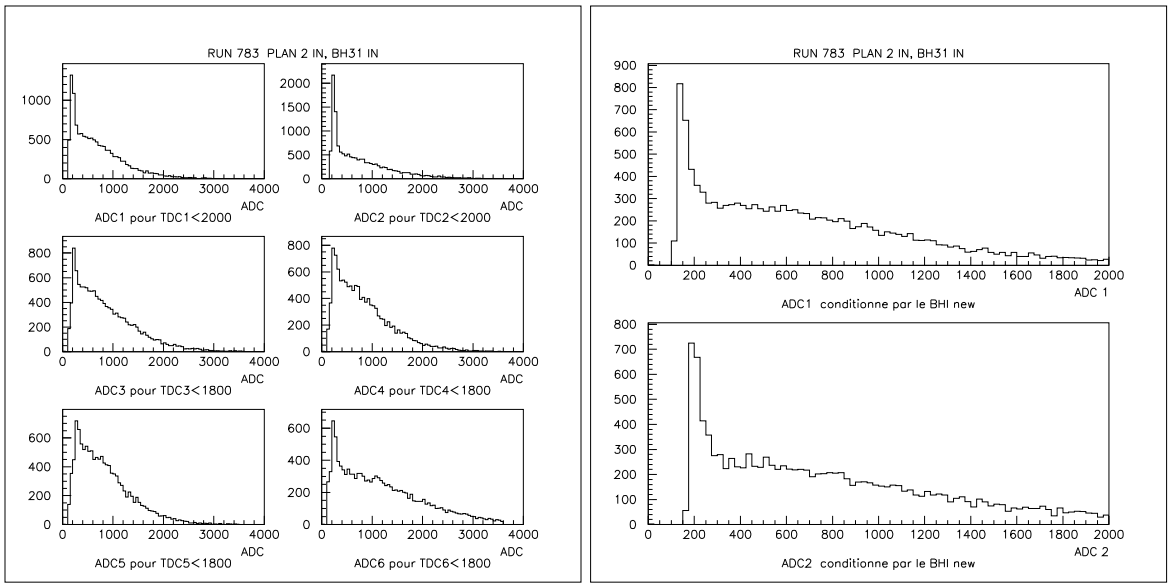


Figure 3.12: *a/ Spectres ADC pour une coupure* $TDC1,2 < 2000$ *et* $TDC3,4,5,6 < 1800$. *b/ ADC 1 et 2 conditionnés par les TDC3,4,5 et 6*
.

Afin de savoir s'il est possible de séparer sur ces spectres les évènements "propres " des évènements parasites, on s'est intéressé au conditionnement des ADC par les TDC en prenant une coupure en TDC qui correspond à la plage de 20 ns de la fenêtre d'analyse ($0 < TDC1,2 < 2000$ pour le BHI et $0 < TDC3,4,5,6 < 1800$ pour le BHIN).

La figure 3.12 présente, à gauche, les six spectres ADC conditionnés par la coupure sur leur TDC et à droite, les spectres ADC des BHI 1 et 2 conditionnés par les TDC du $BHIN$ (mis en coïncidence deux à deux).

On constate sur ces figures que les spectres ADC, conditionnés par leur TDC correspondants ou par ceux des autres détecteurs, ne permettent pas de séparer les signaux de faibles amplitudes du piedestal donné par les évènements sans parasites et les fortuits.

Nous décidons alors de ne travailler qu'avec les TDC.

3.5.3 Corrélation entre les BHI et le spectre $E_T - E_{ZDC}$.

Par leurs effets sur les informations des autres détecteurs, on peut également caractériser les interactions dans le BH. En effet, nous allons utiliser la correlation entre l'énergie transverse E_T et l'énergie mesurée par le ZDC pour affiner nos coupures sur les spectres TDC.

Pour des évènements non pollués de parasites, la corrélation $E_T - E_{ZDC}$ suit une ligne de type:

$$E_T = a - b \cdot E_{ZDC}$$

En effet, l'énergie transverse mesurée par le calorimètre est proportionnelle au nombre de nucléons Np participant à la collision:

$$E_T = qN_p$$

avec q dépendant du paramètre d'impact de la collision, de la géométrie du détecteur,de la rapidité et de la multiplicité des particules produites.

Le ZDC mesure l'énergie des nucléons spectateurs de la collision, dans l'axe du faisceau. En négligeant toutes les fluctuations ainsi que la transparence nucléaire, on peut écrire:

$$E_{ZDC} \propto (A - N_p) \cdot E_{in}$$

avec E_{in}, énergie incidente des nucléons (158 GeV/c), et A le nombre de masse du projectile.

On en déduit la relation entre E_T et E_{ZDC}.

$$E_T \propto q(A - E_{ZDC}/E_{in}) \ = a - b \cdot E_{ZDC}$$

Les évènements parasites apparaissent pour les petites énergies du ZDC (interactions hors de l'axe du faisceau; une partie des fragments peut être perdue) et les petites valeurs de l'énergie transverse (les interactions détectées par les BHI donnent des petites valeurs de E_T, ainsi que les évènements produits par interaction avec le préabsorbeur en BeO qui donnent des valeurs de E_T calculées avec un angle plus petit que l'angle réel).

On définit sur le spectre $E_T - ZDC$ deux régions d'étude ((cf fig.3.13):

- une région hors parasite : $(-0.2 \cdot ZDC + 450) < Et$ et $Et > 100$.

  Dans cette région, la distribution des évènements suit la paramétrisation précédente (triggers que l'on veut conserver).

- une région parasite : $(-0.15 \cdot ZDC + 220) < Et < (-0.2 \cdot ZDC + 450)$ et $Et > 100$.

Sur ces deux régions, nous allons essayer d'affiner nos coupures sur les TDC en regardant comment l'une des régions se dépeuple au profit de l'autre et réciproquement.

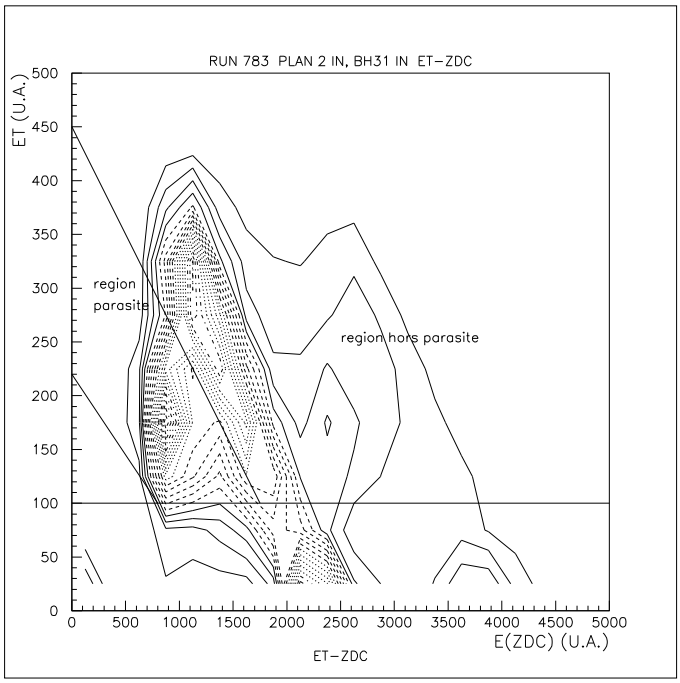


Figure 3.13: *Spectre bidimensionnel $E_T - E_{ZDC}$ non conditionné, avec les limites des deux régions considérées (parasite et hors parasite). Les échelles en E_T et E_{ZDC} ainsi que l'origine 0 sont arbitraires.*

Variable NPARAS.

Nous allons par la suite définir deux variables NPARAS1 pour le BHI et NPARAS2 pour le BHIN qui caractérisent les évènements parasites. La séparation de ces deux variables permet de voir les informations supplémentaires qu'apporte le BHIN par rapport au BHI.

NPARAS1 repose sur la coïncidence entre BHI1 et BHI2 en considérant les évènements compris entre:

$0 < TDC1 < TDCcut$ et $0 < TDC2 < TDCcut$ (avec TDCcut variable, $NPARAS1 = 1$ lorsqu'une coïncidence est réalisée entre BHI1 et BHI2)

NPARAS2 résulte de la mise en coïncidence de deux détecteurs du BHIN.

On s'intéresse à l'évolution du nombre de parasites dans la région parasite (pour $NPARAS1 = 1$) et du nombre d'évènements "propres" ($NPARAS1 = 0$) dans la région hors parasite en fonction de la valeur de $TDCcut$.

Dans le tableau suivant sont résumés les résultats obtenus en fonction de la coupure $TDCcut$. Les évolutions du nombre de coups en % pour la colonne de gauche correspondent aux parasites de la région parasite ($NPARAS1 =$

1) tandis qu'à droite figurent les évènements de la région hors parasite pour lesquels $NPARAS1 = 0$.

$TDCcut\ 1,2$	$Parasite$	$H.\ parasite$
$1900 \rightarrow 1800$	-0.04%	$+0.36\%$
$1800 \rightarrow 1700$	-0.06%	$+0.37\%$
$1700 \rightarrow 1600$	-0.1%	$+0.42\%$
$1600 \rightarrow 1500$	-0.22%	$+0.63\%$
$1500 \rightarrow 1400$	-0.32%	$+1.00\%$
$1400 \rightarrow 1300$	-0.70%	$+1.20\%$

La variation du nombre d'évènements dans la région parasite est faible. En revanche le gain d'évènements dans la région hors parasites semble s'accroître à partir de la coupure faite au canal 1500 pour les TDC1 et 2.

La même étude faite avec les BHI3,4,5 et 6 en effectuant des coïncidences deux à deux, nous amène à faire une coupure en TDC à 1200 (TDC3 ,4,5,6).

Pour le run 783 et avec les coupures précédentes ($0 < TDC1,2 > 1500$ et $0 < TDC3,4,5,6 < 1200$), nous pouvons déterminer le taux de triggers parasites pour les deux variables NPARAS1 et 2:

- $NPARAS1 = 1 \rightarrow 32\%$ de triggers parasites
- $NPARAS2 = 1 \rightarrow 35,5\%$ de triggers parasites

L'utilisation du BHIN augmente l'efficacité de détection des parasites du BHI.

Une coïncidence entre deux des six détecteurs, qui définit la variable NPARAS, donne un taux de parasites de 37%.

On peut voir sur la figure 3.14 l'effet de la suppression des triggers parasites ($NPARAS = 1$) sur le spectre $E_T - E_{ZDC}$. Il ne reste au final que 2,5% de triggers parasites (260 pour 9970 évènements provenant de la cible) qui seront supprimés par l'algorithme cible.

Remarque: afin de trouver une expression de NPARAS décrivant de façon plus précise la distribution des parasites et permettant de diminuer un rejet trop important d'évènements fortuits, nous avons aussi testé deux autres paramétrisations de NPARAS1 et 2 combinant TDC et ADC (cf figure 3.15). Mais les résutats obtenus avec ces paramétrisations ou avec une expression simple du NPARAS , dépendant seulement des TDC, sont très peu différents (différences inférieures à 0,6%).

Pour différents types de runs, le tableau suivant donne le taux de triggers parasites pour $NPARAS = 1$.

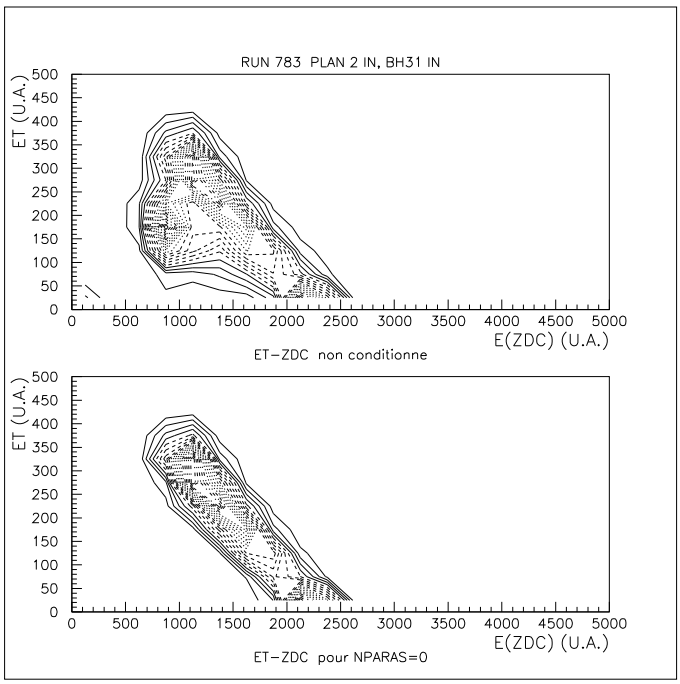


Figure 3.14: *Comparaison du spectre $E_T - E_{ZDC}$ non conditionné (en haut) au même spectre après rejet des évènements parasites détectés par les BHI (en bas).*

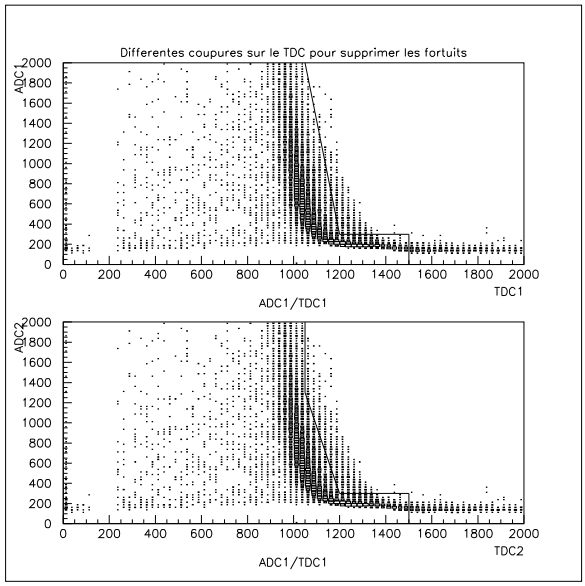


Figure 3.15: *Exemples de différentes paramétrisations du domaine définissant les évènements parasites vus par les BHI.*

Run	Remarque	$NPARAS = 1$
515	run standard	$\approx 25\%$
783	3 plans du BH	$\approx 37\%$
514	cible vide	$\approx 50\%$
499	pas de calorimètre (pas de BeO)	$\approx 15\%$

Le run standard correspond à une prise de donnée pendant laquelle sont utilisés la cible, le calorimètre électromagnétique (avec le préabsorbeur de BeO) et le plan 1 du BH.

L'augmentation d'un facteur 2 du taux de parasites pour les runs "cible vide" est dûe au nombre important d'interactions entre les ions Pb et le préabsorbeur d'oxyde de bérylium.

Inversement, lorsque le calorimètre électromagnétique et le préaborbeur sont retirés, ce taux de parasites décroît.

Comme le montrent les valeurs du tableau, les évènements parasites détectés ne sont donc pas seulement produits par les interactions dans le BH.

3.6 Bilan des différentes coupures effectuées sur les données.

Pour les systèmes d-C, d-U, S-U et Pb-Pb, nous avons résumé dans le tableau suivant les nombres d'évènements reconstruits, d'évènements après sélection (pour l'ensemble du domaine de masse mais aussi pour la région de masse du ϕ (0,95-1,1 GeV/c^2) et du $\rho+\omega$ (0,65-0,85GeV/c^2)) ainsi que la valeur du rapport $N^{+-}_{signal}/N^{+-}_{total}$.

Collision	d-C	d-U	S-U	Pb-Pb
$N_{\mu\mu}$(rec.)	603006	1057995	2256780	23972440
$N_{\mu\mu}$(sel.) $0 < M < 5\ GeV/c^2$	301573	549239	708298	1905928
$signal/total$	0,67	0,66	0,31	0,16
$N_{\mu\mu}$(sel.) ϕ	21316	38457	24644	29121
$signal/total$	0,61	0,62	0,35	0,29
$N_{\mu\mu}$(sel.) $\rho+\omega$	50830	83077	35503	27201
$signal/total$	0,79	0,77	0,43	0,26

Nous venons de voir dans ce chapitre l'ensemble des sélections effectuées sur les données expérimentales reconstruites (sélection des traces, soustraction du bruit de fond, coupures sur les évènements parasites ...).

Traitement et sélections des données.

C'est à partir des ces lots d'évènements sélectionnés et "nettoyés" de toute contamination parasite que nous allons effectuer l'analyse des données qui va suivre.

Chapitre 4

Méthode et analyse des données NA38 et NA50.

Les distributions expérimentales de masse invariante, obtenues après sélection des évènements, montrent les résonances ϕ, ρ et ω qui se superposent à un continuum. Afin de séparer et quantifier la contribution des différentes composantes du spectre en masse, nous avons recours à des simulations qui tiennent compte des effets de l'appareillage et qui permettent d'évaluer l'acceptance du dispositif expérimental dans les régions de masse des résonances.

Nous allons détailler dans ce chapitre les différentes étapes de l'analyse des particules de basses masses (simulations, ajustements aux distributions expérimentales) pour les données d-C, d-U, S-U (NA38) et Pb-Pb (NA50).

4.1 Simulations des différentes composantes.

Dans notre analyse nous simulons quatre composantes qui sont les résonances ϕ, ρ et ω ainsi que le continuum. Pour chaque contribution, le programme DIMUJET génère des paires $\mu^+\mu^-$ et simule l'impact des muons dans les chambres du spectromètre.

Les caractéristiques cinématiques des dimuons générés sont données par six variables indépendantes à partir desquelles les impulsions individuelles des muons sont calculées.

Nous avons considéré dans notre étude les variables cinématiques suivantes:

- la masse M du dimuon
- sa masse transverse M_T ($M_T = \sqrt{M^2 + P_T^2}$)
- sa rapidité Y
- l'angle azimutal φ^* et le cosinus de l'angle polaire θ^* d'un des muons dans le référentiel du centre de masse du dimuon (Collins-Soper [COL77]).

- L'angle azimutal de la paire $\mu^+\mu^-$ qui a une distribution plate compte tenu de la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau.

Après la génération des différentes composantes, les trajectoires des muons sont reconstruites par le programme servant à la reconstruction des données expérimentales (DIMUREC).

Remarque: Les programmes DIMUJET, DIMUREC ainsi que le programme de relecture des données reconstruites (RELMIC) sont des logiciels de base du traitement des données NA38 et NA50. Dans notre analyse, nous avons modifié DIMUJET pour les besoins de nos simulations et adapté RELMIC ([THI92]) pour les corrections des distributions cinématiques simulées et le calcul des acceptances.

Nous allons présenter les différentes paramétrisations que l'on utilise pour générer les variables cinématiques des dimuons.

4.1.1 Distributions en masse.

Le continuum.

Le continuum résulte de plusieurs processus de création de paires $\mu^+\mu^-$ comme le Drell-Yan, la désintégration des $D\overline{D}$, la désintégration de Dalitz du η (pour les basses masses).

Nous n'avons pas simulé individuellement toutes ces contributions mais utilisé un continuum phénoménologique dont la paramétrisation est semblable résultant de l'observation de l'invariance d'échelle en fonction de $\sqrt{\tau}$ ($\sqrt{\tau} = M/\sqrt{s}$, [LYO81]) de la production des paires de muons :

$$dN/dM = \frac{1}{M^3} \cdot e^{-M/0.9}$$

Les résonances.

Les distributions en masse des résonances ϕ, ρ et ω sont paramétrisées par des fonctions de Breit-Wigner classiques:

$$BW(M_{\mu\mu}) = \frac{{\Gamma_R}^2/4}{(M_R - M_{\mu\mu})^2 + {\Gamma_R}^2/4}$$

où M_R et Γ_R sont respectivement la masse et la largeur naturelle de la résonance (les valeurs sont données dans le tableau suivant).

Resonances	$M\ (MeV)$	$\Gamma\ (MeV)$	*R. de branchement*$(\mu^+\mu^-)$
ρ	768.3 ± 0.5	141.1 ± 2.9	$4.60.10^{-5}$
ω	781.95 ± 0.14	8.43 ± 0.10	$7.30.10^{-5}$
ϕ	1091.41 ± 0.01	4.41 ± 0.07	$2.48.10^{-4}$

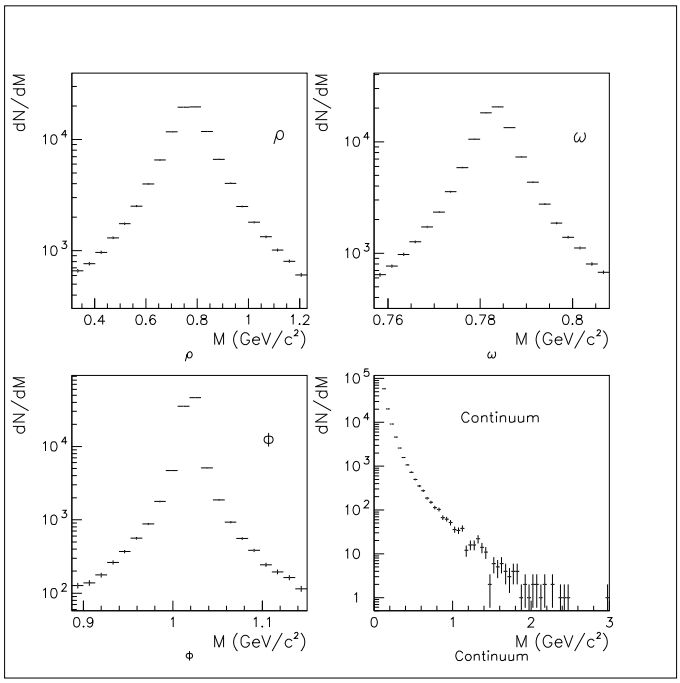


Figure 4.1: *Distributions en masse générées pour les résonances et le continuum.*

4.1.2 Distributions en rapidité.

Dans le centre de masse de la collision, la distribution en rapidité Y^* utilisée pour la génération est une gaussienne centrée sur 0 et est commune à chaque composante.

$$dN/dY^*_{\mu\mu} = exp - (\frac{Y^{*2}_{\mu\mu}}{2\sigma^2}) \; et \; \sigma = 1.4$$

La valeur de σ avait été déterminée pour des distributions de π dans des collisions p-Pt et S-Pt (NA34,[VAS89]).

L'acceptance expérimentale en rapidité correspond à l'intervalle $0 \leq Y^* \leq 1$ (centre de masse). Pour tenir compte des effets d'appareillage et notamment la résolution, la simulation est effectuée dans un domaine plus large de rapidité : $-1 < Y^* < 2$.

4.1.3 Distributions en masse transverse.

L'étude des distributions des particules produites lors de la collision en fonction de leur impulsion transverse P_T montre une dépendance par rapport à la masse de la particule considérée [KIN78]. En revanche ces distributions, représentées en fonction de la masse transverse M_T ($M_T = \sqrt{M^2 + P_T^2}$), peuvent être assez bien décrites par des fonctions logarithmiques simples proportionnelles à

$exp(-M_T/T)$ indépendantes de la masse.

De plus, l'étude des pentes inverses T de ces distributions, que l'on assimile généralement à des températures, fournit des informations que l'on peut comparer à celles données par les modèles de thermalisation et d'expansion du système; les déviations éventuelles par rapport à ces modèles sont alors immédiates pour des distributions représentées en fonction de la masse transverse.

Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser dans notre analyse la variable M_T et le traitement des données (calculs d'acceptance, extraction des résonances sur le spectre en masse) sera effectué par intervalle de masse transverse.

Il existe plusieurs possibilités pour paramétriser les distributions en masse transverse:

- Hagedorn ([HAG83]) avait proposé que pour un système thermalisé, cette distribution pouvait s'écrire :

  $$dN/dM_T \propto M_T^2 \cdot K_1(M_T/T)$$

  avec K_1 qui est une fonction de Bessel modifiée.

  On peut rappeler que $K_n(x)$ s'écrit:

  $$Kn(x) = (\frac{\pi}{2x})^{1/2} \cdot e^{-x} \cdot [1 + \frac{(4n^2-1)}{8x} + \frac{(4n^2-1)(4n^2-3^2)}{(2!(8x)^2)} + \ldots]$$

- Pour des masses de résonance M_R très supérieures à la température ($M_R/T \gg 1$), on peut faire l'approximation suivante:

  $$dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \cdot e^{-(M_T/T)}$$

- De nombreux auteurs ont conclu à une invariance d'échelle en M_T en s'appuyant sur la paramétrisation:

  $$dN/dM_T \propto M_T \cdot e^{-(M_T/T)}$$

C'est la paramétrisation d'Hagedorn utilisant la fonction de Bessel modifiée que nous avons choisie pour générer les résonances et le continuum.

La valeur de la température de génération est choisie arbitrairement, tout en essayant de rester proche de valeurs déterminées dans d'autres analyses, et est commune aux différentes composantes (pour les collisions deutons et soufre, $T = 180MeV$ et en plomb, $T = 230MeV$).

La génération en M_T pour les différentes composantes est effectuée pour des valeurs de $M_T \geq M_{composante}$.

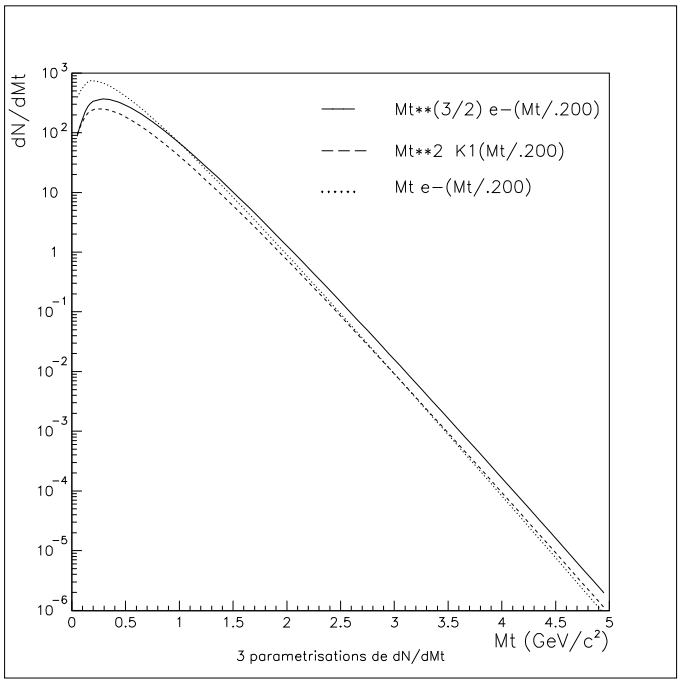


Figure 4.2: *Distributions en M_T obtenues pour différentes paramétrisations à partir d'une même température (200 MeV).*

4.1.4 Distributions en cosθ et en φ.

Dans le référentiel du centre de masse du dimuon (référentiel de Collins-Soper), nous prenons pour toutes les composantes, une distribution de l'angle azimutal φ^* uniforme entre 0 et 2π:

$$dN/d\varphi^* \; = \; cste \qquad\qquad 0 \leq \varphi^* \leq 2\pi$$

On considère que la désintégration des mésons vecteurs ϕ, ρ et ω en paires $\mu^+\mu^-$ est isotrope dans le référentiel du dimuon. On choisit donc une distribution en cosθ^* uniforme.

$$dN/dcos\theta^* = cste \text{ pour les résonances}$$

Le continuum résulte de plusieurs mécanismes de création de paires $\mu^+\mu^-$ autres que les résonances etudiées ici, notamment le Drell-Yan (annihilation $q\overline{q}$).

Différentes expériences (notamment NA10) ont montré que sa distribution angulaire était de la forme:

$$dN/dcos\theta^* = 1 + cos^2\theta^*$$

Expérimentalement, le détecteur a une acceptance comprise entre $-0.5 \leq cos\theta^* \leq 0.5$. De même que pour la génération en rapidité, la simulation en cosθ^* est réalisée sur un domaine plus large compris entre -1 et 1.

4.2 Ajustement des distributions simulées aux distributions expérimentales (M_T,Y).

Les distributions cinématiques en masse transverse et en rapidité, utilisées dans notre simulation, ont été choisies identiques pour les quatre composantes. Nous devons comparer puis ajuster leurs distributions simulées (M_T et Y), après reconstruction des évènements générés, aux distributions expérimentales.

Pour effectuer cette comparaison, les distributions expérimentales (M_T et Y) doivent être prises pour des tranches de masse correspondantes aux résonances étudiées.

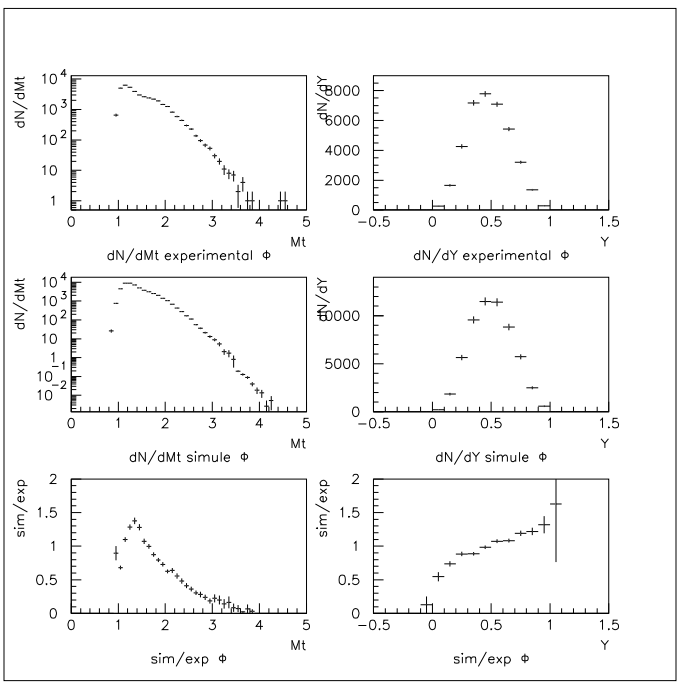


Figure 4.3: *Exemple dans le cas du ϕ (d-U) de distributions en M_T et Y simulées (après reconstruction) et expérimentales et de leurs rapports .*

Le ρ est une résonance large dont la masse est voisine de celle du ω. De plus la résolution expérimentale élargit la forme de leur distribution en masse empêchant leur séparation. Pour ces deux résonances, nous devons donc utiliser les distributions correspondantes à une même région de masse.

