



HAL
open science

**Etude de la production de mésons PHI, RHO et
OMEGA dans les collisions d'ions lourds
ultra-relativistes au SPS du CERN (dans l'expérience
NA50)**

Laurence Villatte

► **To cite this version:**

Laurence Villatte. Etude de la production de mésons PHI, RHO et OMEGA dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au SPS du CERN (dans l'expérience NA50). Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2001. Français. NNT : . tel-00001423

HAL Id: tel-00001423

<https://theses.hal.science/tel-00001423>

Submitted on 14 Jun 2002

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

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

Remerciements.

Je tiens tout d'abord à dire toute ma gratitude à Nicole Willis et Marie-Pierre Comets de m'avoir encadrée en faisant toujours preuve d'une grande disponibilité et d'une extrême gentillesse. Je les remercie également pour leur soutien et j'ai été très heureuse de travailler avec elles tout au long de la préparation de ma thèse.

Je suis très reconnaissante à Hans Herbert Gutbrod et Peter Seyboth de s'être intéressés si attentivement à mon travail et d'avoir accepté d'en être les rapporteurs.

Je remercie François Vannucci d'avoir bien voulu présider le jury de ma thèse.

J'adresse mes plus vifs remerciements à Jean-Yves Ollitrault d'avoir accepté d'être membre de mon jury et pour ses très précises observations.

Je voudrais témoigner ma profonde reconnaissance à Claudie Gerschel pour son enthousiasme permanent pour toute chose et pour les passionnantes discussions que vous avons pu avoir sur la physique du plasma de quarks et de gluons... même après son départ en retraite.

Je souhaite exprimer le fait que j'ai été très sensible à l'intérêt que Nimet Frascaria a eu pour mes recherches.

Je remercie Bernard Chaurand pour son extrême disponibilité et ses réponses à mes nombreuses interrogations.

Tous mes remerciements vont à Denis Jouan pour m'avoir accueillie à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay et pour toutes ses explications.

Je remercie vivement Yves Le Bornec pour toutes ses remarques et son souci permanent de la bonne humeur de tous.

Je suis très reconnaissante à Marion Mac Cormick pour ses précieux conseils et pour son aide.

J'ai eu le plaisir de profiter des connaissances de Xavier Tarrago et Sylvie Pierre, je les en remercie très sincèrement.

Je souhaite remercier les membres de la collaboration NA50 dont j'ai pu partager l'effervescence et recevoir de nombreux conseils et critiques qui ont été d'une grande importance dans l'avancée de ce travail.

Je voudrais remercier Michel Givort, Dominique Marchand, Boris Tatischeff et Alain Willis pour le temps qu'ils m'ont accordé et leurs très utiles renseignements.

Je voudrais dire à quel point j'ai apprécié l'atmosphère à l'intérieur du groupe "Energies Intermédiaires", l'attention que m'ont portée Jean-Louis Boyard, Louis Bimbot, Thierry Henino, Jean-Claude Jourdain, Monique Launay, Béatrice Ramstein et Michèle Roy-Stéphan, et les agréables moments partagés avec Liliane Kharmandarian, David Guez et Richard Beneyton. Je remercie également Jeannette Mac Farlane pour ses nombreux encouragements.

Je souhaite citer pour leurs nombreux et efficaces appuis, Paul Gara, Valérie Givaudan et Christophe Diarra du service informatique. Je remercie Marie-Christine Blanchet, Monique Luveau, Arlette Renard et Suzanne Robert du service de documentation pour leur aide et leur gentillesse.

J'adresse un grand merci à Martine Fournier et Christine Jauretche du service de reprographie pour leur travail minutieux et le temps passé pour le tirage des exemplaires de ma thèse.

Mes pensées vont également à toutes les personnes que j'ai eu la chance de rencontrer à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Je voudrais enfin remercier mes parents et ma soeur Aurélie de leur soutien si important tout au long de mes études et de leurs constants efforts pour comprendre le monde dans lequel je me suis investie...

Table des matières

Introduction.	v
1 Le plasma de quarks et de gluons	1
1.1 Le plasma de quarks et de gluons: aspects théoriques.	2
1.1.1 Confinement et interaction forte.	2
1.1.2 Transition de phase et propriétés du plasma de quarks et de gluons.	2
1.2 Le plasma de quarks et de gluons en laboratoire.	4
1.2.1 Régime de “stopping” et régime de transparence.	4
1.2.2 Modèle de Bjorken.	6
1.3 Les différentes étapes de la collision.	6
1.4 Les signatures du plasma de quarks et de gluons.	9
1.4.1 La suppression de la production du méson J/ψ	9
1.4.2 L’augmentation de la production de dileptons de basse masse.	12
1.4.3 Recherche des dileptons thermiques.	13
1.4.4 Les photons directs.	13
1.4.5 La production d’étrangeté.	14
1.5 L’augmentation de la production d’étrangeté.	14
1.5.1 La production d’étrangeté.	14
1.5.2 Production des baryons et anti-baryons étranges.	16
1.5.3 Le rapport K/π	17
1.5.4 Etude de la production du méson ϕ et du rapport $\phi/(\rho + \omega)$	18
2 Le dispositif expérimental.	21
2.1 Le faisceau et les détecteurs de faisceau.	22
2.1.1 Le faisceau.	22
2.1.2 Le détecteur de faisceau (BH).	22
2.1.3 Les détecteurs d’interaction.	22
2.1.4 Les compteurs à argon.	23
2.1.5 Les compteurs “anti-halo”.	23
2.2 La cible.	23
2.3 Le spectromètre à muons.	24
2.3.1 Les absorbeurs.	24
2.3.2 L’aimant.	25
2.3.3 Les chambres à fils.	26
2.3.4 Les hodoscopes.	26
2.3.5 Système de déclenchement de l’acquisition.	27
2.4 Mesure de la centralité de la collision.	28
2.4.1 Le calorimètre électromagnétique.	28
2.4.2 Le calorimètre à zéro degré.	29
2.4.3 Le détecteur de multiplicité.	30