Les bandes de masse associées au ϕ et au $\rho + \omega$ sont les suivantes:

- ΔM_{ϕ} : 0,95-1,1 GeV/c^2.
- $\Delta M_{\rho+\omega}$: 0,65-0,85 GeV/c^2.

Les simulations du continuum selon M_T et Y peuvent être comparées aux distributions expérimentales pour des bandes de masse où les résonances ne sont pas présentes (au delà de environ 1,2 GeV/c^2).

Pour la résonance ϕ du système d-U, la figure 4.3 présente les comparaisons en M_T et Y des distributions simulées (après reconstruction, c'est à dire avec les effets d'appareillage) et expérimentales. Les rapports de ces distributions montrent que notre simulation ne reproduit pas convenablement les données expérimentales.

Nous allons présenter les fonctions, en rapidité et masse transverse, qui vont nous permettre de corriger les distributions simulées.

4.2.1 Distribution en rapidité.

La fonction utilisée pour corriger la distribution initiale en rapidité est aussi une gaussienne du type:

$$dN/dY|_{correction} = e^{-(a \cdot Y^2)}$$

avec le paramètre a qui doit être ajusté selon la composante étudiée.

Finalement, la distribution initiale corrigée a la forme suivante:

$$dN/dY|_{corrigee} = e^{-(Y^2/2\sigma^2)} \cdot e^{-(a \cdot Y^2)}$$

avec $\sigma = 1.4$

La correction apportée modifie donc la largeur de la gaussienne initiale qui devient:

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\sqrt{1+2a\sigma^2}}$$

Remarque: Pour des particules de faibles masses (π, K ...), les distributions en rapidité suivent les déplacements du centre de masse de la collision lorsque l'on change l'assymétrie projectile-cible. En toute rigueur, ceci devrait nous amener à considérer, pour les résonances ϕ, ρ et ω, des rapidités moyennes Y différentes selon les collisions étudiées (typiquement dans le référentiel du laboratoire, $Y \approx 2,5$ pour S-U, $Y \approx 2$ pour d-C et $Y \approx 1,5$ pour d-U).

Les distributions en Y que nous avons utilisées dans notre analyse ne tiennent pas compte de ces déplacements, par conséquent les déformations que nous appliquons à la forme initiale ne sont directement traduisibles en terme d'élargissement ou rétrécissement de la distribution en rapidité.

Cependant l'objectif que nous poursuivons à travers cette correction n'est pas l'étude des distributions en rapidité mais une mise en accord locale (dans la région de sensibilité expérimentale $0 < Y^* < 1$) des distributions simulées et expérimentales afin d'éviter d'éventuels biais dans le calcul de l'acceptance moyenne (a postériori, les acceptances calculées étaient peu sensibles aux corrections apportées).

Comme nous restons dans le cadre d'une génération indépendante en M_T et Y, la manière dont on traite une variable n'a pas d'effet direct sur les autres. Finalement seule compte la forme utilisée dans la région de sensibilité expérimentale tandis que la distribution choisie importe peu en dehors de cette région.

4.2.2 Distribution en masse transverse.

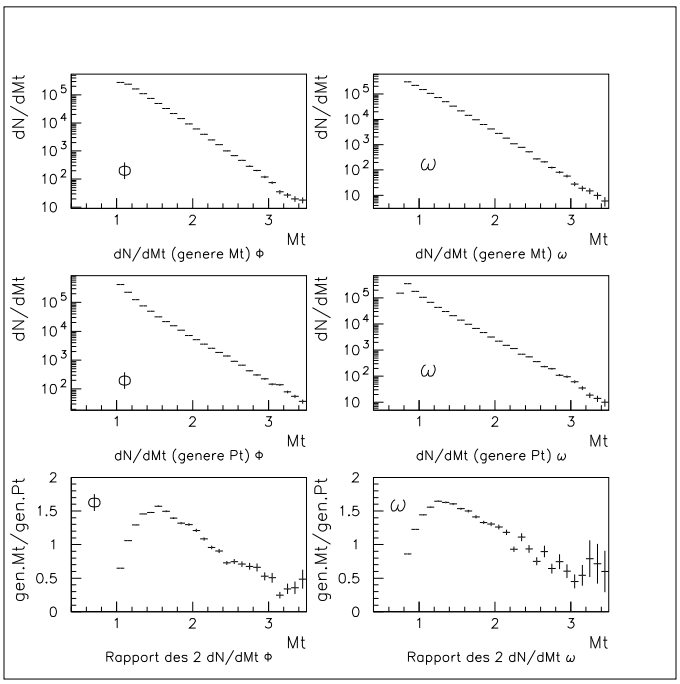


Figure 4.4: *Comparaison de distributions en M_T obtenues pour le ϕ et le ω, en partant d'une distribution "source" soit en P_T, soit en M_T.*

Avant d'avoir commencé un traitement des données en fonction de la masse transverse M_T, il était intéressant de comparer les différences éventuelles que pouvaient entrainer des générations d'évènements pour les variables M_T et l'impulsion transverse P_T (P_T étant la variable habituellement choisie pour les précédentes analyses de la collaboration).

Les distributions en P_T s'expriment de la manière suivante:

$$dN/dP_T \propto P_T \cdot e^{-cP_T}$$

avec le terme c dépendant de la masse M de la particule et dont la paramétrisation est déduite de résultats obtenus pour d'autres mesures de dimuons ([BRA77]):

$$c = 0.728 + \frac{6.342}{M+1.29}$$

A partir de la masse de la particule étudiée et des valeurs de P_T obtenues avec la fonction précédente, nous pouvons en déduire des distributions en M_T (avec la relation $M_T = \sqrt{P_T^2 + M^2}$).

Nous avons donc comparé deux types de distribution de masse transverse, celle dont la génération est faite selon P_T (puis ramenée en M_T) et celle que nous avons utilisée pour l'analyse et dont on rappelle la forme:

$$dN/dM_T \propto M_T^2 \cdot K_1(M_T/T)$$

La figure 4.4 montre les deux distributions (pour les résonances ϕ et ω) ainsi que leur rapport (génération en M_T/génération en P_T). Dans cet exemple la pente inverse de génération prise pour la paramétrisation d'Hagedorn est de 200 MeV.

Nous avons constaté que la forme de ce rapport était proche de celle obtenue en comparant nos distributions simulées en M_T avec les distributions expérimentales correspondantes. On donc ajusté ce rapport par une fonction dépendante à la fois de la masse et de la température T (avec T dépendant de la masse) et dont l'inverse définit la fonction de correction de nos distributions simulées en M_T.

$$F_{correction}(M_T, M, T) = 1./(\frac{e^{-c(M)P_T}}{M_T K_1(M_T/T)})$$

4.2.3 Méthode de correction.

Nous avons deux possibilités pour appliquer nos corrections sur les distributions en M_T et Y.

La première consiste à corriger les distributions "sources" avant les effets d'appareillage et relancer le processus de génération et de reconstruction des évènements pour les différentes composantes (cela prendrait un temps considérable pour accumuler une statistique importante, surtout dans le cas où les corrections nécessiteraient de nouvelles modifications).

Une autre méthode nous permet de conserver l'ensemble de la statistique obtenue après la première génération.

Nous connaissons pour l'ensemble des évènements (c'est à dire l'ensemble des dimuons qui après génération ont été acceptés par le détecteur) les valeurs de leurs variables cinématiques avant (variables "sources") et après (variables "mesurées") leur détection.

Les différences qui existent entre ces valeurs sont dûes aux effet de résolution.

La correction est faite pour chaque évènement en lui affectant un poids $W_E(M, M_T, Y)$ égal au produit des fonctions de correction que l'on vient de décrire. Ces fonctions ont été déterminées à partir des variables mesurées , mais le poids est calculé à partir des valeurs des variables "sources". Du fait de la bonne résolution du détecteur, une seule itération suffit pour corriger le rapport R entre distribution simulée (pour les variables mesurées) et distribution expérimentale.

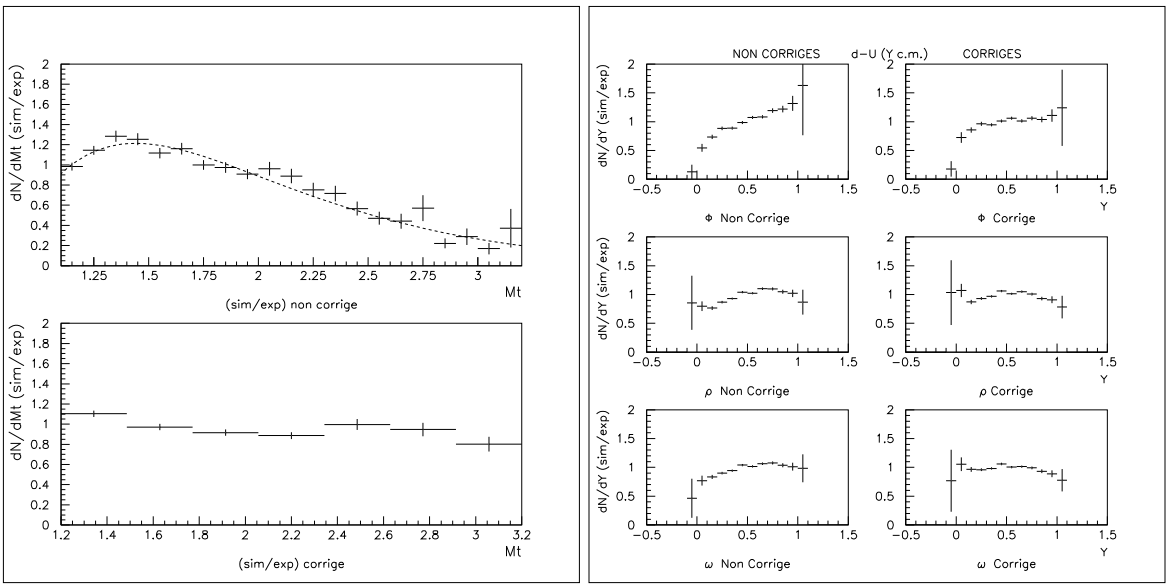


Figure 4.5: *Gauche/ Exemple de l'ajustement du rapport des distributions simulées et expérimentales en M_T par l'inverse de la fonction de correction puis de l'effet de la correction sur le rapport. Droite/ Rapports des distributions en rapidité (sim/exp) du ϕ, ρ et ω en d-U avant et après correction.*

Les figures 4.6 et 4.7 montrent pour les trois résonances ϕ, ρ et ω les rapports R (simulé/expérience) en fonction de la masse transverse M_T, normalisés à 1, avant et après application du poids correctif pour l'ensemble des systèmes considérés

On verra que la détermination de l'acceptance dans des intervalles en masse transverse est peu sensible à la forme de la distribution simulée considérée. Les écarts qui persistent après correction entre distributions simulées et expérimentales ont donc un effet négligeable sur les acceptances que nous calculerons.

Remarque: pour valider cette méthode, nous avons réalisé un test de traitement complet, génération et reconstruction, avec des distributions "sources" corrigées.

A titre d'exemple les deux premières figures de 4.8 représentent les rapports R des distributions en masse transverse simulées sur expérimentales (test réalisé sur le ϕ du système S-U) pour les deux méthodes de correction (correction

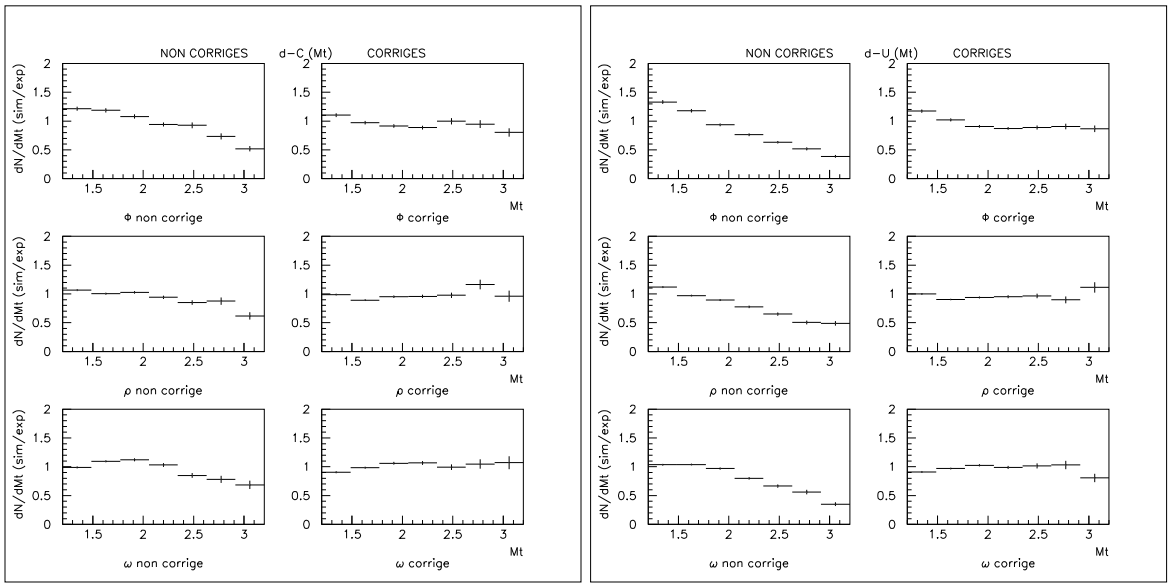


Figure 4.6: *Comparaison des distributions en M_T simulées et des distributions expérimentales avant et après correction, pour le ϕ, ρ et ω (d-C et d-U).*

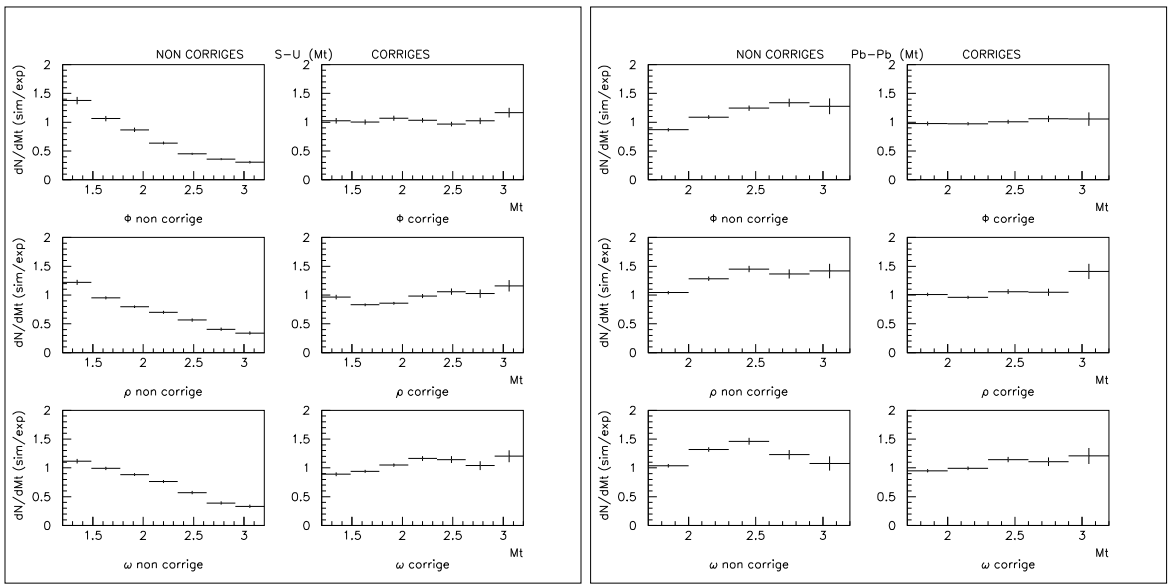


Figure 4.7: *Comparaison des distributions en M_T simulées et des distributions expérimentales avant et après correction, pour le ϕ, ρ et ω (d-C et d-U).*

effectuée après reconstruction, comme nous l'avons fait dans notre analyse, et correction appliquée sur les variables "sources", avant génération). La troisième figure montre le rapport des deux distributions en masse transverse corrigées pour les deux méthodes. Le résultat obtenu est tout à fait similaire quelle que soit la méthode de correction que l'on utilise.

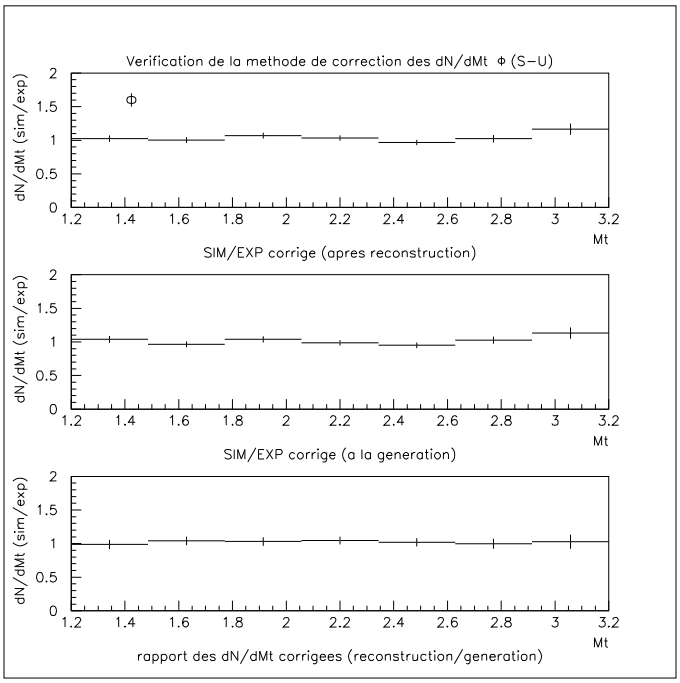


Figure 4.8: *En bas/ Rapport des distributions en M_T simulées obtenues en corrigeant la forme "source" de deux manières différentes: après reconstruction ou à la génération. Sont aussi représentés les rapports de ces deux distributions à la distribution expérimentale.*

4.3 Détermination de l'acceptance à partir des simulations

La simulation du passage des dimuons dans le détecteur nous permet de calculer les acceptances des résonances.

Elles doivent être calculées dans la région de sensibilité expérimentale, c'est à dire:

- Rapidité dans le centre de masse de la collision comprise entre 0 et 1
- Distribution en $cos\theta^*$ (référentiel de Collins-Soper) comprise entre -0,5 et +0,5
- Intervalle en masse transverse M_T considéré

Pour tenir compte de la résolution expérimentale, nous rappelons que ces variables ont été générées sur des intervalles plus larges que ceux correspondant à la sensibilité expérimentale.

- $-1 < Y^* < 2$

- $-1 < cos\theta^* < 1$
- $M_T > M_{resonance}$

On définit l'acceptance comme étant le rapport entre le nombre de dimuons simulés mesurés dans un intervalle de masse transverse (les variables mesurées tiennent compte de la résolution) et le nombre de dimuons simulés générés dans la même région cinématique (variables générés, "sources", sans effet de résolution).

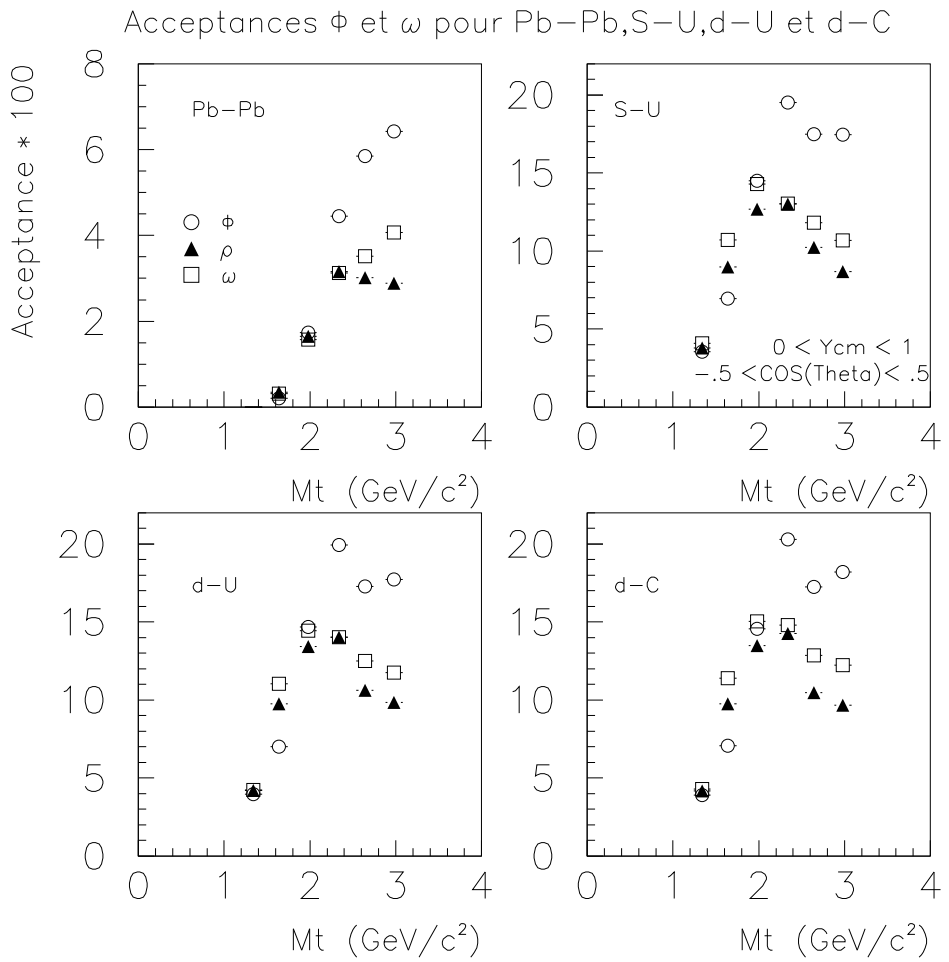


Figure 4.9: *Acceptances pour les differents systèmes en fonction de M_T et pour $0 < Y^* < 1$ et $-0.5 < cos\theta^* < 0.5$.*

Nous sommes capables de calculer le nombre de dimuons générés dans une

région cinématique donnée puisque nous connaissons pour chaque composante le nombre total de dimuons générés ainsi que les distributions initiales en M_T, Y^* et $cos\theta^*$ qui se factorisent.

Le calcul de l'acceptance est effectué après avoir corrigé la forme des distributions cinématiques en M_T et en Y des évènements acceptés ainsi que les distributions théoriques "sources" permettant de déterminer le nombre d'évènements générés.

Dans un intervalle de masse transverse $[M_{T1}, M_{T2}]$, L'acceptance Acc(M_T) d'une des composantes s'écrit:

$$Acc(M_T) = \frac{N_{acceptes}(0<Y<1, M_{T1}<M_T<M_{T2})}{N_{genere}(0<Y<1, M_{T1}<M_T<M_{T2})}$$

Remarque:

Un test réalisé pour la résonance ϕ en Soufre-Uranium et pour un domaine de M_T compris entre 2,2 et 2,5 GeV/c^2 montrait que parmi les évènements acceptés dans cet intervalle, 65% avaient été générés entre ces bornes, 30% générés pour des valeurs de M_T inférieures à 2,2 GeV/c^2 et 5% pour des valeurs de M_T supérieures à 2,5 GeV/c^2.

Sur la figure 4.9 sont représentées les acceptances (en %) calculées pour les trois résonances ϕ, ρ et ω en fonction de M_T et pour chaque système (d-C,d-U,S-U et Pb-Pb).

Les valeurs d'acceptance du ϕ et du ω pour les systèmes S-U et Pb-Pb sont présentées dans le tableau ci dessous pour $-0.5 < cos\theta^* < 0.5$ et $0 < Y^* < 1$ (les acceptances des systèmes deutons sont voisines de celle obtenues en S-U).

Pour le système Pb-Pb, les acceptances des basses masses transverses sont plus faibles que celles de S-U puisque la configuration du détecteur était adaptée pour l'étude du J/ψ, avec notamment un courant de 7000 Ampères dans l'aimant (4000 Ampères pour les collisions d-C, d-U et S-U).

domaine de M_T		0.9-1.2	1.2-1.5	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
S-U Acc(%)	ω	0.60	4.10	10.70	14.30	13.04	11.80	10.68
	ϕ	1.44	3.56	6.94	14.50	19.52	17.48	17.44
Pb-Pb Acc(%)	ω			0.312	1.576	3.13	3.52	4.07
	ϕ			0.20	1.74	4.36	5.62	6.36

Acceptances pour $-0.5 < cos\theta^* < 0.5$ et $0 < Y^* < 1$ pour différents domaines de M_T et pour les deux configurations expérimentales principales.

4.4 Ajustement des spectres en masse.

Après avoir corrigé nos distributions cinématiques simulées en masse transverse et en rapidité puis calculé les acceptances de chaque composante par intervalle

de masse transverse, il nous reste à extraire des distributions expérimentales en masse la normalisation des différentes résonances.

La paramétrisation que nous utilisons pour ajuster le spectre en masse est la suivante:

$dN/dM_{\mu\mu} = A_{\rho+\omega} \cdot [F_\rho(M_{\mu\mu}) + R \cdot F_\omega(M_{\mu\mu})] + A_\phi \cdot F_\phi(M_{\mu\mu}) + A_{CNT} \cdot F_{CNT}(M_{\mu\mu})$

Les fonctions $F_\rho(M_{\mu\mu})$ et $F_{CNT}(M_{\mu\mu})$ correspondent aux formes simulées incluant les effets d'appareillage. Nous avons utilisé des gaussiennes pour les fonctions $F_\phi(M_{\mu\mu}$ et $F_\omega(M_{\mu\mu})$ dont les largeurs sont données par les formes simulées après reconstruction. Les paramètres libres de l'ajustement sont les amplitudes A ainsi que les positions des gaussiennes du ϕ et du ω.

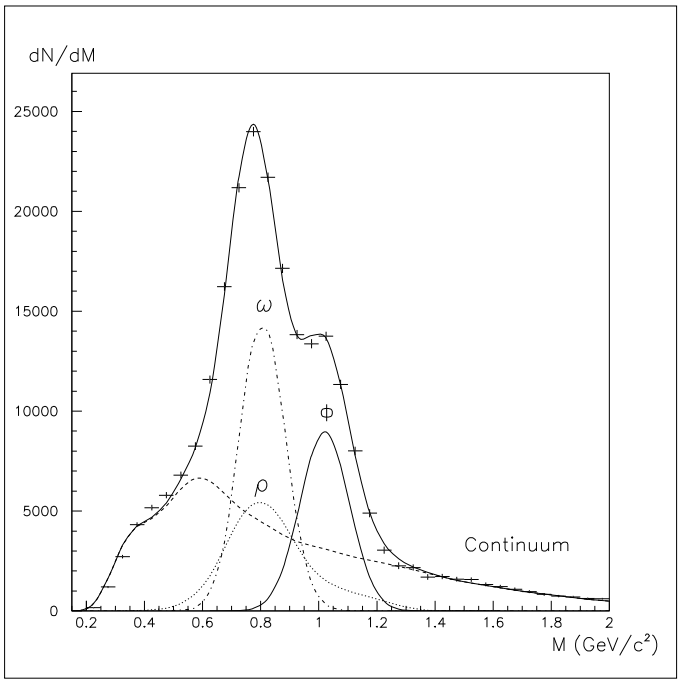


Figure 4.10: *Exemple d'ajustement du spectre en masse (d-U) pour tout M_T.*

La distribution en masse du ρ a été générée avec une fonction de Breit-Wigner classique.

Le ρ est une résonance large dont la largeur naturelle est supérieure à la résolution expérimentale (cette résolution est de l'ordre de 70 à 90 MeV/c^2 pour le ϕ et le ω).

L'influence de la section efficace du mécanisme de production sur la forme du ρ ne peut être à priori négligée ([CAN79],[JAC64]). Ceci est pris en compte à l'aide d'un facteur en $1/M^4$ qu'on applique à une Breit-Wigner relativiste de

la forme :

$$BW(M_{\mu\mu}) = \frac{\Gamma(M_{\mu\mu})M_\rho M_{\mu\mu}}{(M_\rho - M_{\mu\mu})^2 + \Gamma^2(M_{\mu\mu})M_\rho^2}$$

où $\Gamma(M_{\mu\mu}) \approx \Gamma_\rho \cdot \frac{M_\rho}{M_{\mu\mu}}$

La fonction F_ρ prend en compte cette correction corrélée aux effets d'acceptance et de résolution du détecteur.

De plus le ρ a une masse voisine de celle du ω et ces deux résonances ont la même section efficace. Le rapport des taux de désintégration du ω et du ρ en paires $\mu^+\mu^-$ est le suivant:

$$\frac{B(\omega \to \mu^+\mu^-)}{B(\rho \to \mu^+\mu^-)} = 1.6$$

Cette valeur est prise en compte par le facteur R dans l'expression $dN/dM_{\mu\mu}$.