3	Le détecteur de faisceau et les détecteurs d'interaction.	31
3.1	Le détecteur de faisceau.	32
3.1.1	Présentation du détecteur de faisceau.	32
3.1.2	Traitement et analyse des données.	34
3.2	Les détecteurs d'interaction.	39
3.2.1	Présentation des détecteurs.	39
3.2.2	Sélection des données.	40
3.2.3	Détermination des seuils sur les TDC et les ADC.	42
4	Traitement des données expérimentales.	51
4.1	Sélections avant reconstruction des traces.	52
4.1.1	Sélection sur les runs.	52
4.1.2	Sélections sur les détecteurs placés devant le spectromètre.	52
4.2	Reconstruction des traces.	53
4.3	Coupures géométriques sur les traces reconstruites.	54
4.4	Sélection sur la variable $P \times DTARG$ pour Pb-Pb.	54
4.4.1	Définition.	54
4.4.2	Application de la coupure sur $P \times DTARG$	55
4.4.3	$P(\chi^2)$ des dimuons de basse masse.	55
4.5	Soustraction du bruit de fond.	58
4.5.1	Bruit de fond combinatoire.	58
4.6	Variables reliées à la centralité de la collision.	61
4.6.1	Calcul de N_{part} et N_{coll}	61
4.6.2	Equivalence entre les différentes variables mesurant la centralité.	64
5	La simulation.	67
5.1	Les sources de paires de muons corrélés.	68
5.2	Les fonctions de génération.	68
5.2.1	Les distributions en masse.	68
5.2.2	Distribution en rapidité des dimuons.	69
5.2.3	Distribution en masse transverse.	70
5.2.4	Distributions en $\cos\theta_{CG}$ et φ_{CG}	70
5.3	Les étapes de la simulation et l'optimisation.	71
5.4	Ajustement des paramètres.	71
5.4.1	Ajustement de T et de σ_y	71
5.4.2	Ajustements pour la génération du continuum.	75
5.5	L'acceptance en M_T	76
5.6	Décomposition des spectres en masse.	77
6	Les résultats.	83
6.1	Le rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$	84
6.1.1	Les incertitudes.	84
6.1.2	Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T	85
6.1.3	$(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T et de N_{part}	88
6.2	Les sections efficaces de production σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$	91
6.2.1	Définition et calcul de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$	91
6.2.2	Les efficacités.	91
6.2.3	Les incertitudes sur σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$	92
6.2.4	Valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T	93
6.2.5	Les pentes inverses (ou températures effectives).	94
6.3	Les multiplicités.	100

7	Test des valeurs des acceptances des dimuons de basse masse.	105
7.1	Test des valeurs des acceptances.	106
7.1.1	Principe de la méthode.	106
7.1.2	Paramètres des simulations.	106
7.1.3	Résultats du test.	107
7.1.4	Conséquence sur la pente inverse du méson ϕ	108
8	Rapport $(K^+ + K^-)/\pi$.	111
8.1	Extraction du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ à partir des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$	112
8.1.1	Utilisation du rapport $N^{\mu^+\mu^+}/N^{\mu^-\mu^-}$	112
8.1.2	Expression du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$	113
8.2	Simulations.	117
8.2.1	Proportion de mésons π et K produits lors d'interactions dans les absorbeurs.	118
8.2.2	Rapports $p_z^\mu/p_z^{\pi,K}$ et $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$	119
8.2.3	$\langle p_z^\pi \rangle$ et $\langle p_z^K \rangle$	119
8.2.4	Désintégration des mésons π et K le long de l'axe du faisceau.	123
8.3	Rapport $(K^+ + K^-)/\pi$: résultats et discussion.	124
9	Discussion.	127
9.1	Rapport $\phi/(\rho + \omega)$ et multiplicités.	128
9.1.1	Evolution en fonction de N_{part}	128
9.1.2	Comparaison aux systèmes deuton-noyau et p-p.	129
9.1.3	Comparaison au système S-U.	132
9.2	Les températures effectives.	135
	Conclusion.	139
	Annexes	
A	Détails de l'analyse du système S-U.	141
A.1	Dispositif expérimental de l'expérience NA38.	141
A.2	Traitement des données expérimentales.	142
A.3	Les simulations.	142
B	Résultats de l'analyse du système S-U.	149
B.1	Les rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$	149
B.1.1	Les incertitudes.	149
B.1.2	Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T	149
B.1.3	$(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T et de N_{part}	150
B.2	Les sections efficaces de production σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$	154
B.2.1	Calcul de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour le système S-U.	154
B.2.2	Les incertitudes sur σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$	155
B.2.3	Valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T	156
B.2.4	Les pentes inverses.	156
	Bibliographie	161
	Liste des figures	165
	Liste des tableaux	171

Introduction.