Pour chaque système, nous réalisons un ajustement des spectres expérimentaux en masse par notre paramétrisation pour les différents intervalles de masse transverse.

De plus, pour les systèmes S-U et Pb-Pb, la même étude est effectuée par tranche d'énergie transverse E_T.

Système	Intervalle de E_T (GeV)			
S-U	10-48	48-68	68-88	88-150
Pb-Pb	0-70	70-100	100-130	130-200

Pour chaque composante, on obtient par cet ajustement le nombre de dimuons contribuant au spectre expérimental de masse. Les valeurs d'acceptance, calculées précédemment, et de rapport de branchement des résonances nous permet de déterminer les nombres de ϕ, ρ et ω corrigés d'acceptance par intervalle de masse transverse et d'énergie transverse.

Remarque:

Comme nous pouvons le constater sur les figures suivantes, la forme des spectres en masse mesurés est très dépendante de l'intervalle de masse transverse considéré. En effet puisque $M_T = \sqrt{M^2 + P_T^2}$, la limite supérieure M_{T2} de l'intervalle est aussi celle de la distribution en masse, ce qui provoque la décroissance du spectre pour les plus hautes masses.

Par ailleurs lorsque $M_T \approx M$, la détection des deux muons peut se faire dans des sextants opposés ce qui créé une augmentation de l'acceptance. Ceci peut expliquer la présence de la "bosse" que l'on observe sur le spectre en masse du continuum et qui se déplace avec la région en M_T considérée.

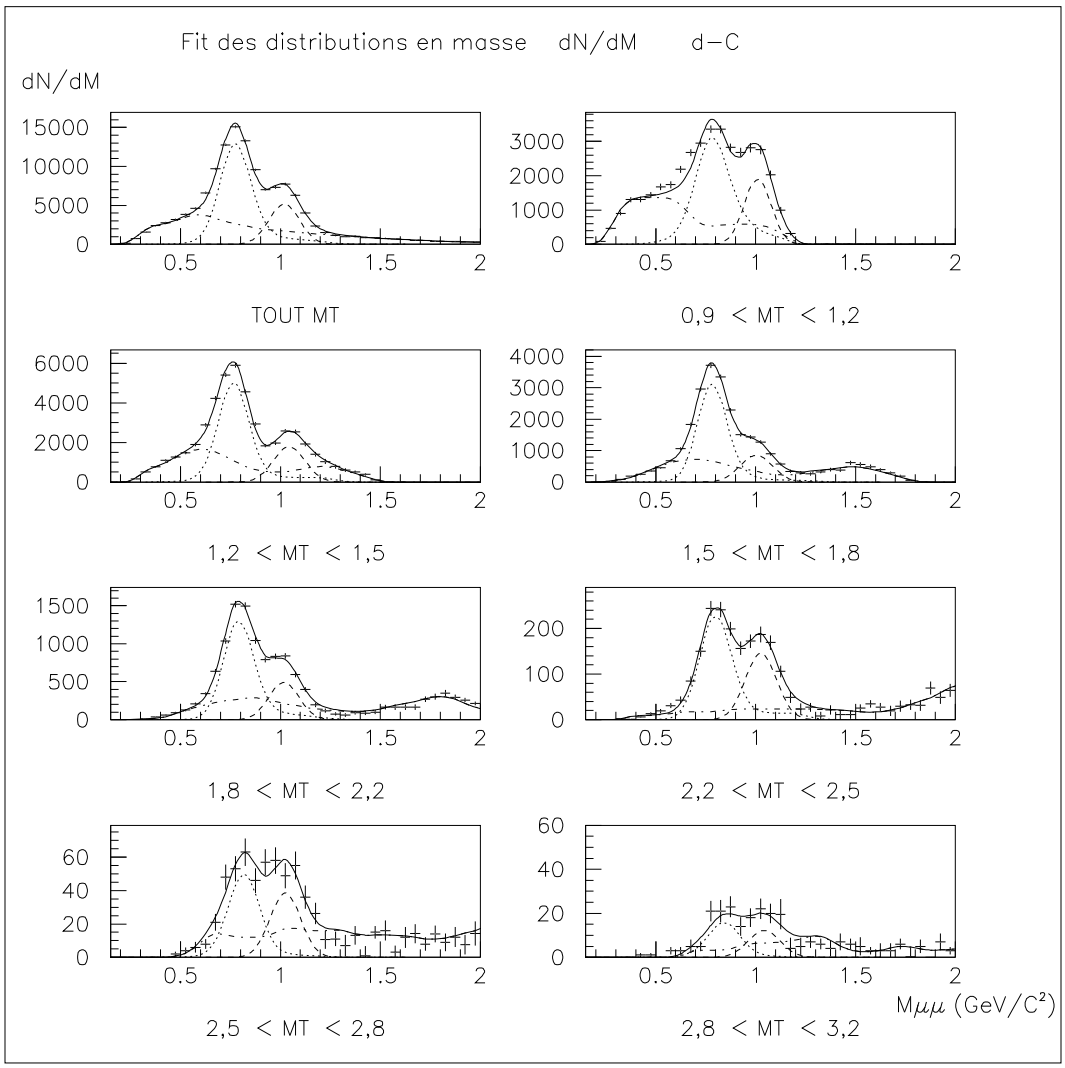


Figure 4.11: *Ajustement des distributions en masse d-C par intervalle de M_T. Sont représentées sur ces figures les contributions du ϕ (ligne discontinue), du $\rho + \omega$ (pointillés), du continuum (mixte) ainsi que la somme des différentes contributions (ligne continue).*

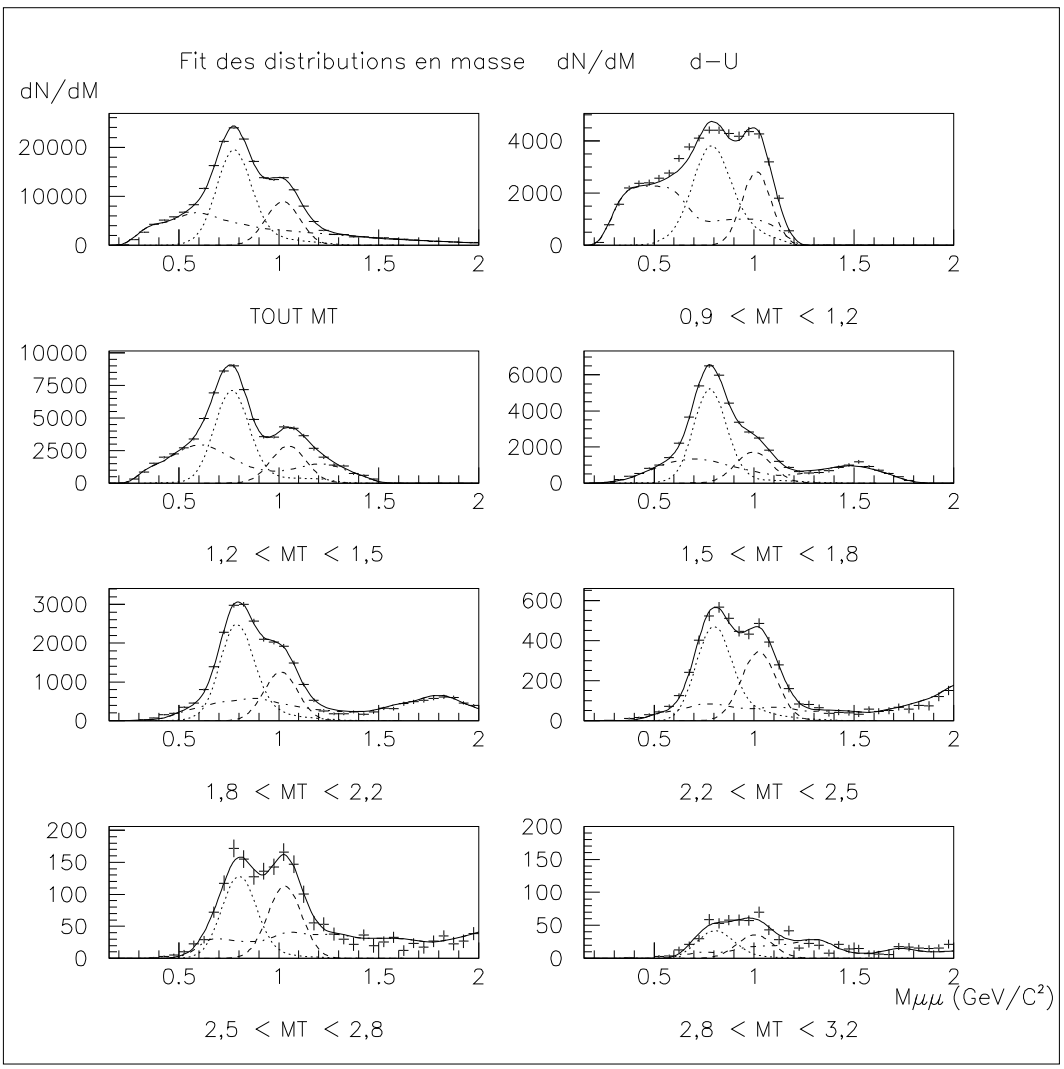


Figure 4.12: *Ajustement des distributions en masse d-U par intervalle de M_T .*

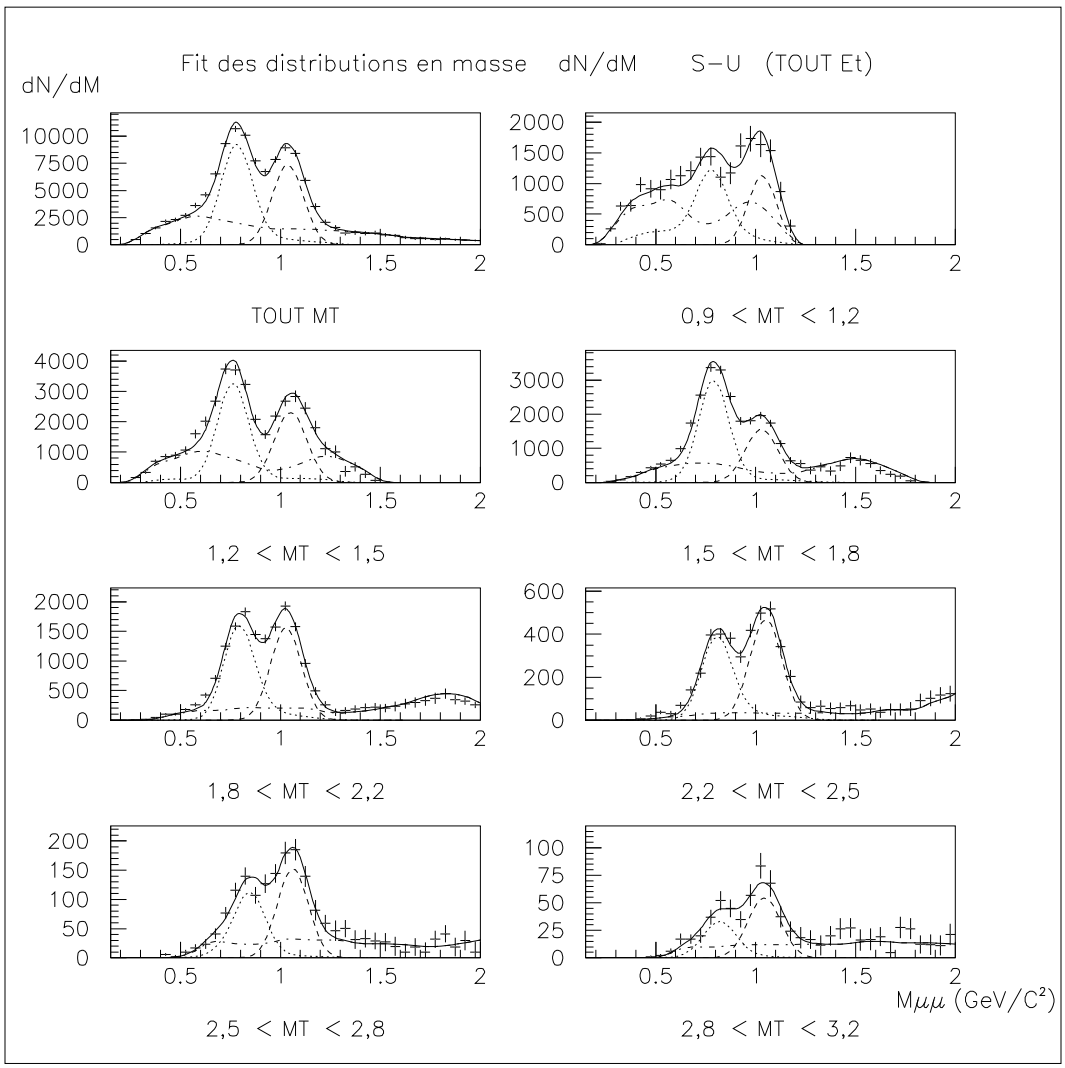


Figure 4.13: *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (tout E_T) .*

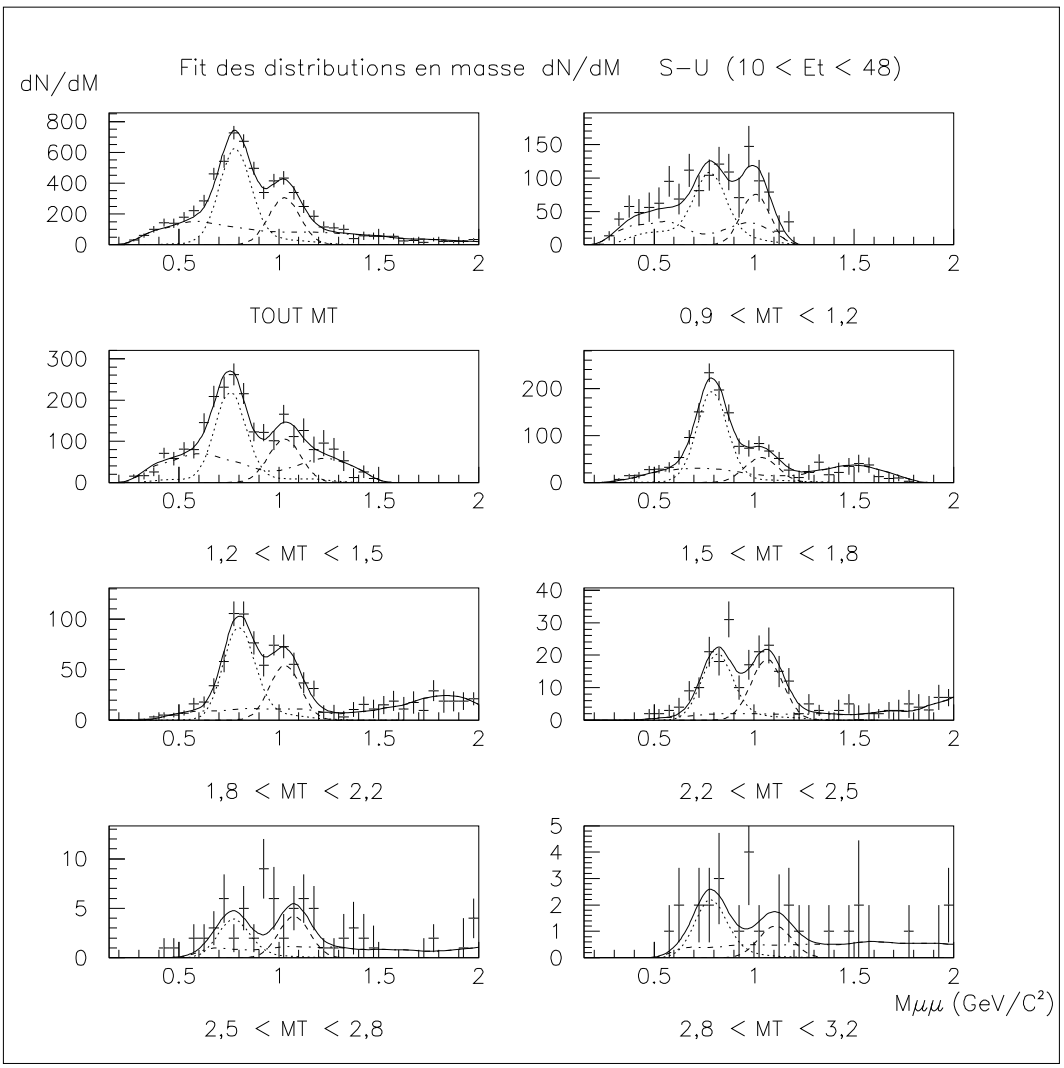


Figure 4.14: *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (1^{er} intervalle de E_T).*

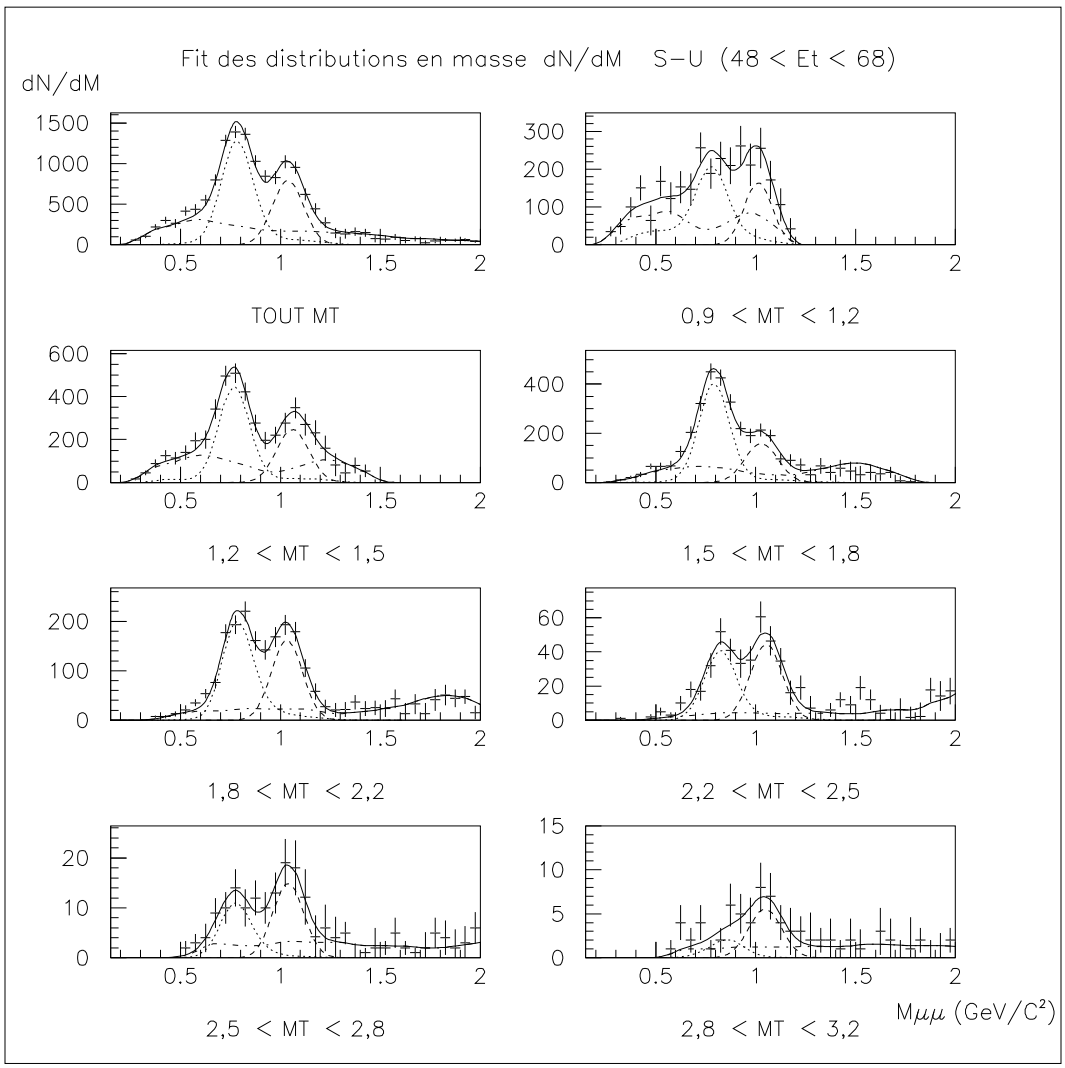


Figure 4.15: *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (2^{eme} intervalle de E_T).*

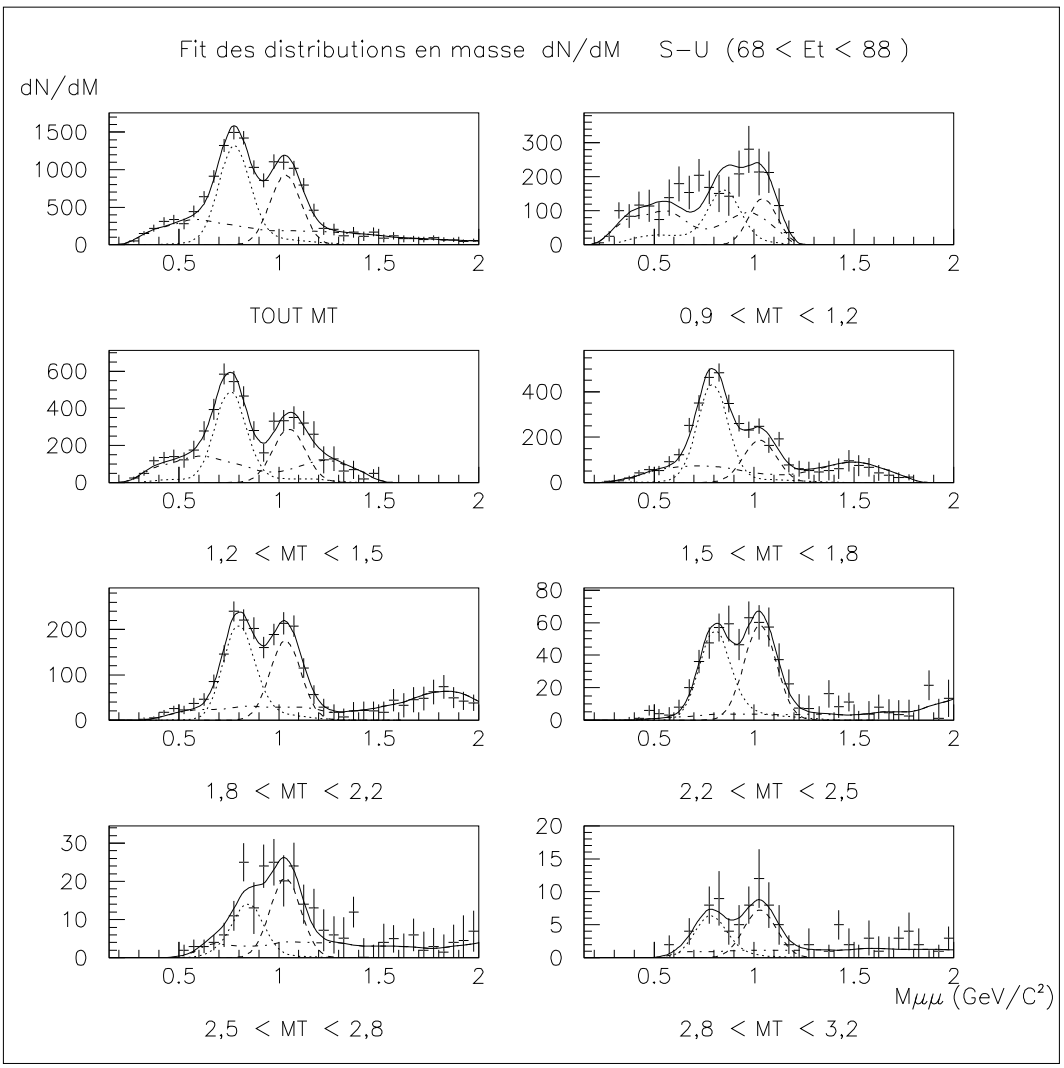


Figure 4.16: *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (3^{eme} intervalle de E_T).*

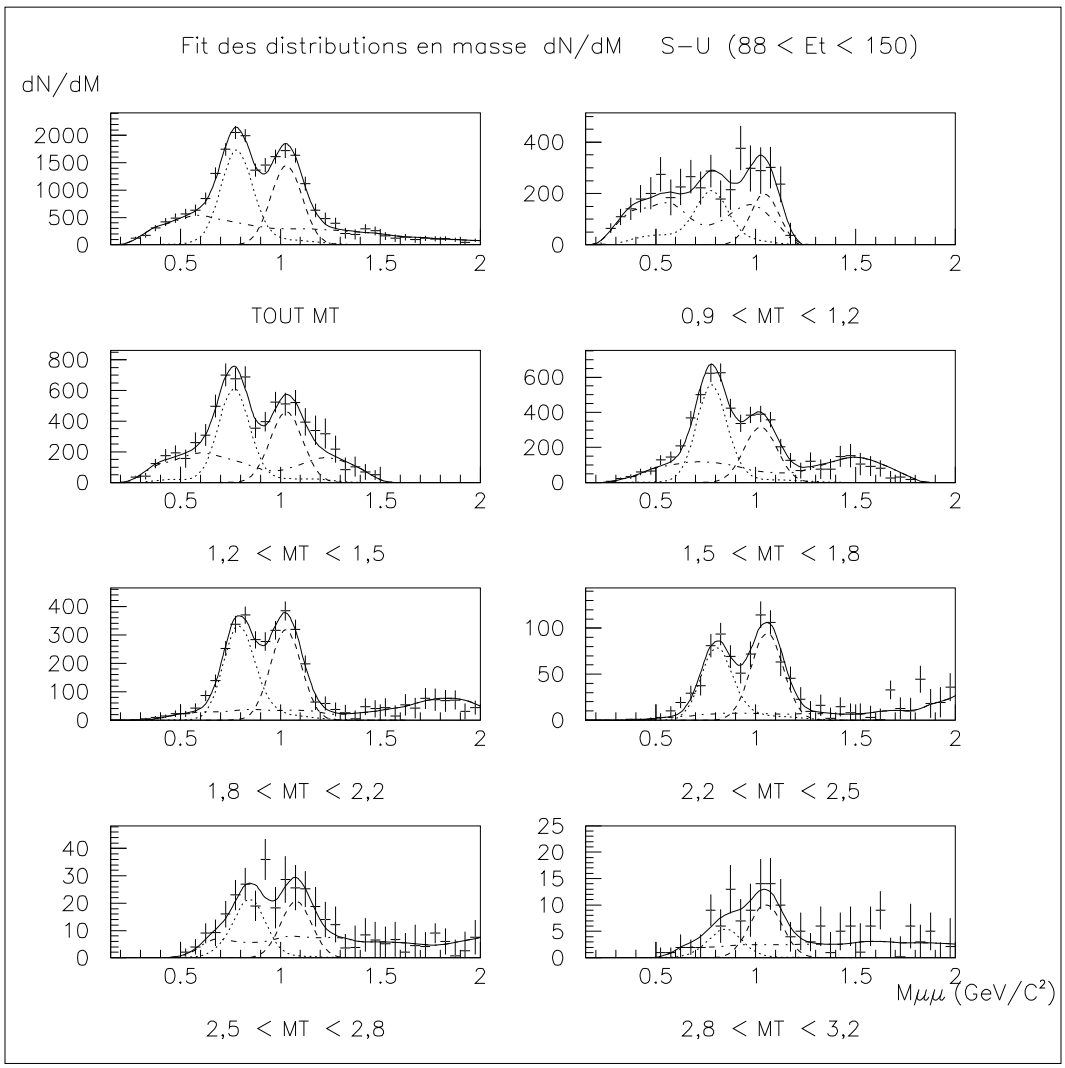


Figure 4.17: *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (4^{eme} intervalle de E_T).*

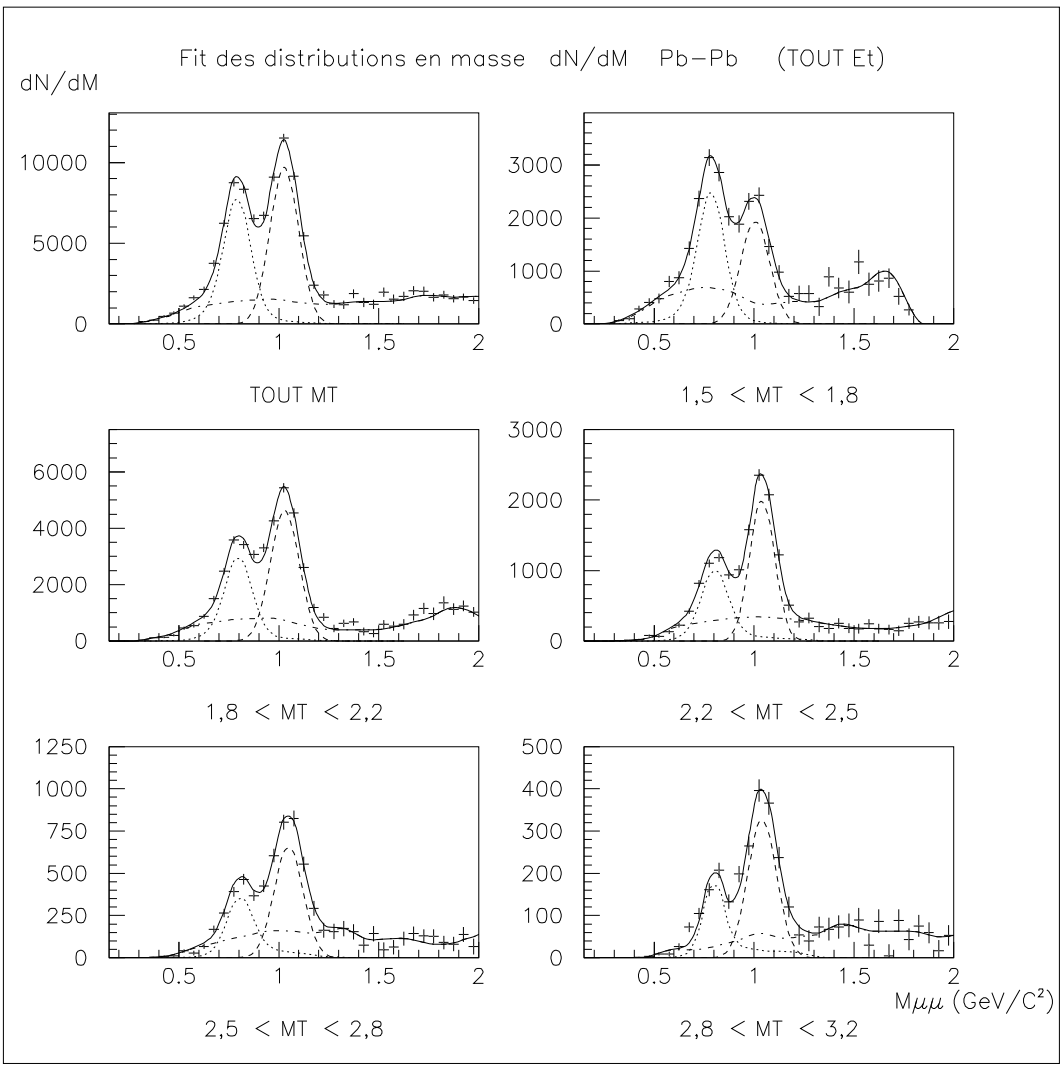


Figure 4.18: *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (tout E_T) .*

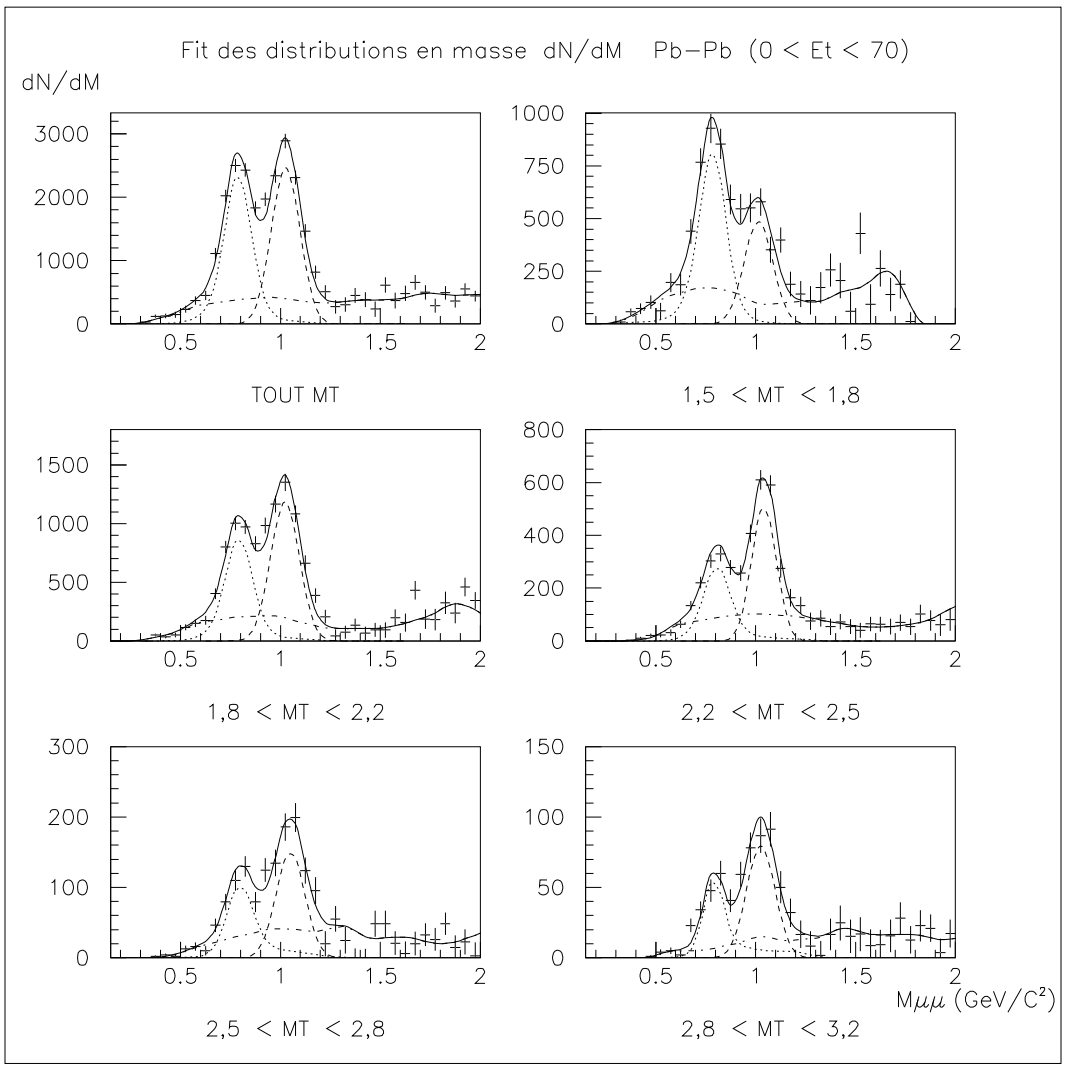


Figure 4.19: *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (1^{er} intervalle de E_T) .*

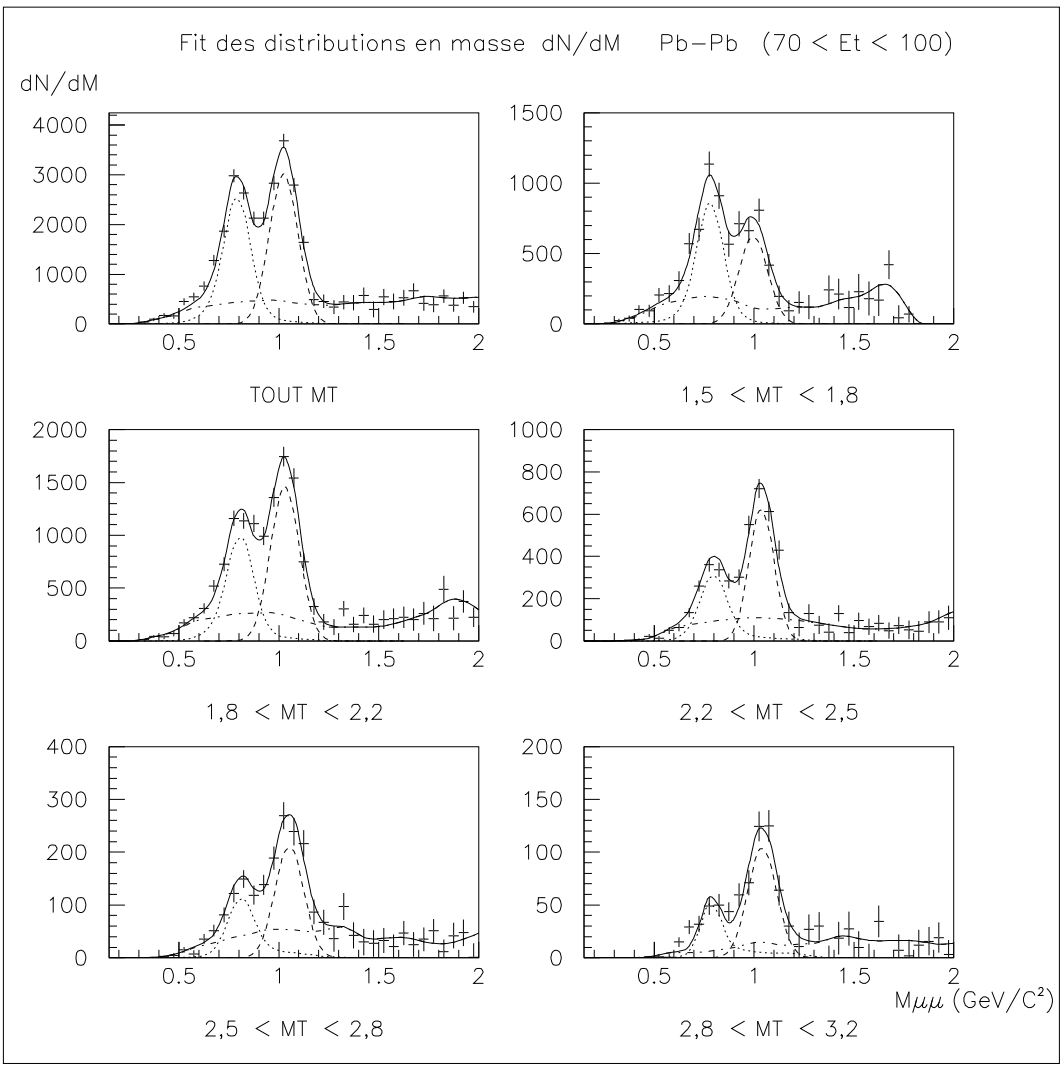


Figure 4.20: *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (2^{eme} intervalle de E_T) .*

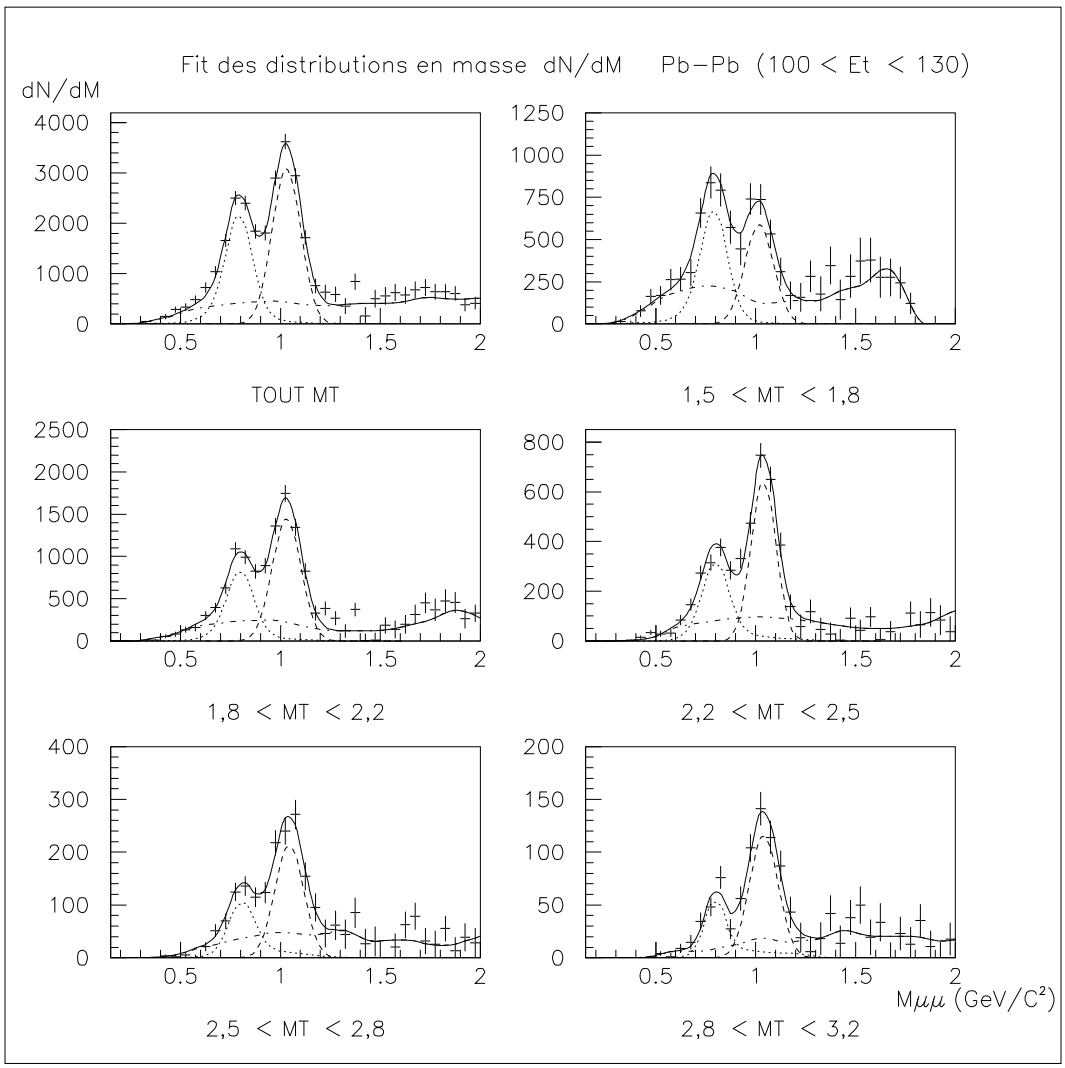


Figure 4.21: *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (3^{eme} intervalle de E_T) .*

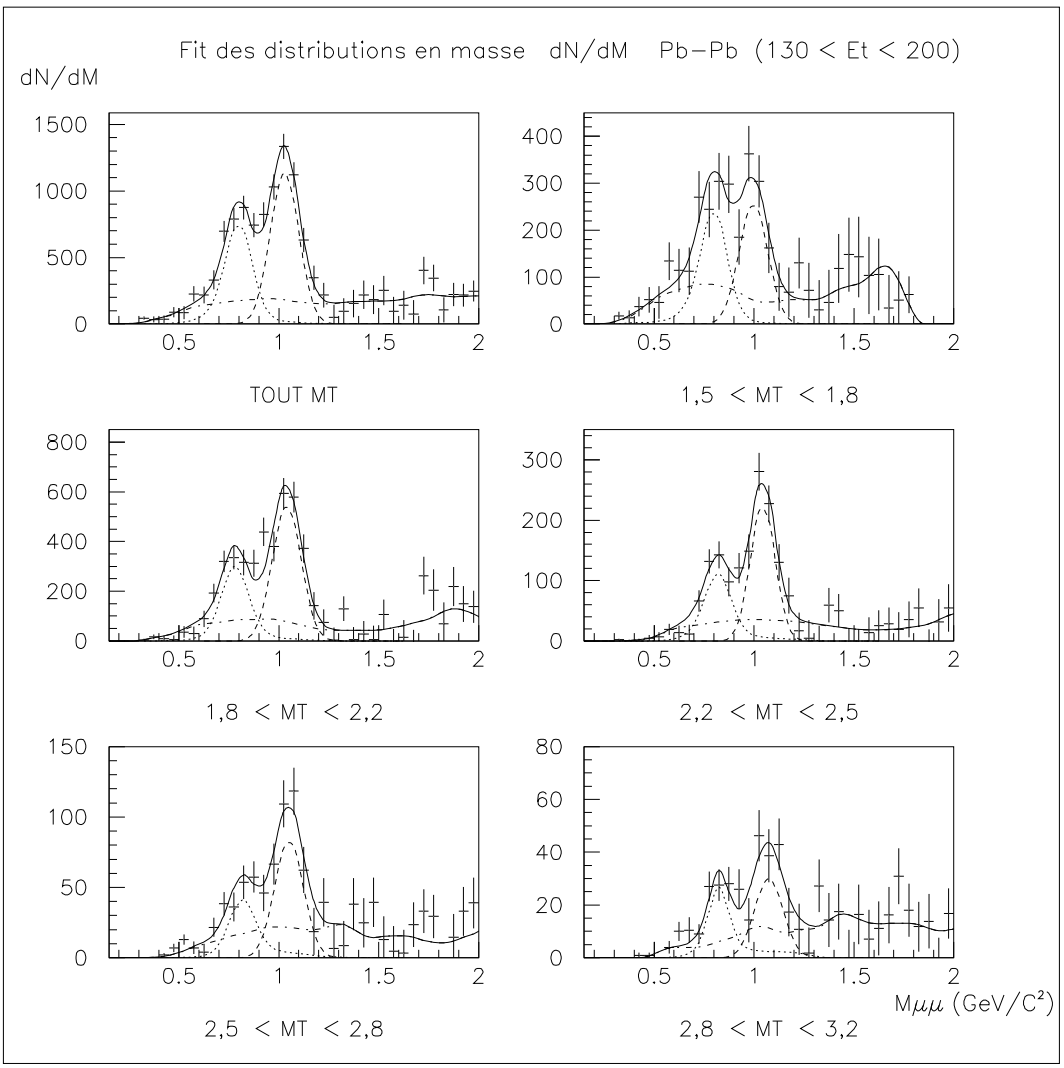


Figure 4.22: *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (4^{eme} intervalle de E_T) .*

4.5 Détermination des erreurs systématiques.

Dans ce paragraphe, nous avons résumé sous forme de tableau un ensemble d'erreurs systématiques liées au traitement effectué et regardé l'influence que pouvait avoir la variation de différents paramètres sur le nombre de ϕ et de $\rho + \omega$ ainsi que sur le rapport $\phi/(\rho + \omega)$.

Par intervalle de M_T, nous nous sommes interessés aux variations des paramètres suivants:

- Modification de la forme du continuum (α et β) avec $dN/dM = (1/M^{\alpha}) \cdot e^{-(M/\beta)}$.
- Modification de la forme du ρ $(1/M^{\gamma})$.
- Effet de la diffusion multiple ($\pm 10\%$).
- Modification de la distribution en M_T corrigée pour une variation de pente de ± 10 MeV. L'effet est étudié sur la valeur de l'acceptance.
- Effet de la soustraction du Bruit de fond (pour une variation de $\pm 10\%$ du facteur de soustraction).

On pourra noter qu'une erreur de $\pm 10\ MeV$ sur la pente de la distributions en M_T simulée entraîne une faible erreur sur la détermination de l'acceptance.

M_T		1.2-1.5	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ingredient	observable	effet (%)					
forme du CNT	$\omega + \rho$	-5	+3	+5	+7	+7	+7
$(\alpha \pm 0.5)$	ϕ	-10	+7	+3	+4.	+4	+5.
	$\phi/(\omega + \rho)$	-5	-3	-2	-2	-1	-1.
forme du CNT	$\omega + \rho$	-1.	-2	-4	-5	-5	-6
$(\beta \pm 0.2)$	ϕ	+4	+1	-3	-4	-5	-6
	$\phi/(\omega + \rho)$	+4	+2	+1.5	+2	+1	+0.5
forme du ρ	$\omega + \rho$	+0.6	0.	-0.4	-0.3	-.03	-0.3
$(1/m^3 \rightarrow 1/m^5)$	ϕ	-2.5	-2	-2.	-0.6	-0.4	-0.2
	$\phi/(\omega + \rho)$	-2.		-2 -1.5	-0.25	+0.1	+0.1
$\pm 10\%$ diff. mult.	ϕ or ω	+5.5	+4	+3	+2	+1.5	+1
correction en M_T	ω	0.2	0.4	0.7	0.9	0.7	1.2
(T$\pm$10 MeV)	ϕ	0.51	0.1	0.4	0.8	0.5	1.1
BDF ($\pm 10\%$)	$\omega + \rho$	+5	+3	+2	+1	+0.1	+0.
	ϕ	+9	+6	+4	+2	+1.	+1
	$\phi/(\omega + \rho)$	+4	+3	2	1	+1	1

Variations relatives (%) du nombre de ϕ, $\rho + \omega$ et du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ pour différentes modifications des hypothèses de simulation ou de traitement (pour le dispositif expérimental des expériences d-C, d-U et S-U)

M_T		1.2-1.5	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ingredient	observable	effet (%)					
forme du CNT	$\omega+\rho$	-	+6.5	+5	+5	+5.3	+6
$(\alpha \pm 0.5)$	ϕ	-	+5	+3.5	+4	+4.6	+5
	$\phi/(\omega+\rho)$	-	-1.5	-1.5	-1	-1	-1
forme du CNT	$\omega+\rho$	-	+2.5	+4	+4.5	+3.4	+4.6
$(\beta \pm 0.2)$	ϕ	-	+1	+3.2	+3	+3	+4
	$\phi/(\omega+\rho)$	-	-1.1	-1	-1.4	-0.5	-0.5
forme du ρ	$\omega+\rho$	-	+0.6	+0.5	+0.5	+0.4	+0.2
$(1/m^3 \rightarrow 1/m^5)$	ϕ	-	+2.5	+2	+2	+0.6	+0.3
	$\phi/(\omega+\rho)$	-	+2	+1.5	+1.5	+0.2	+0.1
$\pm$10% diff. mult.	ϕ or ω	-	+3	+1.6	+1.3	+1	+0.5
correction en M_T	ω	-	0	0.24	0.88	0.94	1.2
(T$\pm$10 MeV)	ϕ	-	0	0.23	0.54	0.9	1.1
BDF ($\pm$10%)	$\omega+\rho$	-	+6	+4.5	+2.4	+1.5	+1
	ϕ	-	+3.6	+2.5	+1	+0.8	+0.5
	$\phi/(\omega+\rho)$	-	+2.5	+2	+1.5	+0.7	+0.5

Variations relatives (%) du nombre de ϕ, $\rho+\omega$ et du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ pour différentes modifications des hypothèses de simulation ou de traitement (pour le dispositif expérimental de l'expérience Pb-Pb)

La génération des différentes composantes et la simulation des effets d'appareillage nous a permis d'extraire des distributions expérimentales de masse invariante les résonances ϕ, ρ et ω et de calculer leurs acceptances.

Cette analyse a été réalisée en fonction de la variable M_T dans le but d'étudier, pour chaque système, les distributions de masse transverse (pentes inverses) corrigées d'acceptance des composantes ϕ et $\rho+\omega$. Nous présenterons dans le chapitre suivant les résultats de cette étude ainsi que les rapports $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de M_T.

De plus, pour les systèmes S-U et Pb-Pb, l'analyse des données faite par tranches d'énergie transverse nous permettra d'étudier la dépendance de nos résultats par rapport à la centralité de la collision.

Chapitre 5

Résultats expérimentaux des données NA38 et NA50.

5.1 Introduction.

Après avoir détaillé dans le chapitre précédent la méthode d'analyse, nous allons maintenant présenter les résultats concernant la production des composantes ϕ et $\rho + \omega$ dans le spectre dimuon.

Nous avons aussi inclus dans notre analyse l'étude du continuum mais le travail était avant tout centré sur la production des résonances et principalement celle du méson ϕ dont l'accroissement de la production a été proposé comme une signature possible du PQG.

Nous commencerons par présenter le rapport $\phi/\omega+\rho$ qui possède l'avantage de donner à la fois en fonction du système et de la centralité de la collision une évaluation directe de l'augmentation de la production des paires $s\overline{s}$ par rapport aux paires $u\overline{u}$ et $d\overline{d}$, dans des conditions cinématiques comparables. Ce rapport est de plus insensible aux incertitudes de la normalisation entre systèmes et même à celles de la correction d'acceptance.

Nous comparerons ensuite les productions de ϕ et de $\rho + \omega$ à celles de dimuons du continuum, en particulier pour des masses supérieures à celle du J/ψ qui fournissent par ailleurs une référence idéale à cette production de paires de quarks massifs.

En considérant ensuite les sections efficaces du ϕ et $\rho + \omega$, nous obtiendrons des informations supplémentaires qui nous permettront de comparer nos résultats à ceux d'autres expériences, et d'observer l'évolution de la production des résonances entre les systèmes d-U, S-U et Pb-Pb sous une perspective complémentaire à celle de la centralité.

Contrairement aux autres variables cinématiques du dimuon qui dans le domaine d'acceptance du détecteur correspondent à des productions relativement uniformes, l'impulsion transverse a une distribution exponentielle dont les

variations sont nettement sensibles d'un système à l'autre. Ceci peut modifier considérablement l'acceptance moyenne dans notre domaine de détection, ce qui nous impose d'étudier les résultats dans des domaines restreints de la variable transverse où ces effets, qui sont néanmoins pris en compte dans la méthode d'analyse, seraient de toute manière négligeables.

Comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, nous avons considéré la masse transverse comme variable transverse, qui est probablement plus directement significative dans un modèle thermique.

Avant d'aborder les résultats, nous allons discuter le choix de la variable caractéristique du milieu formé, pour la centralité de la collision ou la taille du système.

5.2 Variable caractéristique du milieu.

Le choix de la variable qui serait proportionnelle à la probabilité de la formation du PQG n'est évidemment pas indiscutable.

Si au sein d'un même système toute variable associée à la centralité doit au moins varier dans la bonne direction, la variable idéale qui permettrait de mettre en évidence l'effet du plasma éventuel est encore à découvrir ou au moins à tester.

Qualitativement on peut en effet envisager plusieurs paramètres qui pourraient être favorables à la formation du plasma, entre autres:

- l'énergie de la collision,
- le nombre de nucléons impliqués dans la collision,
- la multiplicité des particules produites,
- la densité longitudinale maximale ou moyenne des particules incidentes,
- le volume du système produit ("boule de feu").

Entre systèmes différents, on utilise couramment une paramétrisation des sections efficaces en A^α pour les collisions p-A. Il ne s'agit que d'une représentation pratique qui reste à interpréter et qui dépend très fortement du domaine cinématique considéré. On peut aussi essayer d'étendre cette paramétrisation phénoménologique aux collisions noyau-noyau A-B, puisque sa validité n'est établie qu'à postériori, pour son aptitude à reproduire l'évolution en $(AB)^\alpha$, et même si la production des particules de masse faible et moyenne pourrait être plutôt dépendante de $A+B$, comme certains auteurs le soutiennent pour la multiplicité.

Dans ce dernier cas il ne s'agit plus à priori de plasma mais plutôt de production hadronique. D'ailleurs, étant donné que la signature du plasma

que nous recherchons résiderait finalement dans une déviation inexplicable par rapport aux extrapolations hadroniques pures, c'est une description de type hadronique qu'il faudrait plutôt viser.

Les précédents résultats obtenus par la collaboration NA38, concernant la production de J/ψ ou de ϕ, ont trouvé une description générale satisfaisante à travers la densité moyenne d'énergie longitudinale ϵ (voir chapitre 1). La densité longitudinale moyenne de particules, ou épaisseur moyenne de matière L pour un paramètre d'impact donné, est en ce qui concerne la voie d'entrée de la collision comparable à ϵ, qui est plus caractéristique de la voie de sortie.

Une telle variable de densité longitudinale est peut être plus adaptée pour les dimuons de masses élevées qui sont produits dans les collisions dures, donc dans les collisions primaires. Pour les particules pouvant être produites au cours de la phase hadronique, une variable intermédiaire entre cette densité linéaire et l'intégrale volumique serait logiquement plus pertinente.

De nombreuses expériences utilisent la multiplicité des particules produites. nous allons aussi considérer l'énergie transverse qui lui est équivalente. Il s'agit d'une façon commode de représenter à la fois l'évolution entre les différents systèmes et en fonction de la centralité de la collision, mais qui sous-entend un effet d'ensemble du système qui n'est pas nécessairement présent, ce qui pourrait conduire à d'apparentes saturations.

De plus, pour les prises de données Pb-Pb effectuées par la collaboration NA50, la calibration de l'énergie transverse n'est connue actuellement qu'à environ 20% près, ce qui a conduit à utiliser systématiquement le paramètre L (qui est de toute manière normalisé au rayon des noyaux) plutôt que la densité d'énergie ϵ.

Le calorimètre électromagnétique utilisé par NA50, pour les collisions Pb-Pb, couvre un domaine de pseudorapidité inférieur à celui des collisions S-U. Les valeurs expérimentales mesurées en Pb-Pb ont été multipliées par un facteur 2,35 déterminé à partir des distributions en rapidité mesurées par l'expérience NA49. Ceci va permettre de rendre comparables les ordres de grandeur de l'énergie transverse E_T entre les différents systèmes, mais en gardant néammoins une incertitude importante sur l'énergie transverse du système Pb-Pb.

Il n'y a pas eu de mesure de l'énergie transverse pour les collisions deutons. Nous déduisons la valeur de E_T en d-U en supposant qu'elle est le double de celle mesurée pour les collisions p-U ($E_{Tp-U} = 3GeV$ ([BOR96]).

En supposant que l'énergie transverse est proportionnelle à la taille de la cible, le rapport des rayons des noyaux Carbone et Uranium nous permet de déterminer la valeur de E_T pour les collisions d-C.

Nous allons aussi considérer la variable L ([GER92]) qui permet d'obtenir

une paramétrisation très convaincante de la suppression du J/ψ pour les collisions hadron-noyau et S-U (voir chapitre 1, figure 1.9).

On déduit les valeurs de L, pour les collisions deuton-noyau, en considérant qu'elles sont égales à celles utilisées en p-noyau pour les études de production du J/ψ.

Pour les collisions S-U, nous avons déduit L de nos valeurs de E_T grâce à une paramétrisation établie par [BOR96] ($L = 0.89E_T^{0.9} + 5.121$)

Pour le système Pb-Pb, les valeurs de L sont celles présentées lors de la conférence de Moriond 1996 ([MOR96]).