La matière hadronique est décrite comme étant constituée de quarks et d'antiquarks liés entre eux par l'intermédiaire des gluons, particules médiatrices de l'interaction forte. Dans des conditions ordinaires, les quarks ne peuvent pas être observés individuellement mais, par trois (pour les baryons) ou par deux (pour les mésons). La force qui les relie est extrêmement forte, on dit qu'ils sont confinés au sein des hadrons. Mais la Chromodynamique Quantique (QCD) prédit que pour des conditions extrêmes de température et/ou de pression, soit pour une densité d'énergie supérieure à une valeur critique, les quarks et les antiquarks sont tellement proches qu'ils n'interagissent plus, on dit qu'ils sont déconfinés. On assiste alors à une transition de phase et à la formation d'un nouvel état de la matière : le plasma de quarks et de gluons (QGP), très proche de ce que devait être l'Univers primordial environ $1 \mu s$ après le Big-Bang .

Les expériences utilisant les faisceaux d'ions lourds ultra-relativistes du Super Proton Synchrotron (SPS) du CERN (laboratoire européen de physique des particules), d'abord avec des faisceaux d'oxygène, de soufre et de protons à 200 GeV par nucléon de 1986 à 1992 puis avec des faisceaux de plomb à 158 GeV par nucléon et de protons à 450 GeV à partir de 1994, cherchent à mettre en évidence et à caractériser la formation de cet état particulier de la matière nucléaire en étudiant les taux de particules produites à l'issue de la collision.

L'expérience NA38 puis l'expérience NA50 détectent les paires de muons résultant de la désintégration des mésons vecteurs ϕ , ρ , ω , J/ψ et ψ' produits dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau. Ces expériences s'intéressent à différentes signatures du plasma de quarks et de gluons correspondant chacune à un domaine en masse particulier des dimuons détectés. L'expérience NA50 est optimisée pour la détection des dimuons de masse supérieure à $3 \text{ GeV}/c^2$, pour étudier la suppression anormale du méson J/ψ .

Le travail présenté ici porte sur les dimuons de masse inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$. Nous nous intéressons à la production du méson ϕ ($s\bar{s}$), dont l'augmentation est une signature possible de la formation du plasma de quarks et de gluons, dans les collisions Pb-Pb de la prise de données de 1996 et nous la comparons à celle des mésons vecteurs légers ρ et ω (combinaisons $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$). Les données des collisions S-U à 200 GeV par nucléon de l'expérience NA38 ont également été réanalysées.

Le premier chapitre explique brièvement la physique des ions lourds ultra-relativistes. Nous insistons particulièrement sur les différentes étapes de la collision et sur les signatures proposées pour mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons.

Le chapitre 2 présente les différents détecteurs du dispositif expérimental de l'expérience NA50 dont l'élément principal est le spectromètre à muons.

Dans la troisième partie sont décrits le fonctionnement et l'analyse des données issues du détecteur de faisceau et des détecteurs d'interaction pour la prise de données de 1998.

Le chapitre 4 traite des différentes étapes de sélections des événements des données expérimentales nécessaires avant de commencer l'analyse.

Le cinquième chapitre explique de quelle manière les paramètres des simulations sont ajustés sur les distributions expérimentales. Nous présentons également la décomposition des spectres en masse nous permettant d'extraire le nombre de résonances produites.

La sixième partie est consacrée aux résultats obtenus pour la production des mésons ϕ et $\rho+\omega$ dans

les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon en fonction du nombre de nucléons participants à la collision et de la masse transverse. L'étude du rapport $\phi/(\rho + \omega)$, des sections efficaces, des températures et des multiplicités des mésons ϕ et $\rho + \omega$ y est présentée.

Dans le chapitre 7, nous nous intéressons aux valeurs des acceptances obtenues à partir des simulations pour les résonances ϕ , ρ et ω . Leurs valeurs étant relativement faibles pour les masses transverses inférieures à $1.8 \text{ GeV}/c^2$, nous avons effectué un test avec un faisceau de protons afin d'estimer la validité de nos simulations.

Le chapitre 8 présente les résultats préliminaires d'une méthode d'analyse permettant d'extraire le rapport K/π à partir des paires de muons de même signe dans les collisions Pb-Pb et S-U moyennant certaines hypothèses.

Dans le dernier chapitre, nous discutons les résultats obtenus pour le système Pb-Pb et nous les comparons à ceux extraits des collisions S-U. L'étude faite en fonction du nombre de nucléons participants nous a également permis de comparer nos résultats à ceux obtenus par d'autres expériences.

Dans les annexes A et B sont présentés les détails et les résultats obtenus pour les données S-U qui ont été réanalysées avec la même procédure que celle utilisée pour les collisions Pb-Pb.

Chapitre 1

Le plasma de quarks et de gluons

Dans ce chapitre, une revue rapide est faite de la physique des ions lourds ultra-relativistes. Le plasma de quarks et de gluons (QGP) est défini de manière phénoménologique. Les conditions expérimentales nécessaires pour espérer créer cet état et l'évolution de la collision sont ensuite décrites. Enfin, les principales observables proposées pour mettre en évidence la formation du QGP sont présentées et associées aux résultats expérimentaux du SPS.

1.1 Le plasma de quarks et de gluons : aspects théoriques.

1.1.1 Confinement et interaction forte.

La matière nucléaire ordinaire composant les noyaux des atomes est constituée de nucléons (les protons et les neutrons). Les nucléons et plus généralement toutes les particules sensibles à l'interaction forte (les hadrons) sont décrits comme un assemblage de particules élémentaires appelées quarks (et anti-quarks) confinées à l'intérieur des hadrons et la chromodynamique quantique (QCD) est la théorie de l'interaction forte.