Les valeurs de E_T et de L de chaque système sont reportées dans le tableau suivant:

Système	Intervalle E_T	E_T (GeV)	L (fm)
d-C	-	2.2	1.9
d-U	-	6.0	5.6
S-U	10-48	27.	6.87
	48-68	53.	8.34
	68-88	76.	9.58
	88-150	105.	11.09
Pb-Pb	0-70	120.	10.64
	70-100	201.	11.23
	100-130	268.	11.46
	130-200	336.	11.48

5.3 Production relative du ϕ par rapport au $\rho + \omega$.

Les rapports $\phi/(\rho+\omega)$ que l'on présente ici sont calculés à partir des nombres de dimuons corrigés d'acceptance .

$$\frac{\phi}{\rho+\omega}|_{\mu\mu} = \frac{N_{\phi\mu\mu}}{N_{\omega\mu\mu}+N_{\omega\mu\mu}} \quad (= \frac{\sigma_\phi B_{\phi\mu\mu}}{\sigma_\omega(B_{\rho\mu\mu}+B_{\omega\mu\mu})})$$

Avec $B_{\phi\mu\mu}$, $B_{\omega\mu\mu}$, $B_{\rho\mu\mu}$ rapports de branchement et l'hypothèse que $\sigma_\omega = \sigma_\rho$.

Ce rapport n'est pas sensible aux incertitudes sur la normalisation. Ne nécessitant pas de normalisation, il permet une étude expérimentale directe en fonction de la centralité. Il est aussi peu dépendant de la détermination de l'acceptance, en particulier parce que les masses du ϕ et du ω sont voisines.

On peut d'ailleurs déjà observer l'évolution de la production du ϕ par rapport au ω par la variation de forme des spectres non corrigés d'acceptance pour des systèmes ayant utilisé des configurations expérimentales semblables. La figure 5.1 présente la comparaison des spectres en masse invariante entre les systèmes d-U et S-U et met en évidence la forte augmentation de la production de ϕ par rapport à celle du $\rho + \omega$.

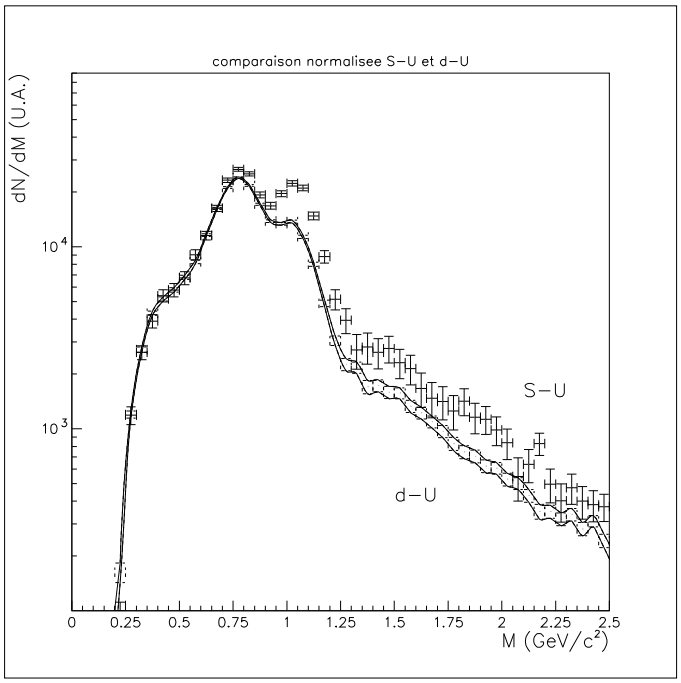


Figure 5.1: *Comparaison entre la distribution expérimentale (non corrigées d'acceptance) en masse du d-U et celle de S-U (d-U normalisé à S-U en tenant compte du rapport des luminosités et du rapport des masses atomiques des projectiles) .*

L'extraction des composantes avec notre méthode, décrite dans le chapitre précédent, qui prend en compte l'acceptance, la résolution expérimentale et la forme des composantes en M_T et Y, nous conduit aux mêmes conclusions.

Les acceptances pour le système Pb-Pb étant plus faibles qu'en S-U, l'étude des rapports $\phi/(\rho+\omega)$ pour Pb-Pb n'est effectuée qu'à partir des masses transverses supérieures à 1,5 GeV/c^2.

Les figures incluent les erreurs systématiques liées au rapport $\phi/(\rho+\omega)$, calculées à partir des modifications de forme des composantes (influence sur le rapport) et de l'erreur sur l'acceptance.

La figure 5.2 montre, dans le domaine de masse transverse supérieure à 1,5 GeV/c^2, une augmentation de la production de ϕ par rapport au $\rho+\omega$, entre les systèmes d-C, d-U et S-U, et en fonction de la centralité en S-U comme cela avait déjà été constaté entre p-W, p-U, O-U et S-U dans les précédentes études NA38 ([BORD96],[BAG91]).

On constate pour Pb-Pb une nette augmentation de $\phi/(\rho+\omega)$, dans ce domaine de masse transverse, par rapport aux autres systèmes mais aussi en fonction de la centralité de la collision. Les incertitudes larges sur la figure

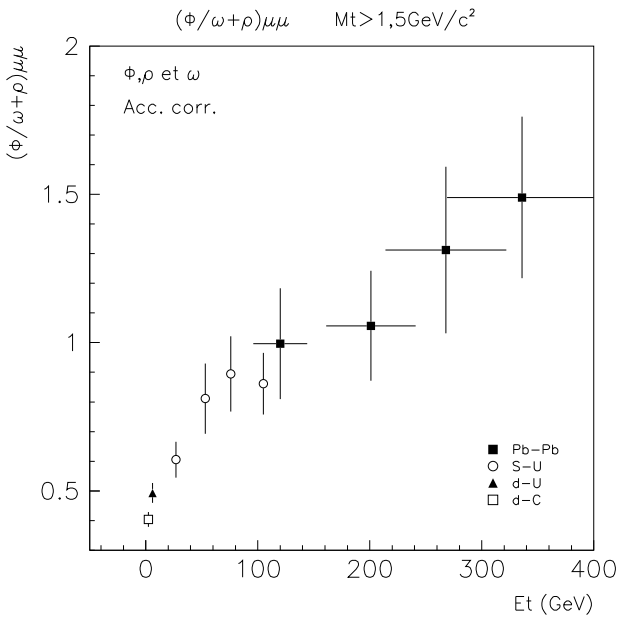


Figure 5.2: *rapports* $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ *en fonction de* E_T $(M_T > 1,5GeV/c^2)$.

(Pb-Pb) sont dûes aux incertitudes d'acceptances que nous discuterons plus tard dans ce chapitre mais qui n'interviennent pas au sein du système Pb-Pb entre les différentes régions de centralité.

Globalement, l'augmentation du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ est observé à la fois en fonction de la centralité de la collision mais aussi en fonction de la taille du système, qui montre de plus une certaine continuité en fonction de l'énergie transverse.

Comme nous l'avions dit dans l'introduction de ce chapitre, l'évolution de ce rapport en fonction de E_T pourrait présenter une saturation apparente, surtout pour le système Pb-Pb.

Sur la figure 5.3 qui montre l'évolution de $\phi/(\rho+\omega)$ dans différentes régions de masse transverse, on constate effectivement une saturation du rapport en Pb-Pb pour les plus grandes valeurs de M_T.

Ceci n'affecte cependant pas le résultat précédent $(M_T > 1,5GeV/c^2)$ qui est essentiellement sensible aux plus basses valeurs de M_T du domaine et qui montre une nette augmentation même si le taux d'augmentation semble moins important en Pb-Pb qu'en S-U.

Les valeurs des rapports $\phi/(\rho+\omega)$ pour les différents domaines de masse transverse sont présentées dans le tableau suivant:

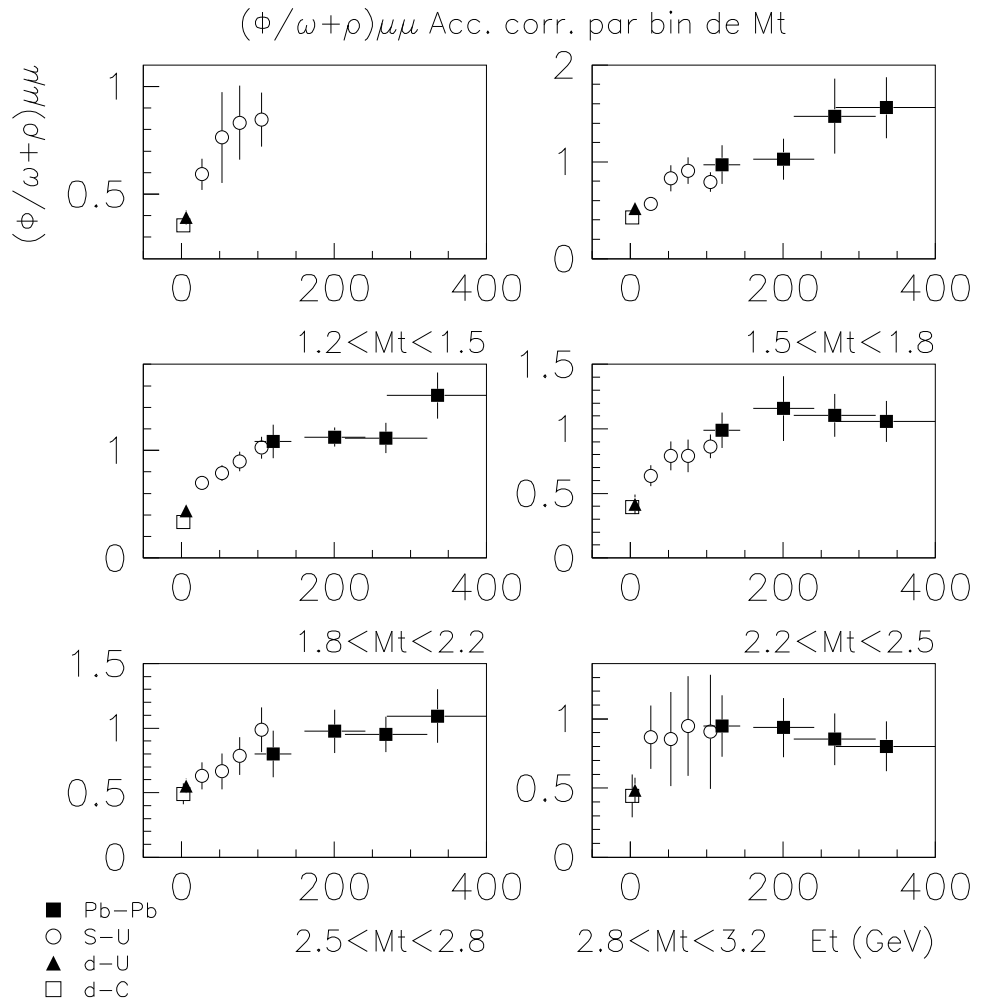


Figure 5.3: *rapports $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de E_T par intervalle de M_T.*

Système		Intervalles M_T (GeV/c^2)					
		1,2-1,5	1,5-1,8	1,8-2,2	2,2-2,5	2,5-2,8	2,8-3,2
Pb-Pb	E_{T1}	-	0.972±0.201	1.082±0.156	0.990±0.138	0.801±0.180	0.949±0.222
	E_{T2}	-	1.029±0.212	1.124±0.090	1.157±0.250	0.976±0.168	0.938±0.214
	E_{T3}	-	1.472±0.388	1.114±0.141	1.103±0.166	0.951±0.136	0.854±0.187
	E_{T4}	-	1.559±0.313	1.510±0.215	1.058±0.159	1.094±0.207	0.802±0.180
S-U	E_{T1}	0.592±0.072	0.566±0.056	0.696±0.055	0.637±0.082	0.632±0.105	0.869±0.229
	E_{T2}	0.764±0.211	0.830±0.136	0.787±0.074	0.791±0.112	0.665±0.140	0.855±0.341
	E_{T3}	0.832±0.172	0.909±0.137	0.896±0.092	0.790±0.126	0.784±0.145	0.949±0.361
	E_{T4}	0.846±0.126	0.792±0.100	1.025±0.100	0.864±0.093	0.988±0.172	0.907±0.413
d-U		0.391±0.033	0.517±0.032	0.438±0.024	0.417±0.076	0.553±0.055	0.485±0.089
d-C		0.355±0.031	0.426±0.024	0.336±0.018	0.394±0.048	0.491±0.081	0.445±0.155

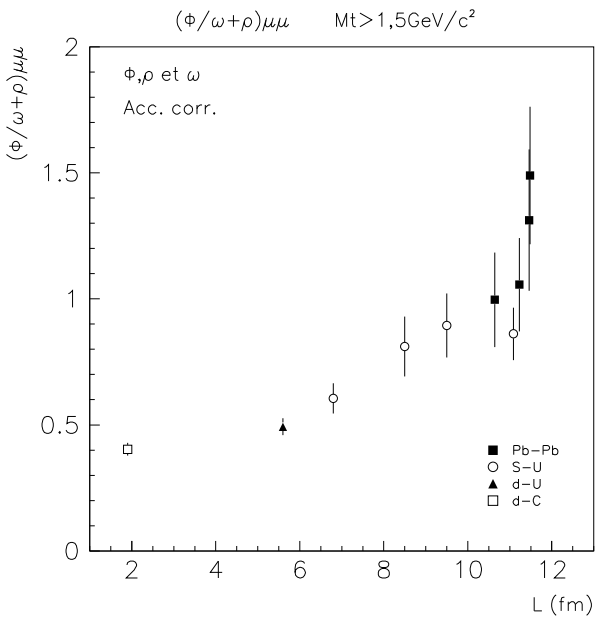


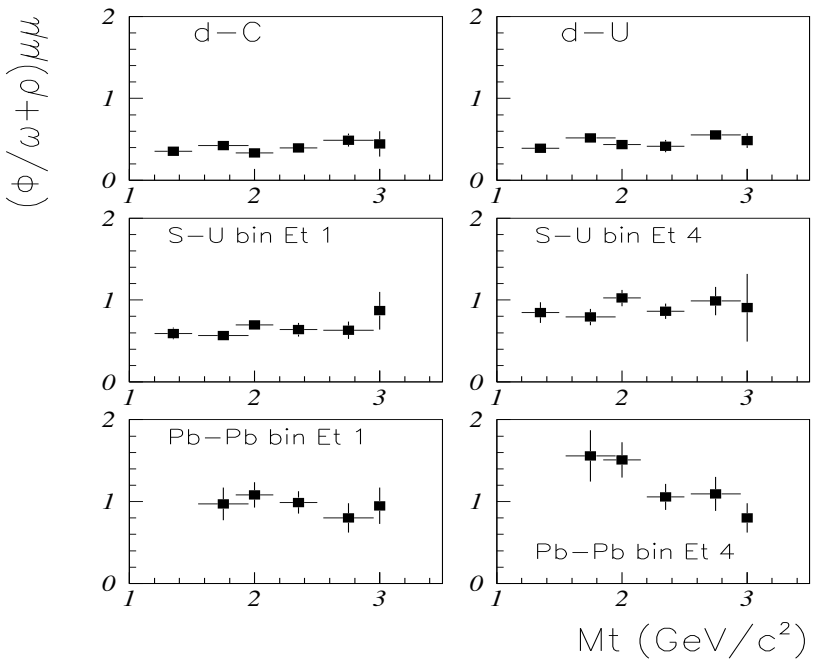
Figure 5.4: *rapports $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de L ($M_T > 1,5GeV/c^2$).*

A l'opposé on peut voir que ce rapport représenté en fonction de la variable L (avec L augmentant peu entre les systèmes S-U et Pb-Pb) présente une augmentation très violente.

Quoi qu'il en soit, la figure 5.3 suggère déjà un comportement différent pour le système Pb-Pb qui est mieux souligné sur la figure 5.5 montrant l'évolution du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de M_T pour plusieurs systèmes et centralités.

On y constate en effet une indépendance du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ par rapport à M_T (justifiant à postériori le choix de cette variable pour notre étude) pour tous les systèmes sauf dans les collisions centrales de Pb-Pb où le rapport semble nettement décroître en fonction de M_T. Ceci suggére que le rapport des pentes inverses ("températures") du ϕ et du $\rho+\omega$ décroît pour les collisions Pb-Pb les plus centrales.

On observe effectivement que la pente inverse du ω, dont la valeur exacte nécessite encore des vérifications, augmente dans les collisions les plus centrales comparées aux collisions périphériques.



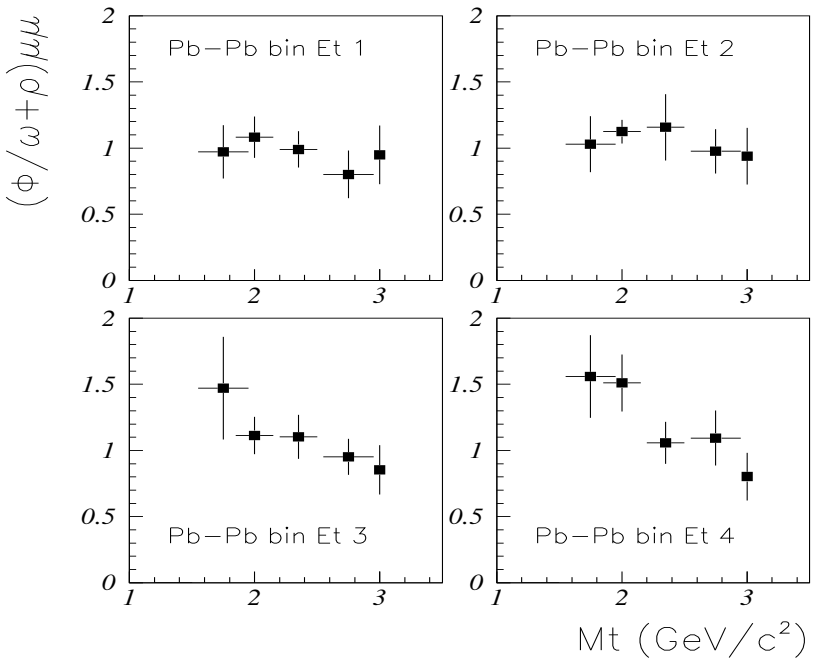


Figure 5.5: *En haut/ Evolution du rapport $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de M_T, pour différents systèmes et différentes centralités de la collision (S-U et Pb-Pb). En bas/ Evolution du rapport $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de M_T et de la centralité (Pb-Pb)*

5.4 Rapports $\phi/Continuum$.

Dans l'étude de suppression du J/ψ, on compare la production du J/ψ à celle de dimuons de hautes masses, qui sont produites eux aussi dans les collisions dures de partons (mécanisme de Drell-Yan), mais qui n'interagissent pas fortement avec le milieu et sont donc insensibles aux effets de plasma.

Bien que pour l'étude des basses masses ces collisions dures n'aient pas la même force comme référence, ils peuvent fournir une normalisation intéressante en fonction de l'énergie transverse, et permettre de déceler des déviations par rapport à un comportement standard.

La référence idéale pour le J/ψ est le continuum sous cette résonance. Expérimentalement on a un accès plus direct à la production de dimuons au delà du ψ' (3,7 GeV/c^2), qui ne nécessite pas d'ajustement de composante.

Le continuum de masses plus basses que le J/ψ (1,7-2,4 GeV/c^2), a aussi été utilisé dans le passé. Il posséde une plus grande statistique, mais présente l'inconvénient d'avoir des origines différentes (contribution des $D\overline{D}$, Drell-Yan). Un excès de production de dimuons a d'ailleurs été observé dans cette région (QM96).

Une importante fluctuation statistique expérimentale des régions de hautes masses (au dela du ψ') pour le système d-C va nous amener à considérer les différentes références que nous venons de présenter, a les comparer en détail et à utiliser une méthode indirecte pour évaluer le Drell-Yan sous la résonance J/ψ.

5.4.1 Rapports $\phi/Continuum$ et $(\rho+\omega)/Continuum$.

La figure 5.6 repfesente en fonction de E_T les rapports ϕ/CNT et $(\rho+\omega)/CNT$ corrigés d'acceptance pour $M_T > 1,2\ GeV/c^2$ et $M_T > 1,5\ GeV/c^2$ et normalisés au système d-C.

Le continuum est pris sur tout le domaine en M_T. Les valeurs d'acceptance de la bande en masse 1,7-2,4 pour chaque système sont: 13.8%(d-C), 14.1%(d-U), 13.6%(S-U), 7.2%(Pb-Pb). Les acceptances sont calculées après une correction continue en fonction de la masse des formes simulées (M_T, Y).

Pour $M_T > 1,5\ GeV/c^2$, on constate une augmentation du rapport ϕ/CNT entre d-C et Pb-Pb d'un facteur supérieur à 2 tandis que le rapport $\rho+\omega$ semble décroître entre d-C et Pb-Pb.

5.4.2 Rapports ϕ/DY et $(\rho+\omega)/DY$.

Bien que la statistique du Drell-Yan au delà de 4,3 GeV/c^2 soit faible, nous représentons sur la figure 5.7 les rapports corrigés d'acceptance ϕ/DY_{brut} et $(\rho+\omega)/DY_{brut}$ (avec le DY_{brut} pris entre 4,3 et 10 GeV/c^2).

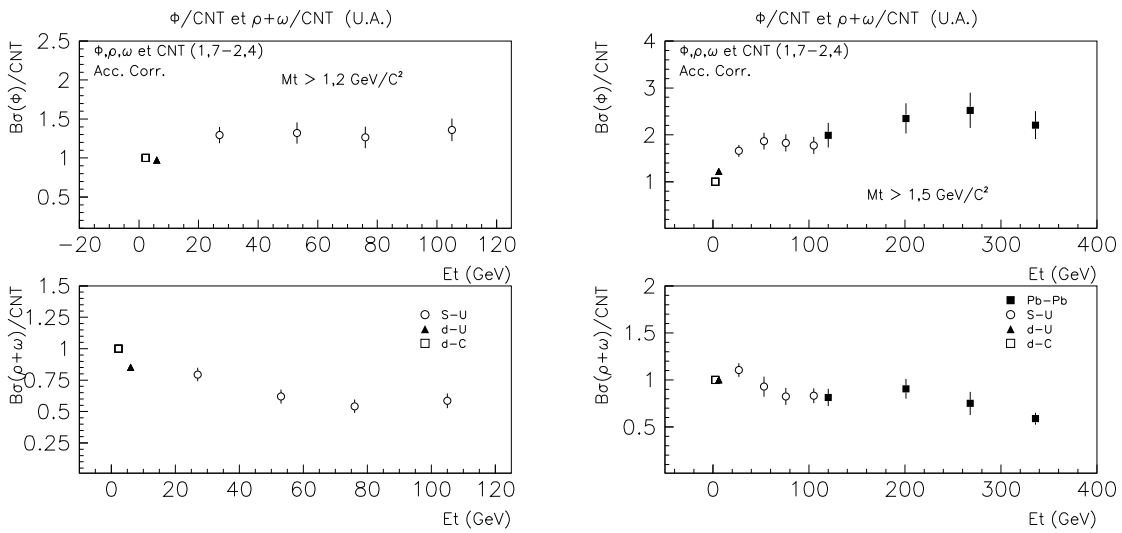


Figure 5.6: *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/CNT$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$)*

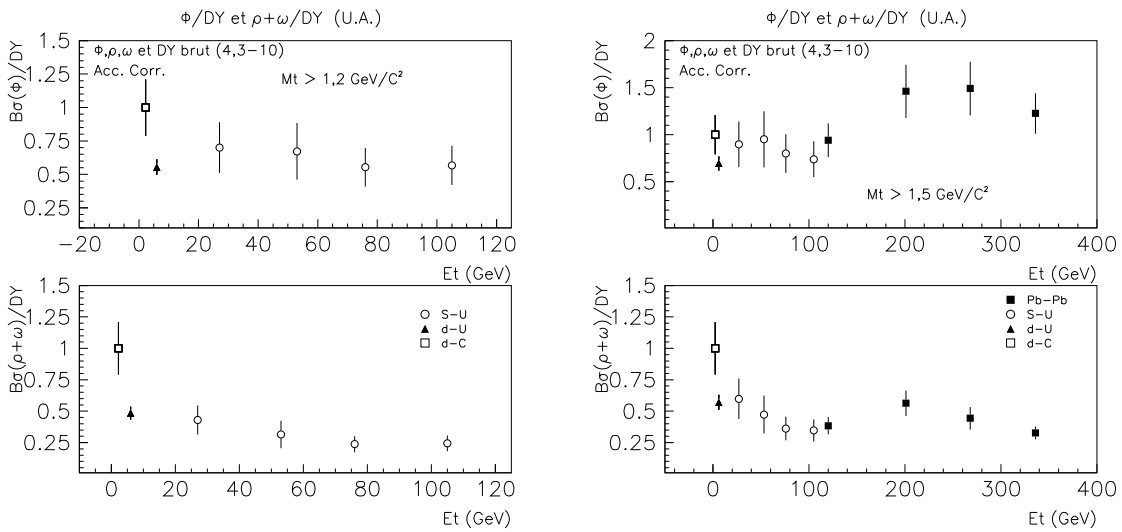


Figure 5.7: *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/DY_{brut}$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$) .*

Les systèmes d-U, S-U et Pb-Pb, normalisés au d-C, présentent un comportement qui est voisin de ce qu'on observe en prenant le CNT pour référence sauf pour le système d-C dont le rapport est supérieur d'un facteur environ 2 au d-U, pour le $\rho+\omega$ et le ϕ. Cet effet, qui est aussi observé sur les rapports

$(J/\psi)/DY$ ainsi que sur les rapports DY_{brut}/CNT et $DY_{2,9-4,5}/DY_{brut}$, semble montrer que le nombre de DY_{d-C} brut est inférieur au nombre que l'on extrapolerait à partir des autres systèmes.

5.4.3 Détermination du DY entre 2,9 et 4,5 GeV/c^2 pour d-C, d-U et S-U (1991).

Le Drell-Yan pris entre 2,9 et 4,5 GeV/c^2 est actuellement la référence utilisée pour l'étude de la suppression du J/ψ.

Le nombre de $DY_{2,9-4,5}$, pour le système Pb-Pb, a été determiné lors de l'étude du J/ψ (Collaboration NA50) mais pour les collisions d-C, d-U et S-U 91 (set up 'ϕ'), ce nombre est à determiner.

Pour éviter les grandes incertitudes statistiques du système d-C, nous déduisons le DY du nombre de J/ψ (dont les fluctuations statistiques sont négligeables) à l'aide de la paramétrisation, dérivée du modèle d'absorption, du rapport $J\psi/DY$ en fonction du paramètre L, établie pour les collisions hadron-noyau jusqu'à S-U (cf fig 5.8)

$$(J\psi)/DY = 44,7 \cdot (e^{-\rho\sigma L})$$

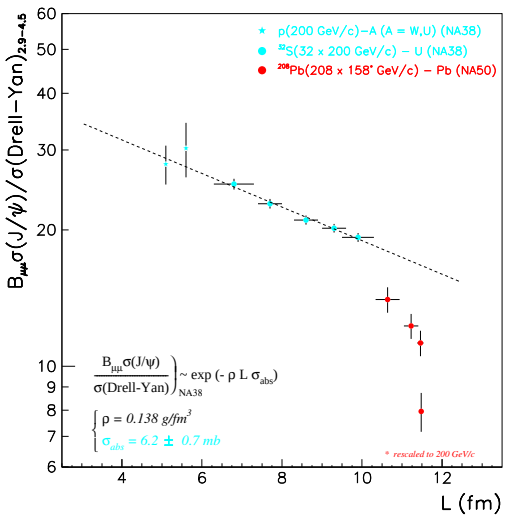


Figure 5.8: *Rapport $(J/\psi)/DY$ en fonction du paramètre L (fm) ([ABR96]) .*

Pour déterminer le nombre de J/ψ dans la bande de masse [2,7-3,5] GeV/c^2,

il faut soustraire la contribution du DY (environ 5-10% du total) estimée grâce à une paramétrisation $F(M) = a \cdot (e^{(-1.4*M)} + 0.049 \cdot e^{(-(M-1.6)^2)}$ ([BOR96]) de résultats de simulation que l'on ajuste aux spectres expérimentaux au delà de 4 GeV/c^2 (exemple d-C et d-U, figure 5.9).

On peut noter que le DY ainsi déterminé est très semblable à celui obtenu par la méthode indirecte, en particulier pour le système d-C, soulignant encore la nature "accidentelle" de la fluctuation.

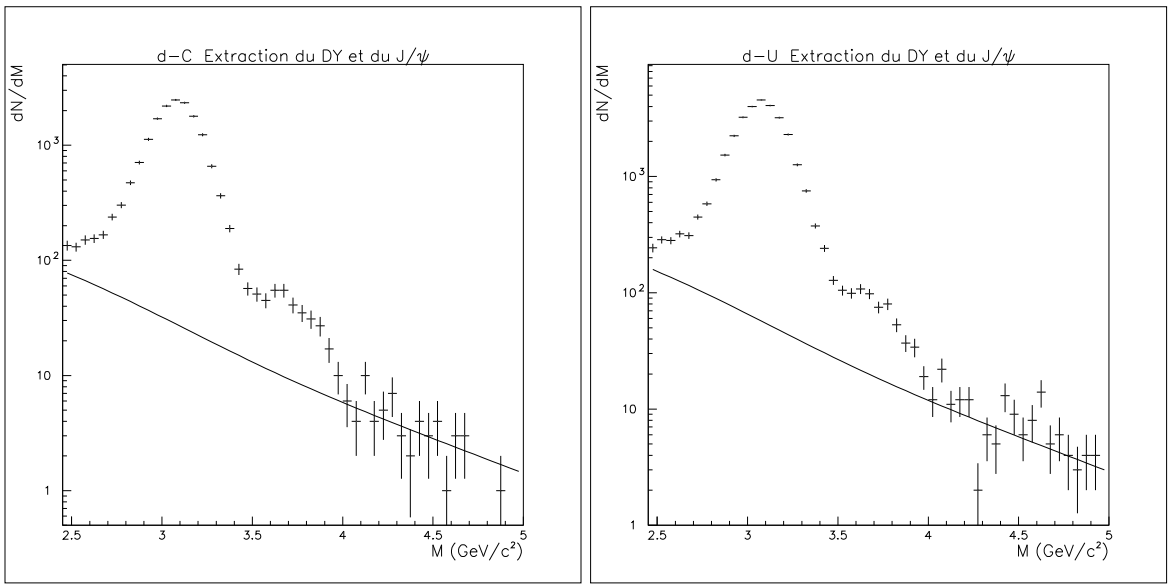


Figure 5.9: *Exemple de paramétrisation de la composante Drell-Yan (d-C et d-U) .*

Sont reportées dans le tableau suivant les valeurs des rapports $J/\psi/DY$, du nombre de J/ψ déterminés et du nombre de DY que l'on déduit.

Systeme	$\psi/DY(2.9-4.5)$	ψ	$DY(2.9-4.5)$
$d-C(p-C)$	38.	15450.	406.
$d-U(p-U)$	30.27	28863.	960.
$S-U\ \ Et1$	24.98	3514.	141.
$S-U\ \ Et2$	21.6	2158.	100.
$S-U\ \ Et3$	19.8	1883.	95.
$S-U\ \ Et4$	18.7	2310.	123.
$Pb-Pb\ \ Et1$	18.39	14035.	763.
$Pb-Pb\ \ Et2$	16.09	13270.	852.
$Pb-Pb\ \ Et3$	14.75	11896.	806.
$Pb-Pb\ \ Et4$	10.42	3739.	358.

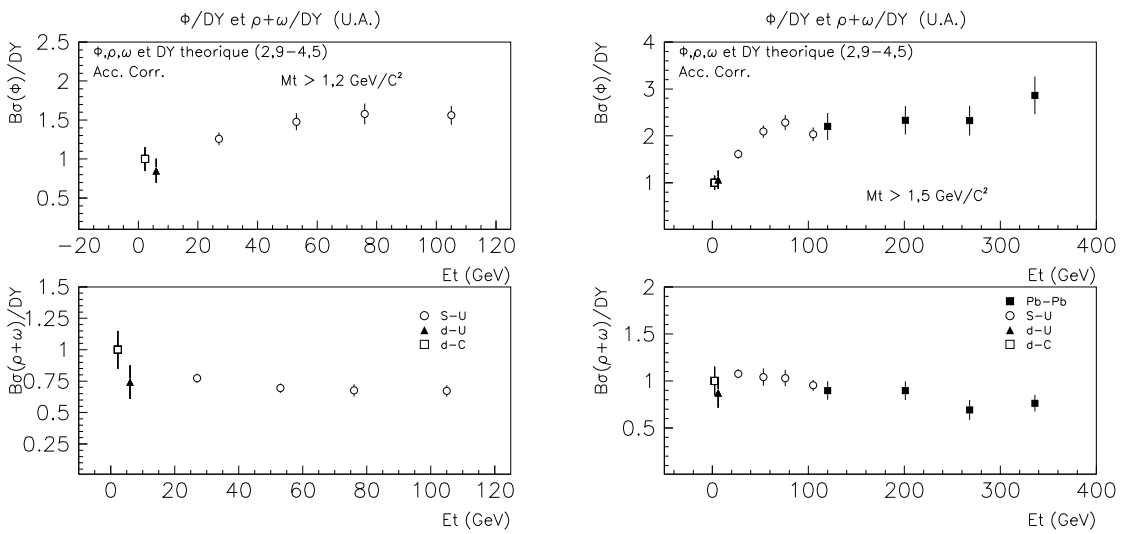


Figure 5.10: *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/DY_{theorique}$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$)*

Sur la figure 5.10, nous montrons les rapports ϕ/DY et $(\rho+\omega)/DY$ corrigés d'acceptance (Acceptance $DY_{2,9-4,5}$ 20% pour le setup ϕ et 14.9% pour le système Pb-Pb) et pour $M_T > 1,5GeV/c^2$. Les systèmes d-U, S-U et Pb-Pb sont normalisés à d-C.

Alors que les rapports $(\rho+\omega)/DY$ paraissent très proches entre les différents systèmes, ϕ/DY augmente d'un facteur environ 2,5 entre d-C et Pb-Pb.

Leur l'évolution en fonction de E_T est plus aussi plus régulière que celle obtenue avec le DY "brut" ($M > 4,3$); notre méthode semble corriger le probléme rencontré pour le DY brut du d-C.

En effet, l'intégration de la paramétrisation du DY dans la bande de masse 4,3-10 GeV/c^2 nous donne un nombre de DY qui est environ 30 % supérieur au nombre de coup expérimentaux (qui semblait être sous estimé). L'ajustement du DY parait "corriger" les fluctuations statistiques du spectre en masse (d-C) au dela du ψ'.

5.5 Distributions en masse transverse et détermination de la température T.

Notre analyse réalisée par intervalle de masse transverse nous permet d'étudier pour les résonances ϕ et $\rho+\omega$ leur distribution en M_T corrigée d'acceptance.

Nous commencerons par discuter de la méthode d'ajustement de ces distri-

butions par les paramétrisations en M_T présentées dans le chapitre précédent.

5.5.1 Discussions sur le choix de l'abcisse des points en M_T.

Comment ajuster une distribution à partir de nombres intégrés dans des intervalles de largeur finie?

Pour un nombre N de coups mesurés dans un intervalle en M_T de largeur ΔM_T, la densité de coups est le rapport entre N et ΔM_T.

D'après Lafferty [LAF94], la position exacte de l'abscisse se situerait entre le centre de l'intervalle (valeur trop grande) et le barycentre (valeur trop petite). Dans un domaine de masse transverse $[M_{T1}; M_{T2}]$, l'abscisse M_{T0} est déterminée telle que:

$$M_{T0}^{3/2} e^{-M_{T0}/T} = \frac{1}{M_{T2}-M_{T1}} \cdot \int_{M_{T1}}^{M_{T2}} M_T^{3/2} e^{-M_T/T} dM_T$$

La position de l'abscisse correspond donc au point qui a pour ordonnée la valeur moyenne de la fonction $M_T^{3/2} e^{-M_T/T}$ nous servant à ajuster la distribution en masse transverse, alors que l'expression du barycentre est:

$$\overline{M_T} = \int_{M_{T1}}^{M_{T2}} M_T \cdot M_T^{3/2} e^{-M_T/T} dM_T / \int_{M_{T1}}^{M_{T2}} M_T^{3/2} e^{-M_T/T} dM_T$$

Dans notre analyse, nous mesurons un nombre intégré de dimuons par intervalle de M_T et effectuons un ajustement, non pas des densité de coups, mais de ces nombres intégrés (le problème de la position de l'abscisse ne se pose plus).

Cependant on utilise l'abscisse de l'ordonnée moyenne pour représenter le résultat (cf fig 5.11,5.12).

Les ajustements sont effectués à partir d'une limite de 1,2 GeV/c^2 en M_T (les variations d'acceptance étant importantes entre l'intervalle en M_T 0,9-1,2 GeV/c^2 et l'intervalle 1,2-1,5 GeV/c^2).

Les valeurs des pentes inverses obtenues pour les différentes paramétrisations sont résumées dans le tableau:

paramétrisation	Résonance	T (MeV)		
		d-C	d-U	S-U
$M_T K_1(M_T/T)$	ϕ	202.4±3.8	223.0±3.3	244.7±3.5
	$\rho+\omega$	205.4±3.2	224.3±2.5	246.5±4.0
$M_T^{3/2} e^{-(M_T/T)}$	ϕ	201.7±3.3	221.6±2.4	243.2±3.7
	$\rho+\omega$	204.6±2.1	223.2±2.4	245.2±3.0
$M_T e^{-(M_T/T)}$	ϕ	213.0±4.1	235.8±3.6	259.9±3.7
	$\rho+\omega$	215.3±3.4	236.9±2.6	261.6±3.6

On constate que les deux premières paramétrisations donnent des températures d'un même ordre de grandeur, tandis que pour la dernière paramétrisation, les températures sont plus élevées d'environ 10 MeV.

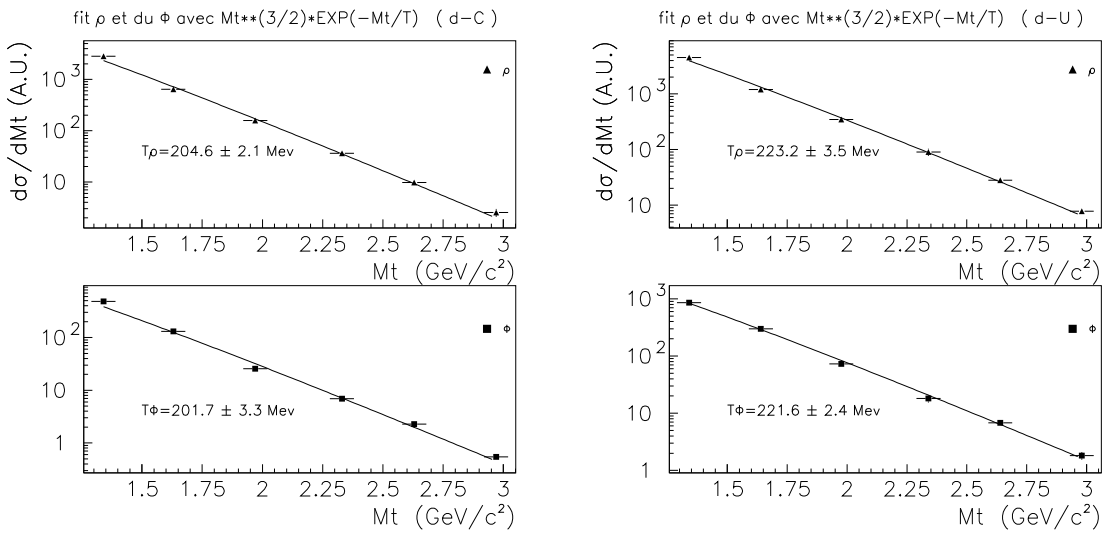


Figure 5.11: *Représentation de l'ajustement des distributions en M_T du ϕ et du $\rho + \omega$ (d-C et d-U) avec la fonction $M_T^{3/2} \cdot e^{-(M_T/T)}$*

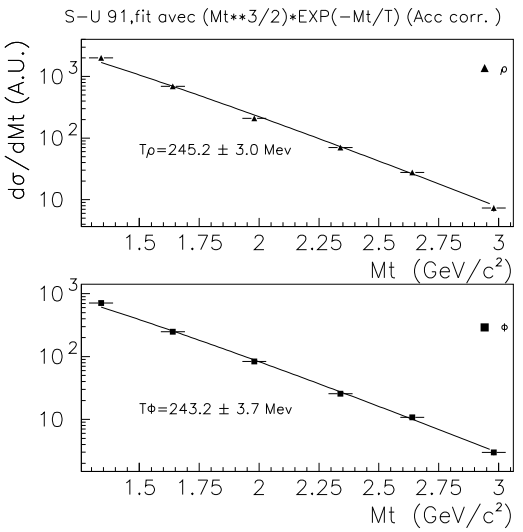


Figure 5.12: *Représentation de l'ajustement des distributions en M_T du ϕ et du $\rho + \omega$ (S-U) avec la fonction $M_T^{3/2} \cdot e^{-(M_T/T)}$*

Toutefois, pour chaque paramétrisation utilisée, les valeurs des pentes inverses obtenues sont très proches pour le ϕ et le $\rho + \omega$ et augmentent avec la taille du système ($\approx$ 40 MeV entre d-C et S-U), ce qu'on peut considérer comme un signe d'augmentation de la densité d'énergie.

Remarque:

La position des abscisses en M_T utilisées pour la représentation de l'ajustement est la même pour le ϕ et le $\rho+\omega$ car elle est très peu sensible aux variations de température.

Les valeurs des abscisses correspondantes à la valeur moyenne de la fonction par intervalle de M_T (positions correctes) ainsi que les abscisses déterminées par la méthode du barycentre sont les suivantes:

intervalles en M_T	1,2-1,5	1,5-1,8	1,8-2,2	2,2-2,5	2,5-2,8	2,8-3,2
position M_T (correcte)	1.34	1.64	1.98	2.34	2.64	2.98
position M_T (barycentre)	1.32	1.63	1.95	2.32	2.62	2.95

Les valeurs d'abscisse correspondantes aux barycentres des intervalles sont sensiblement inférieures à celles des positions exactes ([LAF94]). La petite largeur de nos intervalles (300 et 400 MeV) explique que les écarts observés sont relativement faibles, de l'ordre de 0,5 à 1,5%.

A titre d'exemple, si l'on considère un intervalle large compris entre 2,2 et 3,2 GeV/c^2, la position de l'abscisse est dans le premier cas 2,57 et 2,45 GeV/c^2 avec la méthode du barycentre (4,7% d'écart).

Dans le cas de S-U, on peut s'intéresser à l'ajustement des densités de coup par intervalle de M_T pour les différentes méthodes de positionnement de l'abscisse présentées par Lafferty (barycentre, centre de l'intervalle, position exacte)

Le tableau suivant présente les différents résultats obtenus en utilisant la fonction $M_T^{3/2} e^{-M_T/T}$:

position de l'abscisse	Résonance	
	T_ϕ (MeV)	$T_{\rho+\omega}$ (MeV)
barycentre	$242,2 \pm 3,7$	$244,9 \pm 3,5$
position exacte	$243,4 \pm 3,9$	$246,4 \pm 2,5$
centre de l'intervalle	$244,4 \pm 3,8$	$247,3 \pm 2,6$

Ces résultats restent proches pour les différentes méthodes (différences inférieures à 1%).

On peut le comprendre facilement dans la mesure où la largeur de nos intervalles reste sensiblement constante sur tout le domaine en M_T que l'on

étudie; on a alors une translation de l'écart des abscisses entre les deux méthodes (l'écart est environ constant) sur l'ensemble de la région étudiée en M_T.

Les pentes inverses par intervalle d'énergie transverse pour S-U sont:

collision	T (MeV) (S-U)			
	E_{T1}	E_{T2}	E_{T3}	E_{T4}
ϕ	245.1 $\pm$5.4	247.1 $\pm$5.5	252.2 $\pm$6.2	248.5 $\pm$5.1
$\omega+\rho$	238.6 $\pm$5.7	242.6 $\pm$7.1	256.4 $\pm$8.2	244.8 $\pm$7.4

Ces valeurs ne montrent pas de claire dépendance entre la température et l'énergie transverse (proportionnelle à la densité d'énergie) et paraissent cohérentes avec les résultats des rapports $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de la masse transverse et de la centralité.

Par ailleurs les pentes inverses du système Pb-Pb sont de l'ordre de 220 MeV, donc inférieures aux pentes inverses de S-U, ce qui est surprenant.

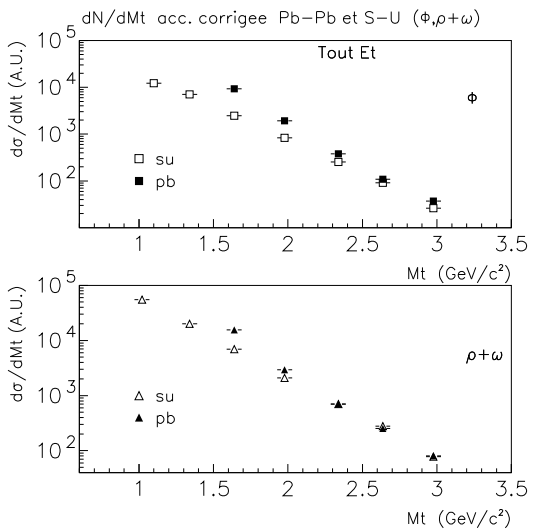


Figure 5.13: *Comparaison des distributions en M_T corrigées d'acceptance entre S-U et Pb-Pb. Un effet systématique en Plomb suggère une sous-estimation de l'acceptance pour les bas M_T (normalisation relative arbitraire pour faciliter la comparaison entre les deux systèmes).*

La figure 5.13 représente les distributions en masse transverse corrigées d'acceptance du ϕ et du $\rho+\omega$ pour les systèmes S-U et Pb-Pb. Cette figure semble

montrer que le problème rencontré en Pb-Pb ne provient pas de la restriction du domaine en masse transverse pour l'ajustement, mais d'une différence de forme présente dans les données corrigées d'acceptance.

Cet effet, de l'ordre de 2 à bas M_T, pourrait être dû à une sous évaluation de l'acceptance pour le système Pb-Pb (l'acceptance du ϕ et du ω est de l'ordre de 0,3% pour le premier intervalle et 1,6% pour le second, $-0.5 < cos\theta < 0.5$).

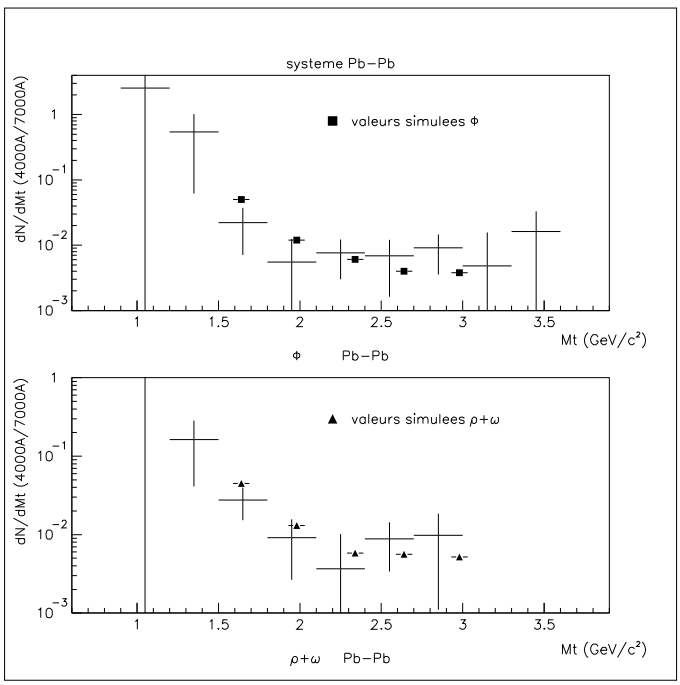


Figure 5.14: *Effet du changement de champ magnétique (7000– >4000 A), et comparaison avec la prédiction évaluée par simulation (la simulation à 4000 A correspond au système S-U)*

Pour vérifier cette hypothèse, nous nous sommes intéressés, pour le système Pb-Pb, au rapport des distributions en masse transverse non corrigées d'acceptance (ϕ et $\rho + \omega$) pour des prises de données effectuées avec un courant dans l'aimant de 7000 Ampères ("run standard") et de 4000 Ampères (intensité de courant utilisée pour les prises de données S-U).

Ces rapports (dN/d$M_T$exp(4000)/dN/d$M_T$exp(7000)) sont présentés sur la figure 5.14 où les points correspondent aux rapports des acceptances (obtenues par simulation) entre les systèmes S-U et Pb-Pb par intervalle de M_T (avec une intensité de 4000 A pour S-U et 7000 A pour Pb-Pb).

Remarque: Pour la prise de données Pb-Pb, seulement deux "runs" ont été effectués à 4000 Ampères. La statistique est donc très faible.

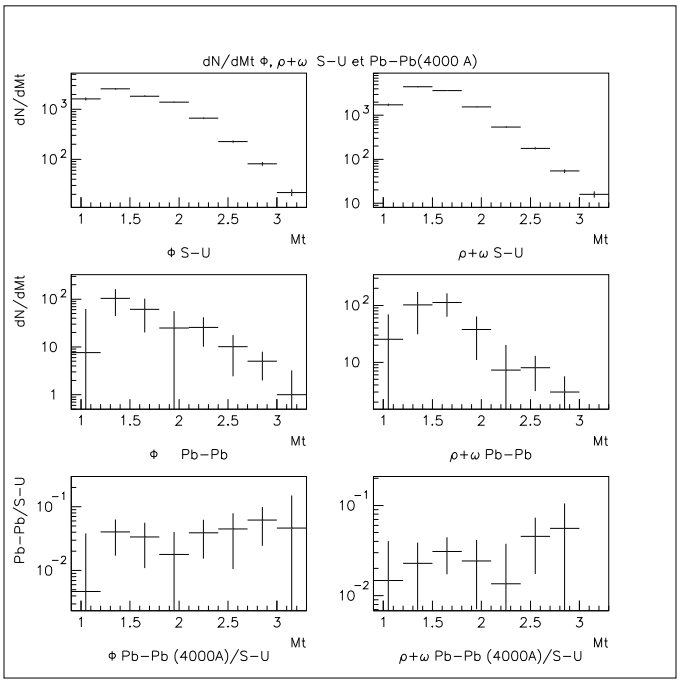


Figure 5.15: *Comparaison directe entre Pb-Pb et S-U avec un même champ magnétique .*

Cette comparaison des distributions en masse transverse pour deux intensités de courant montre, pour les bas M_T, un effet d'acceptance similaire aux distributions corrigées d'acceptance qui tend à confirmer une sous évaluation de nos acceptances à basses masses transverses.

De plus, sur la figure 5.15, nous avons effectué le rapport des distributions en M_T non corrigés d'acceptance entre le système Pb-Pb à 4000 A et S-U (4000 A) et les deux distributions semblent montrer ici des pentes voisines (mais la faible statistique des runs plomb à 4000 A ne permet pas de tirer de conclusion définitive).

Pour tenir compte de cet effet, on choisit de multiplier, pour le système Pb-Pb, l'acceptance par 2 pour l'intervalle 1,5-1,8 GeV/c^2 et par 1,3 pour l'intervalle suivant, et d'associer une erreur systématique supplémentaire de 50% et 23% à ces valeurs de l'acceptance.

5.6 Rapports $\phi/(\rho+\omega)$ par intervalle de P_T.

A partir de la paramétrisation des distributions en masse transverse de chaque système, il nous est possible d'obtenir des nombres intégrés de ϕ et de $\rho+\omega$ dans des intervalles d'impulsion transverses P_T et d'effectuer une étude

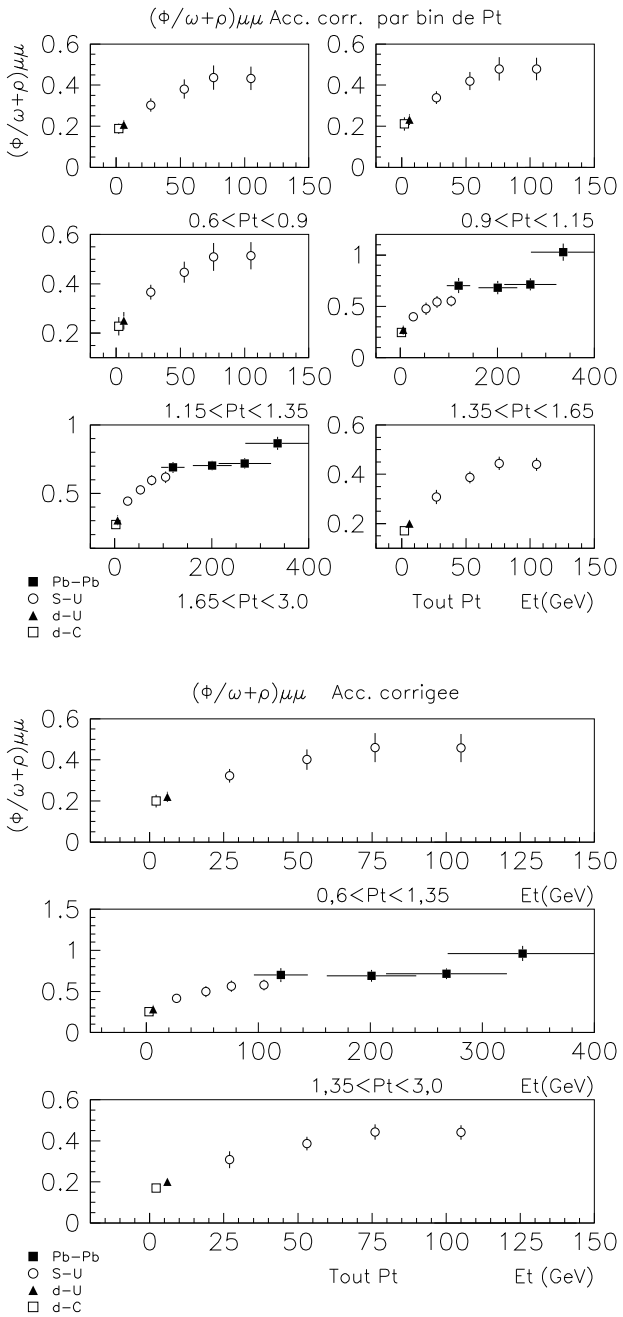


Figure 5.16: *rapports $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de E_T par intervalle de P_T.*

du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de cette variable P_T (cf fig 5.16).

Nous avons utilisé pour cette étude la paramétrisation $M_T^{3/2}e^{-M_T/T}$ et vérifié que le choix d'une autre fonction n'avait pas d'effet sur le rapport $\phi/(\rho+\omega)$.

Remarque:

Les rapport $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de P_T pour le système Pb-Pb ont été déterminés à partir des valeurs de pente inférieures à celles obtenues en S-U. Mais nous avons vérifié que les rapports obtenus à l'aide de la paramétrisation et par intervalle de M_T sont compatibles avec ceux obtenus directement par notre traitement en masse transverse. Comme nous l'avons déjà dit, l'effet de la correction d'acceptance est faible sur le rapport $\phi/(\rho+\omega)$.

De plus, pour Pb-Pb, nous avons restreint l'étude en P_T à un domaine cinématique correspondant à la limite du domaine de masse transverse ($M_T > 1,5 GeV/c^2$). les rapports $\phi/(\rho+\omega)$ sont donc présentés à partir des impulsions transverses supérieures à 1,35 GeV/c.

Pour les systèmes d-C,d-U et S-U, les paramétrisations nous permettent d'extrapoler le rapport $\phi/(\rho+\omega)$ à l'ensemble du domaine d'impulsion transverse ($P_T > 0 GeV/c$).

Pour les systèmes d-C, d-U et S-U, les valeurs de ces rapports intégrés figurent dans le tableau suivant:

Rapport Tout M_T	d-C	d-U	S-U				
			E_{T1}	E_{T2}	E_{T3}	E_{T4}	Tout E_T
$\phi/(\rho+\omega)$	0.171 $\pm$0.009	0.199 $\pm$0.009	0.308 $\pm$0.029	0.387 $\pm$0.024	0.444 $\pm$0.027	0.440 $\pm$0.026	0.393 $\pm$0.034

Rapport $\phi/(\rho+\omega)$ intégré sur tout le domaine de M_T (d-C, d-U, S-U)

5.6.1 Remarque sur l'évolution du rapport $\phi/\rho+\omega$ en fonction de M_T et de P_T.

La figure 5.17 est l'illustration d'un test réalisé en prenant une paramétrisation identique en M_T pour le ϕ et le ω (une même température T arbitraire pour cet exemple, $T = 230$ MeV).Le rapport des nombres intégrés de ces deux résonances est évidemment constant par intervalle de M_T (et vaut 1).

Pour réaliser l'étude du rapport ϕ/ω en fonction de l'impulsion transverse, nous devons intégrer la paramétrisation entre des bornes de M_T correspondantes aux limites des intervalles de P_T.

Le tableau suivant présente la correspondance entre intervalles de P_T et M_T.

$P_T(GeV/c)$	$M_T\phi(GeV/c^2)$	$M_T\omega(GeV/c^2)$	$\Delta M_{T\omega}/\Delta M_{T\phi}$
$0,6-0,9$	$1,183-1,36$	$0,984-1,191$	$1,17$
$0,9-1,15$	$1,36-1,537$	$1,191-1,389$	$1,12$
$1,15-1,35$	$1,537-1,692$	$1,389-1,559$	$1,097$
$1,35-1,65$	$1,692-1,94$	$1,559-1,825$	$0,886$
$1,65-3,00$	$1,94-3,168$	$1,825-3,10$	$1,04$

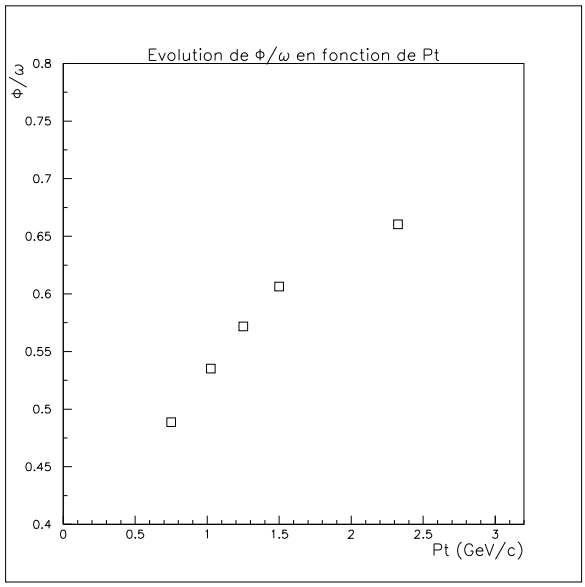


Figure 5.17: *Exemple d'une évolution de rapport ϕ/ω en fonction de P_T. Le test est réalisé avec la même température pour le ϕ et le ω ($T = 230\ MeV$ et $dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \cdot e^{-M_T/T}$).*

La largeur des intervalles, sensiblement constante en P_T, diminue lorsque nous passons en M_T pour intégrer la fonction.