Chaque quark possède une charge dite de couleur (il existe trois couleurs) et ils interagissent entre eux par l'intermédiaire des gluons, particules médiatrices de l'interaction forte, en échangeant leur charge de couleur.

La constante de couplage α_s de l'interaction forte, caractérisant l'interaction entre deux particules colorées, augmente avec la distance qui sépare les quarks. Ce comportement de α_s est lié au fait que contrairement aux photons dans l'interaction électromagnétique décrite par l'électrodynamique quantique (QED), les gluons portent une charge de couleur (les photons n'ont pas de charge électrique) et ils peuvent donc interagir entre eux.

Ainsi, plus les quarks sont éloignés, plus l'intensité de l'interaction est grande et ceci jusqu'à une distance de quelques fermis (1 fermi = 1 fm = 10^{-15} m) correspondant à la portée de l'interaction forte (la distance inter-quark à l'intérieur des hadrons étant de l'ordre de 1 fm). Cette particularité de l'interaction forte est appelée esclavage infra-rouge. Par contre à courte distance et/ou à grande énergie, le potentiel d'interaction inter-quark devient très faible. Les deux quarks n'interagissent alors pratiquement plus, ils évoluent quasiment librement. Cette propriété est désignée par le terme de liberté asymptotique.

Aussi, nous pouvons nous demander quelles conséquences a la liberté asymptotique sur un état de la matière nucléaire de grande densité d'énergie.

1.1.2 Transition de phase et propriétés du plasma de quarks et de gluons.

La chromodynamique quantique prédit que si la densité d'énergie augmente, en augmentant la température et/ou la densité de matière, la matière nucléaire doit subir une transition de phase vers un nouvel état: le plasma de quarks et de gluons (QGP) dans lequel les partons (les quarks et les gluons) ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons.

Cet état particulier de la matière nucléaire modifie l'intensité des interactions entre quarks par un phénomène appelé "écranage de couleur", dû à l'importante distribution de charge de couleur apportée par le grand nombre de gluons, qui diminue encore la valeur du potentiel d'interaction. Ce processus est analogue à celui rencontré en physique atomique lorsque la charge du noyau vue par un électron est écrantée par celle des autres électrons.

L'écranage de couleur :

Le potentiel d'interaction inter-quark à l'intérieur des hadrons, c'est-à-dire pour une température T nulle, s'exprime de la manière suivante :

$$V(r) = \sigma(T) r - \frac{\alpha(T)}{r}$$

avec un terme confinant à longue distance $\sigma(T) r$ où $\sigma(T)$ est la tension de corde et un terme coulombien à courte distance $-\frac{\alpha(T)}{r}$ où $\alpha(T)$ est la constante de couplage effective.

Dans un milieu, le potentiel est écranté et peut être paramétrisé par :

$$V(r) = \sigma(T) r_c(T) (1 - e^{-r/r_c(T)}) - \frac{\alpha(T)}{r} e^{-r/r_c(T)}$$

où $r_c(T)$ est le rayon d'écrantage de Debye, il traduit la portée du potentiel. Les valeurs de $\sigma(T)$ et de $\alpha(T)$ ont également diminué puisque T a augmenté.

De plus, alors qu'à basse énergie, au sein des hadrons, les quarks acquièrent une masse effective du fait de la brisure de la symétrie chirale ($m_u \approx m_d \approx 300$ MeV, $m_s \approx 500$ MeV en raison des interactions entre eux et avec le vide de QCD non perturbatif), dans le plasma de quarks et de gluons cette symétrie doit être partiellement restaurée ($m_u \approx m_d \approx 5$ MeV, $m_s \approx 150$ MeV).

Les différents états de la matière nucléaire peuvent être représentés sur un diagramme des phases température-densité nucléaire (figure 1.1). La région de température nulle et de densité nucléaire ρ_0 ($= 0.17 \text{ fm}^{-3}$) correspond aux noyaux atomiques. Si l'on augmente la température du système et/ou la densité, la matière nucléaire est constituée de hadrons (pions, kaons, nucléons...) formant un gaz hadronique (HG). Le QGP et le HG sont séparés par une région correspondant à la transition de phase dont l'ordre n'est pas encore clairement établi (représenté ici dans le cas d'une transition du premier ordre par une zone mixte i.e. mélange de QGP et de HG).