Le rapport ϕ/ω augmente avec P_T.

Cette étude ne montre pas le même comportement apparent selon que l'on choisit comme variable M_T ou P_T.

5.7 Sections efficaces.

5.7.1 normalisation

Nous cherchons à relier le nombre de paires de muons mesurés, après correction d'acceptance et d'efficacité N_{mes}, à la production moyenne d'une collision noyau projectile-noyau cible (La section efficace est la surface équivalente d'un couple projectile-cible pour le processus considéré).

Le facteur de normalisation contient donc le nombre de noyaux incidents N_{inc}, de noyaux cibles N_{targ}, et du facteur de diminution 1-F du faisceau au long de la cible, si la cible de longueur L est épaisse.

La section efficace s'écrit:

$$\sigma = \frac{N_{mes}}{dN_{targ}/dS \times N_{inc} \times F}$$

- σ est exprimée en barn alors que dN_{targ}/dS est exprimée en $10^{24}/cm^2$ (Navogadro=0.602 10^{24}).

- $F = \frac{1-exp-L/\lambda_I}{L/\lambda_I}$, ce qui fait que la valeur maximale accessible est $L_{eff} = \lambda_I$.
- λ_I, longueur d'interaction, se déduit de la section efficace d'interaction projectile-cible considérée σ_{int} (A et B nombres de masse des noyaux) .
  σ_{int}(mbarn)= 68.8 $(A^{1/3} + B^{1/3} - 1.32)^2$
- la longueur d'interaction est $A/(\rho\sigma$ Na)

L'inefficacité dûe au temps mort de l'acquisition est prise en compte dans les valeurs fournies par les détecteurs de faisceau, BH pour les ions et argonion pour les deutons. Pour les cibles segmentées, la normalisation est effectuée sur la première ciblette, et étendue proportionnellement au nombre de dimuons mesurés, ce qui prend en compte automatiquement l'absorption au long de la cible.

Le tableau 5.7.1 résume les valeurs des paramètres utilisés pour déterminer les constantes de normalisation des différents systèmes.

		d-C	d-U	S-U	Pb-Pb
cible	L(cm)	11.	2.	1.2	0.7
	ciblette			12	7
	$\rho\ g/cm^3$	1.68	18.95	18.95	11.35
F	$\sigma_{int}(mbarn)$	341	2581	4444	7598
	$L_{int}(cm)$	34.7	8.11	4.7	4.
	$P_{int}(=F)$	0.266	0.218	.155	.16
	$N^1_{targ}/N^{tot}_{targ}$			.136	.206
	L_{eff} (cm)	9.23	1.77	.099 / .136	.0693/.206
	$N_{targ}(10^{24})$	0.778	0.0847	.0348	.0111
N_{inc}	argo2 (*)(10^{13})	.2986	0.367		
	BH(10^{11})			3.15	15.3
	$\epsilon_{pu,para,halo}$			.83	.75
	N_{inc} (10^{11})	29.86	36.7	2.61	11.5
eff.	ϵ_{trig}	.94	.94	.94	.92
	ϵ_{rec}	.99	.99	.99	.95
	$\epsilon_{targ}\phi$			.84	0.89
	ϵ_{tot}	.93	.93	.79	.79
normalisation	μbarn/10^7 mes.	4.6	34.5	1411	1058

5.7.2 Sections efficaces du ϕ et du ω.

Les normalisations déterminées précédemment pour chaque système nous permettent de calculer les sections efficaces du ϕ et du $\rho + \omega$ dont les valeurs, par intervalle de masse transverse, figurent dans le tableau suivant.

Les résultats sont exprimés en $\mu barn/$(nucléon-nucléon) et correspondent à un domaine de $cos\theta$ compris entre $-0,5$ et $+0,5$. Les erreurs associées correspondent aux erreurs statistiques et systématiques.

M_T	σ_ϕ en $\mu barn/$ (nucléon-nucléon)			
	Pb-Pb	S-U	d-U	d-C
1,2-1,5	-	19.46± 3.27	9.26± 1.51	14.02± 2.31
1,5-1,8	16.50± 8.82	6.77± 1.24	3.25± 0.59	3.79± 0.68
1,8-2,2	6.47± 1.83	3.06± 0.51	1.06± 0.17	0.99± 0.16
2,2-2,5	1.44± 0.24	0.70± 0.12	0.20± 0.04	0.20± 0.04
2,5-2,8	0.43± 0.07	0.29± 0.05	0.08± 0.02	0.07± 0.01
2,8-3,2	0.19± 0.03	0.11± 0.02	0.03± 0.01	0.02± 0.01

Sections efficaces de production du ϕ par intervalle de M_T et pour les différents systèmes.

M_T	σ_ω en $\mu barn/$ (nucléon-nucléon)			
	Pb-Pb	S-U	d-U	d-C
1,2-1,5	-	54.76± 9.44	49.23± 7.91	82.20±13.22
1,5-1,8	27.42±14.65	18.81± 3.15	13.09± 2.13	18.54± 3.02
1,8-2,2	11.13± 3.22	7.58± 1.25	5.01± 0.82	6.10± 1.00
2,2-2,5	2.77± 0.50	1.90± 0.34	0.98± 0.23	1.05± 0.20
2,5-2,8	0.92± 0.16	0.78± 0.14	0.30± 0.06	0.28± 0.05
2,8-3,2	0.46± 0.09	0.25± 0.06	0.11± 0.02	0.10± 0.03

Sections efficaces de production du ω par intervalle de M_T et pour les différents systèmes.

Remarque:

Dans notre calcul des sections efficaces du ϕ et du ω pour le système Pb-Pb, nous avons négligé l'écart de l'énergie du faisceau par rapport à S-U (200 GeV/nucléon en S-U et 160 GeV/nucléon). L'effet est proportionnel à $log\sqrt{S}$ (effet d'environ 3%).

De plus, nous avons pris en compte la correction arbitraire d'acceptance pour les deux premiers intervalles de masse transverse du système Pb-Pb.

Sur les figures 5.18 et 5.19 sont présentées les sections efficaces du ϕ et du ω en fonction du produit des nombres atomiques des 2 noyaux par intervalle de M_T.

Pour chaque système, la section efficace de production du ϕ et du ω est normalisée par le nombre de nucléons de la cible et du projectile $(Ap \cdot At)$.

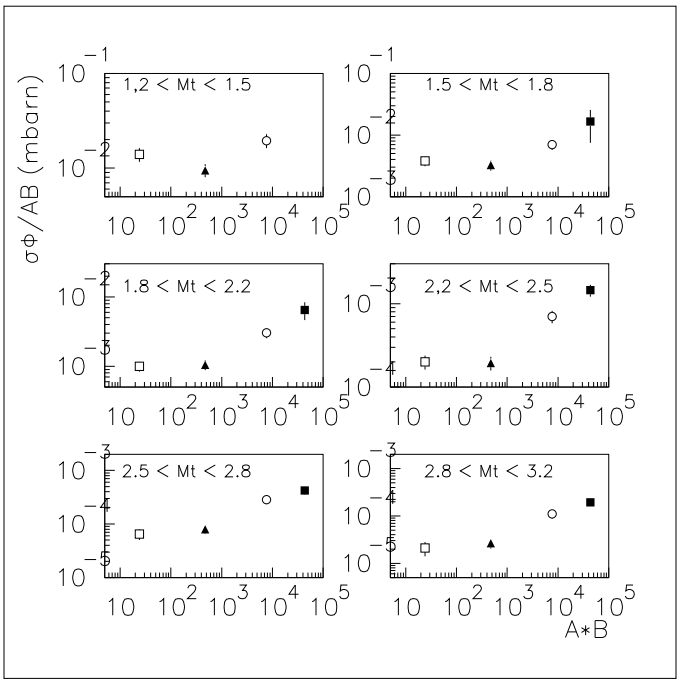


Figure 5.18: *Sections efficaces de la production de ϕ en fonction de la taille du système et par intervalle de M_T $(-0.5 < cos\theta^* < 0.5)$*

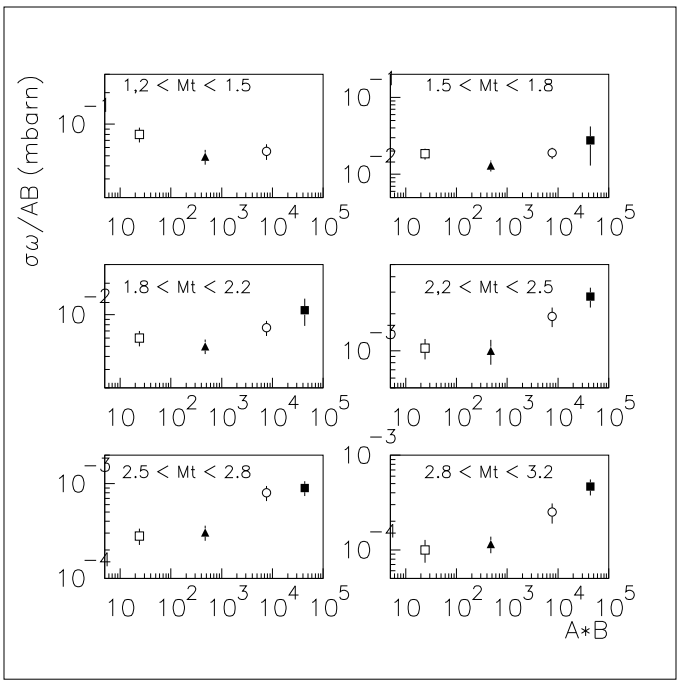


Figure 5.19: *Sections efficaces de la production de ω en fonction de la taille du système et par intervalle de M_T $(-0.5 < cos\theta^* < 0.5)$*

Cette représentation a l'avantage de permettre une comparaison directe par rapport à une évolution en $(AB)^{\alpha}$, qui correspond à des points alignés, et une comparaison avec $\alpha = 1$ suivant que la ligne est descendante ou montante.

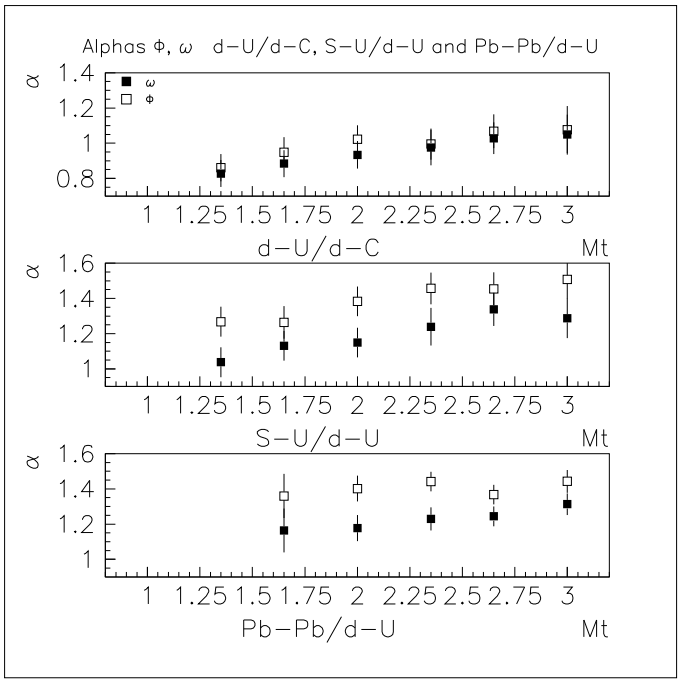


Figure 5.20: *Représentation de l'évolution des sections efficaces du ϕ et du ω, entre deux systèmes et en fonction de M_T, par l'intermédiaire d'une paramétrisation en $(AB)^{\alpha}$.*

On peut calculer les α du ϕ et du $\rho + \omega$ en comparant des systèmes A-B et C-D.

$$\alpha = ln(\sigma_1/\sigma_2)/ln(AB/CD)$$

Nous avons présenté sur la figure 5.20 l'évolution de α_ϕ et α_ω en fonction de la masse transverse et pour les systèmes $d-U/d-C$, $S-U/d-U$ et $Pb-Pb/d-U$.

On constate que, en fonction de la variable M_T, les α du ϕ et du ω semblent suivre une même évolution pour les systèmes $S-U/d-U$ et $Pb-Pb/d-U$:

$$\alpha(M_T) = 0,15 \cdot M_T + b$$

On retrouve de plus des résultats déjà observés pour d'autres études , c'est à dire une valeur de $\alpha_\phi \approx \alpha_\omega$ entre les systèmes d-C et d-U (collisions hadron-noyau) et $\alpha_\phi > \alpha_\omega$ pour les collisions noyau-noyau.

Nous venons de présenter dans ce chapitre, pour les systèmes d-C, d-U, S-U et Pb-Pb, les différentes observations concernant la production de ϕ et $\rho + \omega$. Nous allons maintenant chercher à interpréter ces résultats.

Chapitre 6

Discussion des résultats et conclusion.

L'ensemble des résultats s'étend sur quatre systèmes et différentes valeurs de l'énergie transverse E_T et de la masse transverse M_T.

On peut résumer ici les principales observations:

- augmentation du ϕ par rapport au $\rho+\omega$ et par rapport au Drell-Yan (ou continuum).

On observe ces augmentations entre les différents systèmes mais aussi en fonction de l'énergie transverse E_T.

Pour les collisions Pb-Pb, l'augmentation du ϕ en fonction de l'énergie transverse est moins systématique et semble saturer pour les masses transverses les plus grandes.

- Augmentation de la pente inverse des spectres en M_T , qui passe de 200 MeV en d-C à 220 en d-U puis à 240-250 en S-U. Cette pente inverse parait peu dépendante de l'énergie transverse.

- Augmentation des sections efficaces de production du ϕ et du ω mais pour les ions le paramètre α augmente de 0.2 environ, pour la production de ϕ par rapport à celle de ω.

- $\alpha(M_T)$ pour Pb-Pb est similaire à S-U, pour le ϕ comme pour le ω.

- α augmente en fonction de Mt, et de facon similaire pour toutes les régions de masse.

Nous allons par la suite chercher à interpréter les résultats en les comparant à d'autres résultats ou à des prédictions de modèles.

6.1 Comparaison des sections efficaces par rapport aux collisions proton-noyau.

Pour les collisions hadron-Noyau, les résultats relatifs à la production de ϕ et ω que l'on obtient entre les systèmes d-C et d-U sont compatibles avec ce qui a déjà été observé dans d'autres expériences, c'est à dire:

α_ω et α_ϕ inférieurs à 1, de l'ordre de 2/3, et $\alpha_\phi - \alpha_\omega$ de l'ordre de $+0.05$ (malgré nos grandes barres d'erreur).

Pour ce qui concerne le ω, le passage du système d-U à S-U fait apparaitre une augmentation de α_ω d'environ 0,2. Il passe de 0,8 à environ 1 pour les basses valeurs de M_T, qui sont les contributions prépondérentes à la section efficace intégrée.

Cette observation avait déjà été faite lors d'une précedente étude du système S-U (prise de données en 1990)[BORD96].

On peut expliquer cette augmentation de α_ω en considérant un effet purement cinématique.

Lorsqu'on passe de d-C à d-U la rapidité moyenne des particules produites diminue sous l'effet de l'augmentation relative de la masse de la cible. Entre d-U et S-U c'est la masse du projectile qui augmente et qui tend à entraîner une augmentation de la rapidité moyenne.

Dans notre fenêtre expérimentale d'une unité de rapidité, ces déplacements d'ensemble devraient conduire à une diminution de la fraction de particules détectées (passage d-C à d-U), puis une augmentation (d-U à S-U).

Des résultats obtenus pour des collisions proton-Noyau peuvent permettre d'évaluer cet effet.

Pour les collisions proton-Noyau, l'évolution du paramètre α en fonction de la rapidité est semblable pour les particules chargées les plus courantes [GEI91]:

α passe de 1.1 pour la région de rapidité de la cible à 0.5 pour celle du projectile.

Dans notre domaine de rapidité, le passage à la réaction inverse entrainerait une augmentation de α compatible avec ce que nous observons pour α_ω entre d-C et d-U d'une part, et d-U et S-U d'autre part.

En fonction de la variable M_T, nous constatons une augmentation de α qui peut être expliquée par l'effet Cronin (rediffusions multiples des partons dans la matière nucléaire, [CRO75]). De plus, cette augmentation est observée pour un grand nombre de particules [GEI91].

L'évolution des sections efficaces entre d-C et d-U, ainsi que l'augmentation de la section efficace du ω entre d-U et S-U, apparaissent donc compatibles avec l'ensemble des résultats observés pour les collisions proton-Noyau.

6.2 Rapport ϕ/ω.

L'énergie transverse E_T est une variable mesurée proche de la multiplicité de particules qui est souvent utilisée dans d'autres expériences pour représenter les résultats.

Nous observons une nette augmentation du rapport ϕ/ω entre les différents systèmes, et en fonction de E_T en S-U et Pb-Pb.

Cependant pour le système Pb-Pb cette augmentation en fonction de E_T, en particulier pour les plus grandes valeurs de M_T, semble présenter une saturation au niveau de la valeur observée en S-U pour les collisions les plus centrales.

Bien que la correction d'acceptance introduise en Pb-Pb des incertitudes, on voit sur les spectres expérimentaux bruts que l'augmentation globale du ϕ est évidente dans la région de sensibilité expérimentale (cf fig6.1), entre les collisions Pb-Pb les plus périphériques et les collisions centrales.

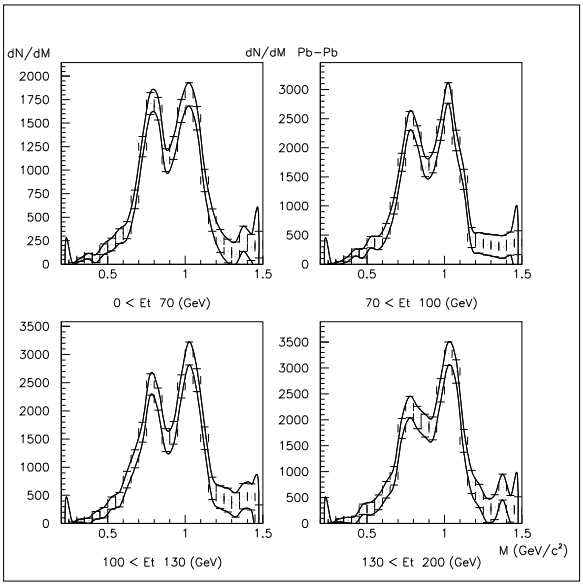


Figure 6.1: *Evolution des spectres en masses "brut" (signal) pour le système Pb-Pb, sans sélection sur M_T, qui montre nettement l'augmentation globale du rapport ϕ/ω dans la région de sensibilité expérimentale.*

6.3 Sections efficaces en S-U et Pb-Pb.

L'évolution des sections efficaces par nucléon du ϕ et du ω entre les systèmes d-U, S-U et Pb-Pb montre une augmentation très régulière quel que soit le domaine de M_T considéré et qui contraste avec la rupture de pente qui s'observe par rapport à l'évolution de d-C à d-U (voir plus haut).

Cette continuité est plus nette encore sur les représentations de α en fonction de M_T, qui sont très similaires pour S-U/d-U et Pb-Pb/d-U (mais avec des incertitudes importantes pour les plus basses valeurs de M_T du système Pb-Pb).

L'apparente "saturation" de l'augmentation du ϕ en Pb-Pb, qui rappelle la saturation de l'augmentation de l'étrangeté observée par l'expérience NA49 ([AFA96]), serait alors en partie l'effet de la diminution du bras de levier entre S-U et Pb-Pb, 3 fois plus faible que le passage de d-U à S-U (le rapport des nombres de nucléons cible-projectile est de 16 entre S-U et d-U, et environ 6 entre Pb-Pb et S-U) ou un signe de la proximité de l'équilibre chimique.

6.4 α_ϕ et α_ω en S-U et Pb-Pb.

Alors qu'ils sont très proches pour d-U/d-C, α_ϕ est nettement supérieur à α_ω dans les collisions S-U/d-U et Pb-Pb/d-U ($\Delta\alpha \approx 0,25$)).

Cette différence de comportement entre ces deux particules pour les collisions Noyau-Noyau implique qu'il n'est pas possible d'extrapoler l'augmentation du ϕ à partir des collisions hadron-Noyau (d-C,d-U).

Ceci est renforcé par la comparaison de la production du ϕ par rapport à celle des dimuons du continuum. Comme pour le rapport $\phi/(\rho\omega)$, nous avons constaté en effet une augmentation du rapport $\phi/Continuum$ entre les collisions hadron-Noyau et Noyau-Noyau, en considérant le continuum intégré en M_T. Sur la figure 6.2, nous avons représenté en fonction de M_T, outre les α du ϕ et du ω, ceux du continuum à plus haute et plus basse masse pour les systèmes d-U/d-C et S-U/d-U.

Concernant la validité de la correction d'acceptance pour ces régions de masse, on peut noter qu'elles ont été aussi considérées dans le traitement et en particulier dans l'ajustement des distributions en masse transverse simulées sur les distributions expérimentales. Ces ajustements n'ont de toute manière qu'un effet secondaire sur les acceptances dans des régions limitées masse-masse transverse. Elles sont de plus sont très voisines entre d-C, d-U et S-U.

On voit sur la figure 6.2 que les valeurs des paramètres α du continuum semblent suivre la même évolution que le ω, lorsqu'on représente cette évolution par rapport à M_T, entre d-U et S-U. Entre d-C et d-U, cette représentation en M_T suggère même un comportement unique pour toutes les régions de masse considérées.

C'est aussi visible sur les spectres bruts 6.3 normalisés, qui montrent, à l'intérieur d'une région de masse transverse, une évolution d'ensemble comparable pour les différentes régions de masse du spectre dimuon, excepté pour le pic du ϕ qui est systèmatiquement plus haut. Sans correction d'acceptance

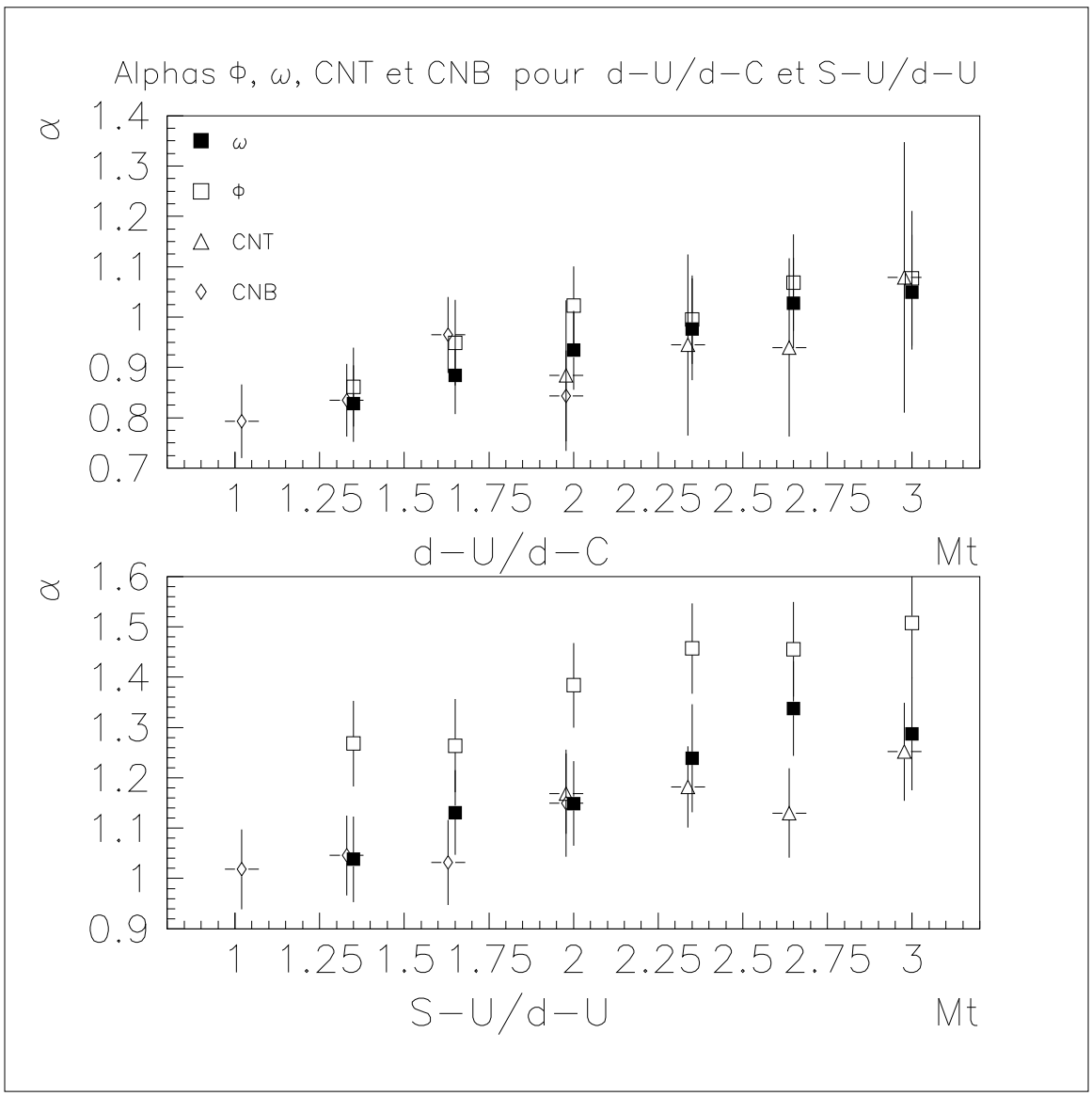


Figure 6.2: *Evolution de α en fonction de M_T, pour ϕ et ω, et incluant aussi le continuum. α est déduit des sections efficaces en supposant qu'elles aient une évolution en $(AB)^\alpha$ en fonction des masses atomiques A et B des noyaux en collision. Le CNT correspond au continuum pris entre 1,7 et 2,4 GeV/c^2 et le CNB, continuum basse masse, est considéré pour les masses inférieures à 0,5 GeV/c^2 .*

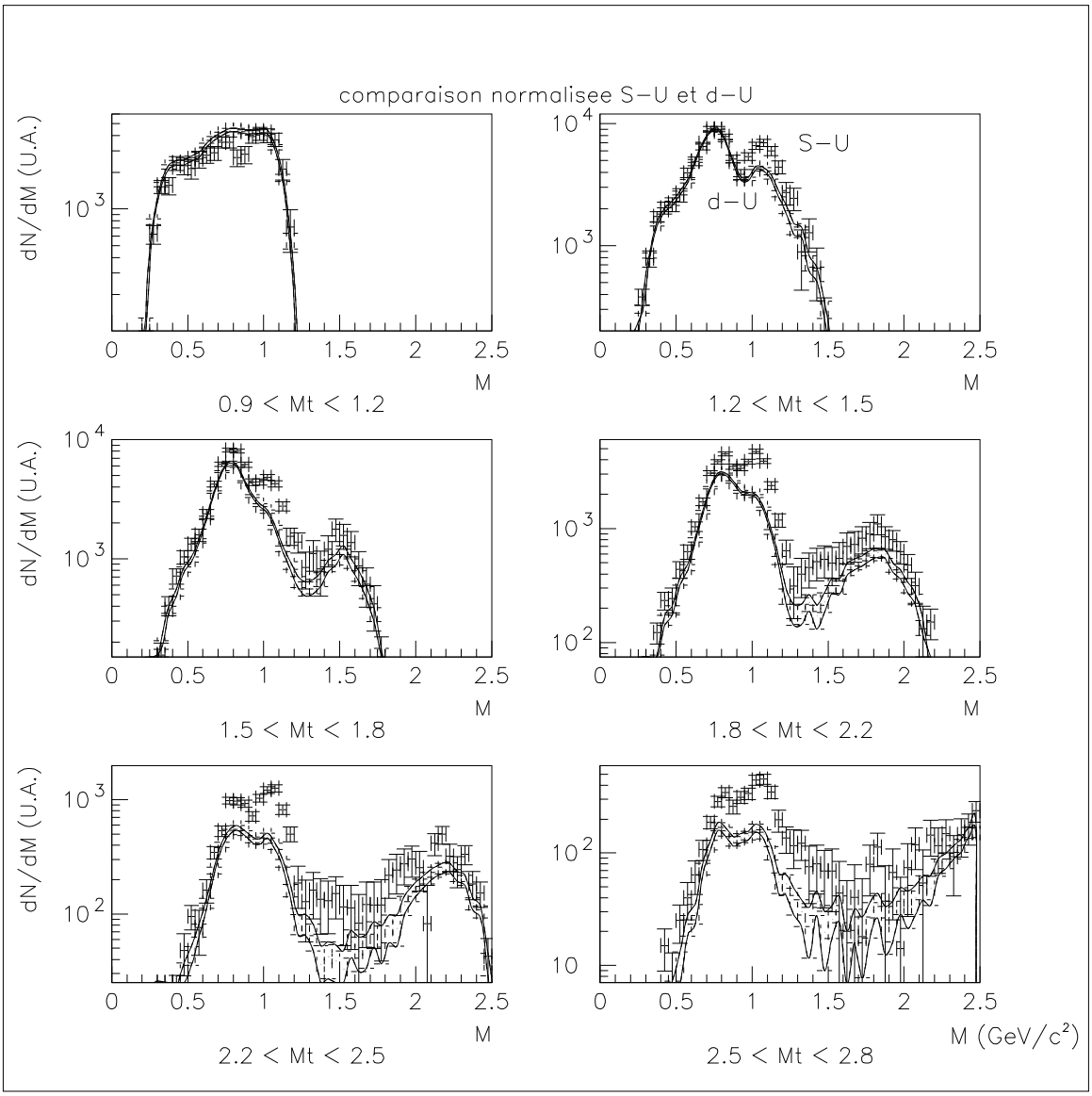


Figure 6.3: *Comparaison directe des spectres en masses, non corrigés d'acceptance, normalisés d-U et S-U, dans différentes régions de masse transverse (la normalisation est relative et repose sur le rapport des luminosités et des masses atomiques des projectiles)*

ces comparaisons ne sont qu'indicatives mais elles confirment néanmoins qualitativement les observations précédentes (pour ces dispositifs expérimentaux similaires, les acceptances sont comparables).

Ces résultats montrent donc une certaine cohérence interne lorsqu'ils sont représentés en fonction de M_T.

Cependant il faut préciser que deux autres expériences, ayant un meilleur accès expérimental au continuum de très basse masse, et à plus basse impulsion transverse, y voient une augmentation importante de la production des paires de muons (facteur 2, [MAS95], expérience HELIOS) et des paires d'électrons (facteur 5, [AGA96], expérience CERES); mais cette augmentation, relative à la multiplicité moyenne des π, n'est pas directement comparable avec notre résultat qui porte sur les sections efficaces.

6.5 Comparaison avec différents modèles.

6.5.1 Distribution cinématique dans le plan transverse.

On a observé, de longue date, que les spectres en impulsion transverse avaient une forme exponentielle semblable à celle attendue dans le cas d'émissions à partir de systèmes thermalisés, même pour des collisions élastiques[HAG65].

De plus, lorsque l'on considère des distributions en masse transverse, la forme ne parait pas dépendre en première approximation de la masse de la particule considérée, même pour des dimuons du continuum [KIN78].

Le problème se complique dans les collisions d'ions. En effet, s'il y a observation expérimentale de l'invariance des formes des spectres en masse transverse pour des particules de masses différentes dans des collisions p-p, on voit au contraire pour les collisions A-B que les pentes inverses des spectres augmentent avec la masse considérée ([BEA96], cf fig 6.4).

Une manière de rendre une cohérence aux résultats obtenus dans les collisions d'ions est de faire appel à une vitesse collective d'expansion radiale[LEE90] ("flot") qui aurait pour effet d'augmenter plus efficacement l'énergie moyenne des particules les plus massives. De cette manière on a pu décrire la forme de spectres de particules différentes π,K,p,d dans S+Pb avec seulement deux paramètres [JACA95], dont une pente inverse de 140 MeV.

D'autres interprétations restant dans le cadre d'une émission de type thermique sont cependant encore possibles. Une émission continue des particules les plus rapides au cours de l'expansion du système conduirait aussi à des spectres en M_T concaves[GRA95], sans faire appel à un mouvement d'ensemble.

L'étude des productions de dimuons en fonction de la variable M_T tend à soutenir ce type d'interprétation et a l'avantage de lier les augmentations de production en fonction de la masse et les changements de pentes des spectres

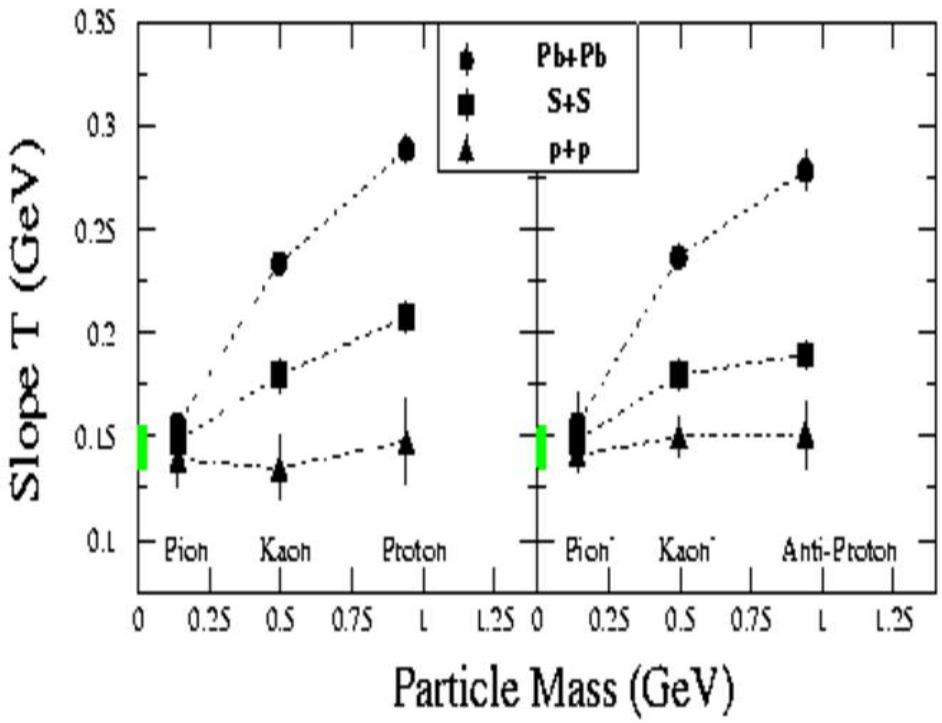


Figure 6.4: *Pentes inverses T en fonction de la masse des particules (π, K, p) pour les collisions $p+p$, $S+S$ et $Pb+Pb$ (NA44,[BEA96]).*

correspondants, unifiant ces effets apparemment indépendants dans une même paramètrisation en fontion de la masse transverse.

Cette unification des augmentations observées pour différents domaines de masses pourrait suggérer un effet thermique, puisque directement associé à la variable M_T.

Comme nous l'avons dit, de nombreux auteurs considèrent actuellement que l'ensemble des données disponibles serait plutôt compatible avec une source en expansion émettant à température identique pour tous les types de particules. La dépendance des corrélations à faible moment relatif en fonction de l'impulsion transverse des paires de particules identiques vient aussi renforcer ce type d'interprétation ([HEI96]).

Les températures faibles obtenues après soustraction des effets d'expansion, de l'ordre de 120-150 MeV, sont de plus en accord avec celles déduites des rapports de multiplicités de particules produites ([SON96]) et qui seraient finalement la meilleure méthode de détermination de la température.

Il serait d'ailleurs intéressant de déduire une température à partir de la production de ω (le ϕ ne montrant pas une production saturée) comparée à

celle des π. Mais notre mesure des ω est effectuée dans un domaine cinématique restreint, en particulier en rapidité, et on a vu que cela pourrait induire des évolutions locales non négligeables.

Une telle comparaison n'est donc pas immédiate et n'a pas pu trouver sa place dans le cadre de ce travail. Elle devrait être entreprise dans la suite de ces analyses, voire dans l'extension de ces mesures qui sont actuellement envisagées à l'aide d'un système de mesure de trajectoires avant l'absorbeur ([PIX97]).

6.5.2 Augmentation de l'étrangeté.

De d-C à Pb-Pb on observe une augmentation d'un facteur 4 environ du rapport ϕ/ω, en notant toutefois que ceci est obtenu dans une région de masse transverse limitée. Une telle augmentation est inférieure au facteur 20 ([SHO85]) attendu dans le cas où la production de quarks étranges atteindrait le niveau de celle des quarks u et d, sous l'effet de la formation d'un plasma de quarks et de gluons en particulier.

Heinz et Koch [KOC90] ont montré cependant que l'hadronisation devrait rétablir un certain déséquilibre entre les quarks s et u,d.

6.5.3 Effets de forme du ρ.

Dans le traitement que nous avons effectué nous avons considéré que la forme des résonances ρ et ω ainsi que leurs rapports étaient stables de d-C à Pb-Pb. Or le ρ est une résonance large et à vie courte par rapport à celle du système, ce qui pourrait entraîner des variations importantes, qui sont d'ailleurs en elles mêmes des sujets d'étude.

Si une telle augmentation du ρ existait ([KAJ86],[RUU91],[HEI91]) il faudrait en tenir compte dans notre traitement en augmentant le rapport ρ/ω. Ceci aurait notamment pour effet, en diminuant le nombre de dimuons attribués au ω, d'augmenter le rapport ϕ/ω.

Heinz [HEI91] a ainsi montré que les temps de vie des sources compatibles avec nos résultats étaient à la limite de l'acceptable dans l'hypothèse d'un gaz hadronique.

6.6 Conclusion.

Nous avons analysé un ensemble complet de mesures de la production de dimuons de basses masses en d-C, d-U, S-U et Pb-Pb avec une seule méthode d'analyse et un seul dispositif expérimental. Ceci nous permet de minimiser les biais méthodologiques dans l'étude de l'évolution de la production des mésons ϕ et $\omega + \rho$ en fonction du système et de la centralité. Toutefois pour les collisions

Pb-Pb, l'utilisation d'un champ magnétique différent restreint le domaine d'analyse et introduit des différences relatives d'acceptance qui incitent a réaliser des mesures spécifiques pour confirmer et étendre nos conclusions.

L'utilisation de faisceaux de deutons a l'intérêt de fournir une référence d'isospin comparable aux collisions induites par des faisceaux de soufre et de plomb.

Les études ont été effectuées dans différentes tranches de masse transverse et on a pu vérifier que par rapport à cette variable, le rapport du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ variait peu pour un système donné, à l'exception des collisions Pb-Pb les plus centrales qui montrent donc ici un *comportement atypique*, donc intéressant dans la perspective du PQG.

L'ensemble des productions ϕ, $\rho+\omega$ et continuum montre un changement d'évolution entre les systèmes deuton-noyau et noyau-noyau.

Si l'augmentation de la production de ω peut trouver une explication dans l'évolution des distributions en rapidité, le ϕ montre une évolution plus spécifique dans les collisions noyau-noyau qui est différente de celle observée en deuton-noyau.

Les taux de productions de ϕ et $\rho+\omega$ obtenus pour les systèmes d-C, d-U et S-U sont compatibles avec ce qui a déjà été observé pour les collisions proton-noyau et pour de précédentes prises de données S-U en 1990 ([BORD96]).

Les *augmentations observées en Pb-Pb s'inscrivent dans la continuité de celles observées pour S-U* tant pour le ϕ que pour le $\rho+\omega$.

Ceci s'observe à la fois au niveau des sections efficaces qui évoluent en $(AB)^{\alpha(M_T)}$, ainsi que pour les rapports $\phi/(\rho+\omega)$, ϕ/continuum ou $(\rho+\omega)$/continuum qui montrent une évolution d'ensemble en fonction de variables caractéristiques du milieu formé, la densité moyenne d'énergie, de nucléons incidents, la multiplicité ou l'énergie transverse, et suggèrent de plus une continuité de cette évolution d'un système a l'autre.

Cette augmentation du ϕ pourrait être un effet de la formation du PQG, mais aussi le reflet de l'évolution vers l'équilibre chimique dans le gaz de hadrons.

De plus, nous avons vu que le rapport $\phi/(\rho+\omega)$ *n'était plus constant en fonction de* M_T *dans les collisions Pb-Pb les plus centrales, qui sont celles où on observe par ailleurs une supression "anormale" de* J/ψ ([ABR96]).

On peut noter par ailleurs qu'en ce qui concerne l'évolution en $(AB)^{\alpha(M_T)}$, cette représentation semble unifier, dans ces résultats qui sont préliminaires pour la région de continuum de plus basse masse, à la fois les augmentations de production et les changements de pente pour l'ensemble du spectres de basses masses des dimuons, en tenant compte de l'augmentation supplémentaire de la production du ϕ.

Cette unification des comportements des différentes régions de masse du spectre renforce la rupture observée, dans le cadre d'une paramétrisation des sections efficaces en A^{α}, entre le régime hadron-noyau et le régime noyau-noyau.

Références

[ABR96] M.C. Abreu et al. (NA50)
Nucl. Phys. A 610 (1996) 404c-417c

[AFA96] S.V. Afanasiev et al.
Nucl. Phys. A 610 (1996) 76c-87c

[AGA96] G. Agakichiev et al.
Nucl. Phys. A 610 (1996) 317c-330c

[AND96] E. Andersen et al.
Nucl. Phys. A 610 (1996) 165c-174c

[BAG90] C. Baglin et al.
Phys. lett. B 251 (1990) 472

[BAG91] C. Baglin et al.
Phys. lett. B 272 (1991) 449-454

[BAL90] A. Baldisseri
Thèse de l'université de Savoie (1990), LAPP-T.90.02

[BEA96] I.G. Bearden et al.
Nucl. Phys. A610 (1996) 175c-187c

[BJO83] J. D. Bjorken
Phys. Rev. D27 (1983) 140

[BORD96] P. Bordalo et al. (NA38)
Phys. Lett. B 368 (1996) 239-243

[BOR96] A. Borhani
Thèse de l'université Paris 6 (1996)

[BRA77] G. Branson et al.
Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1334

[BUD96] D. Jouan et al.
Conférence Strangeness'96 (Budapest)
APH N.S., Heavy Ion Physics 4 (1996) 155-165

[CAN79] J. Canter et al.
Phys. Rev. D 20 (1979) 1029

[CLE86] J. Cleymans et al.
Phys. Rep. (1986) 217

[COL77] J.C. Collins et D.E. Soper
Phys. Rev. D 16 (1977) 2219

[CRO75] J.W. Cronin et al.
Phys. Rev. D 11 (1975) 3105

[DRA90] O. Drapier
Thèse de l'université Claude Bernard Lyon-1 (1990), 84-90

[DRE96] A. Drees
Nucl. Phys. A 610 (1996) 536c

[FER92] R. Ferreira
Thèse, Universidade Technica de Lisboa (1992)

[FRI96] B.Friman
Nucl. Phys. A 610 (1996) 358c

[GEI91] W. Geist
Nucl. Phys. A 525 (1991) 149c

[GER92] C. Gerschel et J. Hufner
Nucl. Phys. A 544 (1992) 513

[GRA95] F. Grassi, Y. Hama, T. Kodama
Phys. Lett. B 355 (1995) 9

[HAG65] R. Hagedorn
Riv. Nuov. cim., vol III (1965) 147.

[HAG83] R. Hagedorn
Riv. Nuov. cim. 6 (1983) 1.

[HAT95] T.Hatsuda et H.Shiomi
Nucl. Phys. A 590 (1995) 545c

[HEI91] U. Heinz, K.S Lee
Phys. Lett. B 259 (1991) 162

[HEI96] U. Heinz
Nucl. Phys. A 610 (1996) 264c-277c

[HWA85] R.C. Hwa et K. Kajantie
Phys. Rev. Lett. D32 (1985) 1109

[JAC64] Jackson
Riv. Nuov. cim. 34A (1964) 1644

[JACA95] B. Jacak et al.
Nucl. Phys. A590 (1995) 215c

[JOU96] S. Constantinescu, S. Dita, D. Jouan
Rapport interne IPNO-DRE-96-01 (1996)

[KAJ86] K. Kajantie, J. Kapusta, L.Mc Lerran et A. Mekjian
Phys. Rev. D34 (1986) 2746

[KIN78] K. Kinoshita, H. Satz, D. Schildknecht
Phys. Rev. D17 (1978) 1834

[KOC90] P. Koch et al.
Phys. Lett. B 243 (1990) 149; Z. Phys. C 47 (1990) 477

[LAE96] E. Laermann
Nucl. Phys. A 610 (1996) 1c-12c

[LAF94] G.D. Lafferty et T.R. Wyatt
N.I.M. A 355 (1995) 541-547

[LAN53] L.D. Landau
Izv. Akad. Nauk. SSSR 17 (1953) 51

[LEE90] K. Lee, U. Heinz et E. Schnedermann
Z. Phys. C 48 (1990) 525

[LOU95] C. Lourenço
Thèse, Universidade Technica de Lisboa (1995)

[LYO81] L. Lyons
Nucl. Phys. Volume 7 (1981)

[MAS95] M. Masera et al.
Nucl. Phys. A 590 (1995) 93c

[MOR96] P. Bordalo et al.
Présentation des résultats NA50, conférence de Moriond 1996 (n.p.)

[OLL94] J.Y. Ollitrault
Journées thématiques IPN Orsay, 30 mars 1994

[OKU77] S. Okubo
Phy. Rev. D 16 (1977) 2336

[PAP91] S. Papillon
Thèse de l'université Paris 7 (1991), IPNO-T.91.03

[PIX97] Projet NA50-up (détecteur à Pixel)
draft de la proposition (29 juin 1997)

[RAH87] S. Raha et B. Sinha
Phy. Rev. Lett. 58 (1987) 101

[RAF82] J. Rafelski et B. Muller
Phy. Rev. Lett. 48 (1982) 1066

[RUU91] P.V. Ruuskanen
Nucl. Phys. A 525 (1991) 255c

[SAT86] H. Satz et T. Matsui
Phys. Lett. B178 (1986) 416

[SHO85] A. Shor
Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1122

[SIN88] A. Sinquin
Thèse de l'université Paris 11 (1988)

[SON96] P. Sonderegger
conférence CRIS'96,
1st Catania Relativistic Ion Studies,
Acicastello, 27-31 Mai 1996, p.225-235

[SRI96] D.K. Srivatava et al.
Nucl. Phys. A 610 (1996) 350c-357c

[THI92] C. Thiebault
IPN, Rapport de stage 2eme année SUPELEC (non publié) (1992)

[VAN82] L. Van Hove
Phys. Lett. 118B (1982) 138

[VAR87] J. Varela
Note interne NA38 (1987)

RÉFÉRENCES

[VAS89] G. Vasseur
Thèse (1989)

[WAN95] Y. Wang/E859 collaboration
Nuclear Physics A 590 (1995) 545c

Liste des figures

1.1 *Diagramme de phase T-densité.* 6
1.2 *Déconfinement des quarks.* 7
1.3 *Distributions expérimentales en rapidité des baryons en fonction de l'énergie du faisceau (à gauche) et de la taille du système (à droite) [AFA96], NA49.* 8
1.4 *Schéma de la collision et régions de fragmentation (collision centrale)* 9
1.5 *Paramètre d'impact de la collision* 10
1.6 *Diagramme Espace-Temps des differentes étapes de la collisions* . 11
1.7 *Evolution du P_T moyen* 13
1.8 *Processus de production de photons par annihilation et diffusion Compton* 14
1.9 *Rapports $(J/\psi)/DY$ en fonction de L ([ABR96], NA50)* 16
1.10 *Diagrammes QCD de production des quarks étranges a/ $q\overline{q} \rightarrow s\overline{s}$ b/ $gg \rightarrow s\overline{s}$ ([RAF82])* 17
1.11 *Production de Ξ et de Ω pour les collisions p-Pb et Pb-Pb ([AND96], WA97)* 18
1.12 *Rapports $\phi/\rho + \omega$ en fonction de ϵ pour S-U (points, prise de données 1990) et p-W (rectangles) pour différentes régions d'impulsion transverse P_T. ([BORD96])* 20

2.1 *Vue d'ensemble du dispositif expérimental* 24
2.2 *Spectromètre NA38.* 25
2.3 *L'aimant.* 26
2.4 *Hodoscopes de déclenchement.* 27
2.5 *Chambres à fils.* 28
2.6 *Dispositif pour les ciblettes (NA38).* 30
2.7 *Région cible NA38. Pour les collisions S-U que nous considérons, la partie centrale du calorimètre electromagnétique est remplacée par un préabsorbeur d'alumine Al_2O_3.* 30
2.8 *Le calorimétre electromagnétique.* 32
2.9 *Schéma des 2 plans constituant le BH.* 34

2.10 *Spectres ADC pour différentes lames du BH.* 36
2.11 *Région cible de l'expérience NA50. On peut y voir les ciblettes, le détecteur de multiplicité, le calorimètre electromagnétique et l'absorbeur à l'intérieur duquel est placé le ZDC.* 38
2.12 *Corrélation* $ZDC - E_T$. 40

3.1 *Reconstruction des traces des muons* 46
3.2 *Coupures géométriques* 47
3.3 *Spectre d'efficacité cible en fonction de l'énergie transverse* E_T *(système Pb-Pb).* 48
3.4 *Spectre bidimensionnel Masse-position du vertex pour la région de masse du* J/ψ *(système d-C). On observe une "bosse" hors de la région cible qui correspond à l'entrée de l'absorbeur.* . . . 50
3.5 *Distribution des évènements* ($2 < M < 3,5\ GeV/c^2$) *en fonction de la position du vertex.* 51
3.6 *Distribution des évènements en fonction de la position de leur vertex et de* $PDTARG$*, pour les masses comprises entre 2 et 3,5* GeV/c^2 *(d-C).* 51
3.7 *Distribution des évènements en fonction de la position de leur vertex,* $0,8 < M < 1,2\ GeV/c^2$ *(d-C).* 52
3.8 *Spectre en masse invariante des dimuons.* 53
3.9 *En haut/ Spectre en masse des dimuons mesurés (de signe opposé) et le bruit de fond déduit des spectres de dimuons de même signe. En bas/ Signal restant après soustraction du bruit de fond. (système d-C et d-U)* 57
3.10 *En haut/ Spectre en masse des dimuons mesurés (de signe opposé) et le bruit de fond déduit des spectres de dimuons de même signe. En bas/ Signal restant après soustraction du bruit de fond. (système S-U et Pb-Pb)* 57
3.11 *Spectres ADC-TDC des BHI 1,6.* 60
3.12 *a/ Spectres ADC pour une coupure* $TDC1,2 < 2000$ *et* $TDC3,4,5,6 < 1800$. *b/ ADC 1 et 2 conditionnés par les TDC3,4,5 et 6* 61
3.13 *Spectre bidimensionnel* $E_T - E_{ZDC}$ *non conditionné, avec les limites des deux régions considérées (parasite et hors parasite). Les échelles en* E_T *et* E_{ZDC} *ainsi que l'origine 0 sont arbitraires.* 63
3.14 *Comparaison du spectre* $E_T - E_{ZDC}$ *non conditionné (en haut) au même spectre après rejet des évènements parasites détectés par les BHI (en bas).* 65
3.15 *Exemples de différentes paramétrisations du domaine définissant les évènements parasites vus par les BHI.* 65

4.1 *Distributions en masse générées pour les résonances et le continuum.* 71
4.2 *Distributions en M_T obtenues pour différentes paramétrisations à partir d'une même température (200 MeV).* 73
4.3 *Exemple dans le cas du ϕ (d-U) de distributions en M_T et Y simulées (après reconstruction) et expérimentales et de leurs rapports* 74
4.4 *Comparaison de distributions en M_T obtenues pour le ϕ et le ω, en partant d'une distribution "source" soit en P_T, soit en M_T.* . 76
4.5 *Gauche/ Exemple de l'ajustement du rapport des distributions simulées et expérimentales en M_T par l'inverse de la fonction de correction puis de l'effet de la correction sur le rapport. Droite/ Rapports des distributions en rapidité (sim/exp) du ϕ, ρ et ω en d-U avant et après correction.* 78
4.6 *Comparaison des distributions en M_T simulées et des distributions expérimentales avant et après correction, pour le ϕ, ρ et ω (d-C et d-U).* 79
4.7 *Comparaison des distributions en M_T simulées et des distributions expérimentales avant et après correction, pour le ϕ, ρ et ω (d-C et d-U).* 79
4.8 *En bas/ Rapport des distributions en M_T simulées obtenues en corrigeant la forme "source" de deux manières différentes: après reconstruction ou à la génération. Sont aussi représentés les rapports de ces deux distributions à la distribution expérimentale.* . 80
4.9 *Acceptances pour les differents systèmes en fonction de M_T et pour $0 < Y^* < 1$ et $-0.5 < cos\theta^* < 0.5$* 81
4.10 *Exemple d'ajustement du spectre en masse (d-U) pour tout M_T.* . 83
4.11 *Ajustement des distributions en masse d-C par intervalle de M_T. Sont représentées sur ces figures les contributions du ϕ (ligne discontinue), du $\rho + \omega$ (pointillés), du continuum (mixte) ainsi que la somme des différentes contributions (ligne continue).* . . . 85
4.12 *Ajustement des distributions en masse d-U par intervalle de M_T* . 86
4.13 *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (tout E_T)* 87
4.14 *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (1^{er} intervalle de E_T).* 88
4.15 *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (2^{eme} intervalle de E_T).* 89
4.16 *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (3^{eme} intervalle de E_T).* 90

4.17 *Ajustement des distributions en masse S-U par intervalle de M_T (4^{eme} intervalle de E_T).* 91

4.18 *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (tout E_T)* 92

4.19 *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (1^{er} intervalle de E_T)* 93

4.20 *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (2^{eme} intervalle de E_T)* 94

4.21 *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (3^{eme} intervalle de E_T)* 95

4.22 *Ajustement des distributions en masse Pb-Pb par intervalle de M_T (4^{eme} intervalle de E_T)* 96

5.1 *Comparaison entre la distribution expérimentale (non corrigées d'acceptance) en masse du d-U et celle de S-U (d-U normalisé à S-U en tenant compte du rapport des luminosités et du rapport des masses atomiques des projectiles)* 103

5.2 *rapports $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de E_T ($M_T > 1,5GeV/c^2$)* . . . 104

5.3 *rapports $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de E_T par intervalle de M_T.* . 105

5.4 *rapports $\phi/(\rho+\omega)$ en fonction de L ($M_T > 1,5GeV/c^2$).* 106

5.5 *En haut/ Evolution du rapport $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de M_T, pour différents systèmes et différentes centralités de la collision (S-U et Pb-Pb). En bas/ Evolution du rapport $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de M_T et de la centralité (Pb-Pb)* 107

5.6 *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/CNT$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$)* 109

5.7 *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/DY_{brut}$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$)* 109

5.8 *Rapport $(J/\psi)/DY$ en fonction du paramètre L (fm) ([ABR96])* . 110

5.9 *Exemple de paramétrisation de la composante Drell-Yan (d-C et d-U)* 111

5.10 *Evolution du rapport $\phi(\rho+\omega)/DY_{theorique}$ en fonction de E_T (gauche/ $M_T > 1,2GeV/c^2$, droite/ $M_T > 1,5GeV/c^2$)* 112

5.11 *Représentation de l'ajustement des distributions en M_T du ϕ et du $\rho+\omega$ (d-C et d-U) avec la fonction $M_T^{3/2} \cdot e^{-(M_T/T)}$* 114

5.12 *Représentation de l'ajustement des distributions en M_T du ϕ et du $\rho+\omega$ (S-U) avec la fonction $M_T^{3/2} \cdot e^{-(M_T/T)}$* 114

5.13 *Comparaison des distributions en M_T corrigées d'acceptance entre S-U et Pb-Pb. Un effet systématique en Plomb suggère une sous-estimation de l'acceptance pour les bas M_T (normalisation relative arbitraire pour faciliter la comparaison entre les deux systèmes).* 116

5.14 *Effet du changement de champ magnétique (7000– >4000 A), et comparaison avec la prédiction évaluée par simulation (la simulation à 4000 A correspond au système S-U)* 117

5.15 *Comparaison directe entre Pb-Pb et S-U avec un même champ magnétique .* 118

5.16 *rapports $\phi/(\rho+\omega)\mu\mu$ en fonction de E_T par intervalle de P_T.* . . . 119

5.17 *Exemple d'une évolution de rapport ϕ/ω en fonction de P_T. Le test est réalisé avec la même température pour le ϕ et le ω ($T = 230\ MeV$ et $dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \cdot e^{-M_T/T}$).* 121

5.18 *Sections efficaces de la production de ϕ en fonction de la taille du système et par intervalle de M_T ($-0.5 < cos\theta^* < 0.5$)* 124

5.19 *Sections efficaces de la production de ω en fonction de la taille du système et par intervalle de M_T ($-0.5 < cos\theta^* < 0.5$)* 124

5.20 *Représentation de l'évolution des sections efficaces du ϕ et du ω, entre deux systèmes et en fonction de M_T, par l'intermédiaire d'une paramétrisation en $(AB)^\alpha$.* 125

6.1 *Evolution des spectres en masses "brut" (signal) pour le système Pb-Pb, sans sélection sur M_T, qui montre nettement l'augmentation globale du rapport ϕ/ω dans la région de sensibilité expérimentale.* 129

6.2 *Evolution de α en fonction de M_T, pour ϕ et ω, et incluant aussi le continuum. α est déduit des sections efficaces en supposant qu'elles aient une évolution en $(AB)^\alpha$ en fonction des masses atomiques A et B des noyaux en collision. Le CNT correspond au continuum pris entre 1,7 et 2,4 GeV/c^2 et le CNB, continuum basse masse, est considéré pour les masses inférieures à 0,5 GeV/c^2* 131

6.3 *Comparaison directe des spectres en masses, non corrigés d'acceptance, normalisés d-U et S-U, dans différentes régions de masse transverse (la normalisation est relative et repose sur le rapport des luminosités et des masses atomiques des projectiles)* 132

6.4 *Pentes inverses T en fonction de la masse des particules (π, K, p) pour les collisions $p+p$, $S+S$ et $Pb+Pb$ (NA44,[BEA96]).* 134