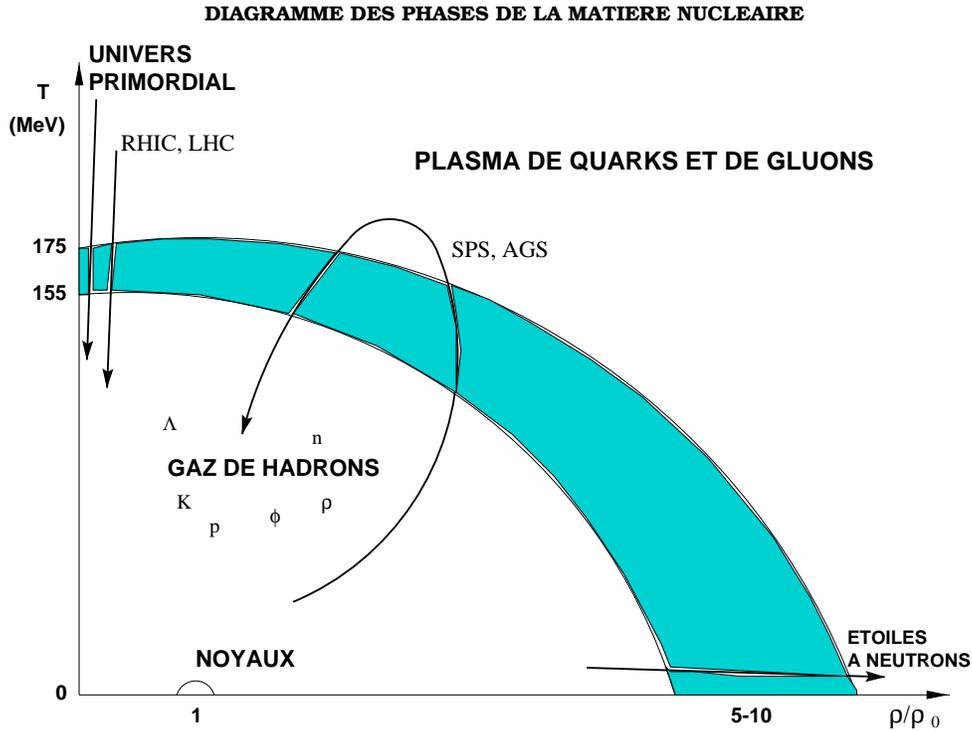


Figure 1.1: Diagramme des phases de la matière nucléaire.

L'Univers primordial a dû subir une telle transition mais en sens inverse, quelques μs après le Big-Bang.

La densité d'énergie ε nécessaire pour la formation d'un QGP est de l'ordre de 1 à 2 GeV/fm^3 d'après les prédictions de la théorie QCD sur réseau, ce qui correspond à une température de 155 à 175 MeV (selon le nombre de saveurs de quark considéré) [ALI00, KAR00] ou à une densité baryonique de 5 à 10 fois celle de la matière nucléaire ordinaire (ρ_0).

1.2 Le plasma de quarks et de gluons en laboratoire.

Le moyen d'avoir accès sur Terre à de telles densités d'énergie de la matière nucléaire est d'effectuer des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Ceci est ou sera réalisé auprès de différents accélérateurs dont les caractéristiques sont données dans le tableau 1.1.

Site	Accélérateur	Type	Début	p (GeV/c par nucléon)	Faisceau	\sqrt{s} (GeV/A)
BNL ^a	AGS ^b	cible fixe	1986	14.5	Si	5.4
			1992	1.8-11.5	Au	2.3-4.8
CERN	SPS	cible fixe	1986	200	O, S	19
			1994	158	Pb	17
BNL	RHIC ^c	collisionneur	2000	30-100	Au	60-200
CERN	LHC ^d	collisionneur	2007 ^e	2700	Pb	5400

Tableau 1.1: Tableau récapitulatif des différents accélérateurs d'ions lourds ultra-relativistes et de leurs caractéristiques. p est l'impulsion d'un nucléon d'un noyau dans le référentiel du laboratoire. \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse des collisions nucléon-nucléon.

^a Brookhaven National Laboratory

^b Alternating Gradient Synchrotron

^c Relativistic Heavy Ion Collider

^d Large Hadron Collider

^e 2006 pour le faisceau de protons et 2007 pour le faisceau de plomb

Pour que les collisions puissent donner lieu à la formation d'un QGP, différentes conditions doivent être vérifiées :

- Le volume du système créé doit être assez grand pour que le nombre de nucléons participant (N_{part}) à la collision soit important, la densité d'énergie étant proportionnelle à N_{part} divisé par la surface de recouvrement transverse des noyaux. De plus, sa taille doit être plus grande que la longueur typique de l'interaction forte de l'ordre de 1 fm.
- L'énergie du faisceau doit permettre d'atteindre la densité d'énergie critique de la transition de phase, au moins pour les collisions les plus centrales.
- La durée de vie du système doit être assez longue pour qu'un (éventuel) équilibre puisse s'établir (et ainsi pouvoir utiliser le langage de la thermodynamique) et pour qu'un effet sur les signatures expérimentales puisse être observé.

1.2.1 Régime de “stopping¹” et régime de transparence.

Lors de collisions proton-noyau ou noyau-noyau, de multiples collisions inélastiques nucléon-nucléon ont lieu et vont donner naissance à la production de nouvelles particules à l'issue de la collision. L'énergie disponible pour la production de ces particules est l'énergie cinétique (longitudinale) des nucléons.

1. ou pouvoir d'arrêt.

Pour la description d'une collision proton-noyau ou noyau-noyau, deux régimes sont utilisés suivant l'énergie disponible dans le centre de masse :

- Pour les valeurs de \sqrt{s} correspondant à celles de l'AGS, les nucléons des deux noyaux se freinent fortement mutuellement et peuvent même s'arrêter dans le référentiel du centre de masse de la collision noyau-noyau. Ceci est appelé "régime de stopping".
- A très haute énergie, les nucléons incidents subissent des collisions multiples mais, du fait qu'ils possèdent une énergie importante, ils ne sont que faiblement ralentis et gardent une vitesse proche de celle qu'ils avaient au début de la collision. Une région centrale chaude sans baryon est alors formée. Ceci est le phénomène de "transparence".

Le régime présent lors des collisions du SPS se situe entre ces deux descriptions. Par contre à RHIC et au LHC, on s'attend à observer une région de nombre baryonique nul² (régime de transparence).

La rapidité

Pour la description de la dynamique de la collision la variable unanimement utilisée est la rapidité notée y :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

où E est l'énergie totale de la particule considérée et p_z son impulsion le long de l'axe du faisceau.

Cette variable a l'avantage d'être une grandeur additive dans les transformations de Lorentz : notons y_{CM} la rapidité du référentiel du centre de masse dans le référentiel du laboratoire. Les rapidités de la particule mesurées dans le référentiel du laboratoire y_{lab} et dans celui du centre de masse y^* vérifient alors la relation suivante : $y_{lab} = y_{CM} + y^*$. Si l'on considère le référentiel du centre de masse des collisions nucléon-nucléon : $y_{CM} = 2.91$ à 158 GeV par nucléon, $y_{CM} = 3.03$ à 200 GeV par nucléon et $y_{CM} = 3.34$ à 450 GeV par nucléon. Le nombre de nucléons impliqués dans la collision varie avec le paramètre d'impact b . La rapidité du centre de masse des collisions noyau-noyau change donc également en fonction de la centralité de la collision. L'avantage des collisions symétriques comme Pb-Pb est que la rapidité du centre de masse noyau-noyau coïncide avec celle du centre de masse nucléon-nucléon et est indépendante de b .

Lorsque $p_z \gg M$ (où M est la masse de la particule considérée) on utilise une expression approchée de la rapidité, la pseudo-rapidité η définie par :

$$\eta = -\ln\left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)$$

où θ est l'angle que fait l'impulsion de la particule avec l'axe du faisceau.

Nous nous plaçons maintenant **dans le référentiel du centre de masse noyau-noyau** .

Avant la collision, les nucléons ont une rapidité égale à celle des noyaux au mouvement de Fermi près, elles sont donc centrées autour de deux valeurs : y_1 et y_2 ³.

A l'issue de la collision, la distribution des nucléons va dépendre du degré de stopping. Par contre la distribution en rapidité des particules produites est dans tous les cas centrée autour de $y^* = 0$.

Dans le régime dit de "stopping", les particules et les nucléons s'accablent autour de $y^* = 0$. La densité baryonique dans la région centrale en rapidité est donc élevée.

2. La valeur de μ_B extraite des premiers résultats à RHIC pour les collisions Au-Au avec $\sqrt{s} = 130$ GeV/A est $\mu_B = 45 \pm 15$ MeV [XU01] alors qu'au SPS, dans les collisions Pb-Pb ($\sqrt{s} = 17$ GeV/A), $\mu_B = 266 \pm 5$ MeV d'après [BRA99] et $\mu_B = 238 \pm 13$ MeV d'après [BEC00].

3. Pour un système symétrique, on a $y_1 = -y_0$ et $y_2 = y_0$.

Dans le régime dit de “transparence”, deux domaines en rapidité peuvent être distingués :

1. Deux régions dites de fragmentation correspondant aux nucléons des deux noyaux incidents. Leur distribution en rapidité est élargie et légèrement décalée par rapport à y_1 et y_2 . Le nombre baryonique se retrouve en quasi totalité dans ces deux régions.
2. Une région centrée autour de $y^* = 0$ très excitée d'où sont émises les particules produites lors de la collision et de nombre baryonique nul.

1.2.2 Modèle de Bjorken.

Le régime de transparence a été proposé par J. D. Bjorken [BJO83] et est utilisé pour la description de l'évolution des collisions d'ions lourds ultra-relativistes et de certaines variables, bien qu'au SPS la transparence ne soit que partielle. Ce modèle hydrodynamique part des hypothèses suivantes :

- La transformation du système prend un certain temps dépendant du repère considéré. On définit le temps propre τ_0 comme le temps nécessaire dans le repère propre du sous-système qui donnera naissance au nouveau système ou à une particule. Si nous nous plaçons dans un repère particulier (du laboratoire ou du centre de masse) espace-temps (z, t) , en négligeant l'expansion transverse, les particules sont produites le long de l'hyperbole définie par $\tau_0 = \sqrt{t^2 - z^2}$.

Du fait des effets de Lorentz ($t = \gamma\tau_0$), les hadrons les plus lents sont formés les premiers (dans le référentiel du laboratoire ou du centre de masse).

- La densité de particules produites ne dépend pas de la rapidité : $\frac{dN}{dy} = cste$. Les particules forment alors un “plateau en rapidité” centré autour de $y^* = 0$.
- La totalité du nombre baryonique est confinée dans les régions de fragmentation.

Ainsi, pour schématiser l'évolution du système au cours de la collision il est courant de se placer dans le référentiel du centre de masse de la collision où l'on suppose que les sous-systèmes qui vont produire les particules sont produits au point $(z = 0, t = 0)$, (en se limitant toujours à l'expansion longitudinale) comme illustré dans la figure 1.2. Dans un tel diagramme, une particule se déplace le long d'une droite $z = vt$ où v est la vitesse de la particule et son point de production correspond à l'intersection de cette droite avec l'hyperbole $\tau_0 = \sqrt{t^2 - z^2}$.

1.3 Les différentes étapes de la collision.

1. Aux premiers instants de la collision, pour $\tau \leq 1$ fm/c, ont lieu les collisions entre partons des deux noyaux, et ces processus durs permettent la production de quarks lourds (paires $c\bar{c}$).
2. Si pour un temps τ d'environ 1 fm/c la densité d'énergie est suffisante, le système va évoluer vers un état où les quarks et les gluons ne sont plus confinés à l'intérieur des hadrons mais interagissent constamment entre eux (création de paires $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$). Si la taille de ce système et sa durée de vie sont assez grandes, l'équilibre thermodynamique (chimique et thermique) est atteint pour former un plasma de quarks et de gluons⁴. Le système s'étend et se refroidit jusqu'à atteindre la température critique T_c .
3. Pour $T = T_c$, l'hadronisation commence. Le système est d'abord constitué d'une phase mixte, mélange d'un gaz de hadrons et d'un plasma de quarks et de gluons (si la transition de phase est du premier ordre) et l'hadronisation se poursuit jusqu'à ce qu'elle soit complète (pour $\tau \sim 10$ fm/c).

4. Lorsque l'on parle de matière déconfinée cela n'implique pas qu'il y ait équilibre thermodynamique, contrairement au plasma de quarks et de gluons. C'est à l'équilibre que l'on sait faire les calculs

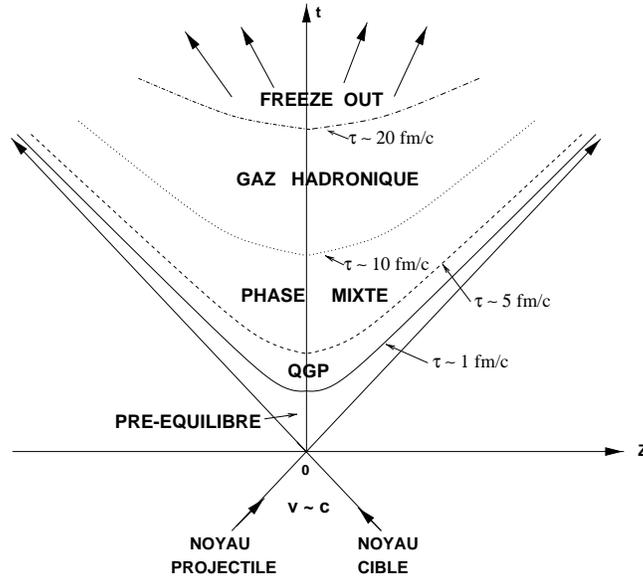


Figure 1.2: *Evolution de la collision d'après le modèle de Bjorken. (Les temps mentionnés sont très approximatifs.)*

4. A l'issue de la transition de phase, les particules en présence sont des hadrons en interactions élastiques et inélastiques, et en expansion.
5. Puis les collisions inélastiques cessent, processus appelé "freeze-out" chimique ou découplage chimique, à la température T_{ch}^{fo} .
6. Le gaz de hadrons maintenant uniquement en interactions élastiques poursuit son expansion et son refroidissement jusqu'au...
7. ... "freeze-out" thermique ou découplage complet ($\tau \sim 20-30$ fm/c), c'est-à-dire l'arrêt des interactions élastiques entre hadrons, pour $T = T_{th}^{fo}$.
8. Les particules prolongent alors librement leur parcours jusqu'aux détecteurs.

Remarque: L'instant où les particules cessent d'interagir de manière élastique varie avec la nature de la particule.

Freeze-out et équilibre dans le gaz de hadrons.

Les processus de freeze-out ont lieu du fait de l'expansion du système qui diminue la densité de particules et par conséquent augmente les libres parcours moyens. Les sections efficaces inélastiques étant plus faibles que les sections efficaces élastiques, le freeze-out chimique a lieu plus tôt: $T_{ch}^{fo} > T_{th}^{fo}$.

L'instant de freeze-out en une région du gaz de hadrons est défini par des conditions cinématiques [SCH93]: le freeze-out thermique (ou chimique) a lieu dès que le temps moyen entre deux collisions devient supérieur au temps qu'il faut à la particule pour s'échapper du système ou supérieur au temps caractéristique d'expansion du système (c'est-à-dire si durant le temps entre deux collisions, le partenaire potentiel s'est éloigné - du fait de l'expansion collective - d'une distance supérieure au libre parcours moyen).

Après le freeze-out chimique, les taux de particules ne varient plus, ils sont "gelés".

Remarque: A l'AGS, les freeze-out chimiques et thermiques semblent avoir lieu au même instant.

Détermination de T_{th}^{fo} et flot transverse collectif.

T_{th}^{fo} est déterminée à partir des spectres expérimentaux en masse transverse ($M_T = \sqrt{M^2 + p_T^2}$)⁵ de chaque type de particule détecté en faisant l'hypothèse que la distribution en énergie des particules suit une distribution de Maxwell-Boltzmann (voir chapitre 5.2.3) : $\frac{dN}{dM_T} \propto \exp(-M_T/T_{slope})$.

Le gaz de hadrons est sujet à un très grand nombre de collisions (principalement élastiques) qui permettent l'établissement de l'équilibre thermique. Cependant, ces interactions convertissent une partie de l'énergie thermique en énergie cinétique sous forme de mouvement (ou flot) collectif, en particulier dans le plan transverse à l'axe du faisceau. Le gaz de hadrons est alors constitué de petits éléments de volume en équilibre thermique correspondant à une température T , chacun se déplaçant avec une vitesse moyenne transverse v_\perp : le système est en équilibre thermique local. La pente inverse déterminée à partir des spectres en M_T ne correspondra alors pas directement à la température T_{th}^{fo} à l'instant du freeze-out. En effet ce flot transverse modifie les pentes inverses ("inverse slopes") T_{slope} extraites des spectres expérimentaux en M_T de la manière suivante :

- pour $p_T \gg M$: $T_{slope} = T_{th}^{fo} \sqrt{\frac{1+v_\perp}{1-v_\perp}}$ [SCH93]
- pour $p_T \ll M$: $T_{slope} = T_{th}^{fo} + \frac{1}{2}M v_\perp^2$ [XU96]

La pente inverse varie donc selon le domaine en impulsion transverse et de la nature de la particule qui est considérée.

Aux énergies du SPS, la détermination de T_{th}^{fo} et de v_\perp par l'étude de la variation de T_{slope} en fonction de la masse n'est pas possible (notamment pour les grandes impulsions transverses, plusieurs combinaisons de T_{th}^{fo} et de v_\perp peuvent correspondre à une même valeur de T_{slope}). T_{th}^{fo} et v_\perp sont obtenues par la combinaison de deux analyses : l'étude des spectres en M_T à une particule et des corrélations à deux particules de Bose-Einstein (Hanbury Brown-Twiss). En considérant que tous les hadrons se découplent simultanément et ont une vitesse de flot transverse commune, il est obtenu à partir des données de l'expérience NA49 : $T_{th}^{fo} \approx 110 \pm 10$ MeV et $v_\perp \approx (0.60 \pm 0.08)c$ [ST099, APP98] ; $T_{th}^{fo} \approx 95 \pm 15$ MeV et $v_\perp \approx (0.55 \pm 0.07)c$ [TOM99].

Détermination de T_{ch}^{fo} .

Différentes études montrent que les taux de production de hadrons sont compatibles avec un équilibre chimique.

T_{ch}^{fo} est extraite en essayant de reproduire simultanément des taux de production de particules et des rapports de taux par un modèle thermique dont l'un des paramètres est T_{ch}^{fo} . Ces modèles nécessitent néanmoins l'introduction d'une nouvelle grandeur γ_s , facteur de saturation de l'étrangeté. γ_s permet de prendre en compte le fait que concernant l'étrangeté, l'équilibre chimique peut ne pas être complet ($\gamma_s = 1$ si équilibre chimique complet pour l'étrangeté) : dans ces modèles thermiques, pour une particule contenant n quarks s (\bar{s}) avec μ_s le potentiel chimique étrange, le facteur $e^{-\frac{n\mu_s}{T}}$ ($e^{\frac{n\mu_s}{T}}$) est remplacé par : $\gamma_s^n e^{-\frac{n\mu_s}{T}}$ ($\gamma_s^n e^{\frac{n\mu_s}{T}}$).

Certains de ces modèles aboutissent aux résultats suivants pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon :

- $T_{ch}^{fo} = 168.0 \pm 2.4$ MeV et $\gamma_s = 1$ [BRA99]

5. M est la masse de la particule et p_T est la projection de son impulsion perpendiculairement à l'axe du faisceau

– $T_{ch}^{fo} = 192.6 \pm 8.1 \text{ MeV}$ et $\gamma_s = 0.616 \pm 0.043$ [BEC98]⁶

Ces différents résultats permettent d’avoir une idée de l’imprécision des calculs.

Ces valeurs de T_{ch}^{fo} sont très proches de la valeur de T_c prédite pour la transition de phase. Il semble donc que le découplage chimique ait lieu immédiatement après l’hadronisation. Or pour qu’un équilibre s’installe dans le système, il faut qu’il y ait des interactions parmi ses constituants. Ces résultats semblent par conséquent indiquer que pour les collisions d’ions lourds il n’y ait pas le temps dans le gaz de hadrons, pour que l’équilibre des taux de production de hadrons puisse s’établir par interactions inélastiques. Dans les collisions d’ions lourds, l’équilibre chimique doit donc être établi **avant ou pendant l’hadronisation** [HEI99, ST099].

De plus, la même analyse que celle menée pour les collisions Pb-Pb dans la référence [BEC98], appliquée à des collisions élémentaires (e^+e^- , $p-p$ et $p-\bar{p}$) [BEC97], reproduit les taux de production de particules. Les températures obtenues pour ces collisions sont proches de celle extraite pour le système Pb-Pb, or pour les collisions élémentaires aucune interaction n’a lieu dans le gaz de hadrons. Pour les collisions e^+e^- , $p-p$ et $p-\bar{p}$, le fait qu’un modèle thermique puisse s’appliquer traduit un processus d’hadronisation statistique par peuplement de l’espace des phases.

Ces deux observations (équilibre chimique établi avant l’hadronisation et valeurs semblables de T_{ch}^{fo} obtenues pour les collisions d’ions lourds et élémentaires) conduisent à penser que le mécanisme d’hadronisation est le même : l’hadronisation a lieu pour une valeur critique T_c de la température (ou de la densité d’énergie) et se fait de manière statistique en suivant le principe d’entropie maximum.

Par contre, l’une des grandes différences entre les systèmes issus de collisions élémentaires et ceux issus de collisions d’ions lourds est leur contenu en particules formées de quarks étranges.

1.4 Les signatures du plasma de quarks et de gluons.

Mettre en évidence la formation d’un plasma de quarks et de gluons consiste à étudier expérimentalement la modification des taux de production de particules connues. Les procédures suivies consistent :

- à comparer ces taux de particules mesurés en collisions noyau-noyau à ceux extrapolés des résultats obtenus en collisions proton-proton ou proton-noyau
- à comparer ces taux à ceux obtenus en collisions noyau-noyau à plus basse énergie
- à étudier la variation de ces taux de production en collision noyau-noyau en fonction de la centralité de la collision

Les expériences utilisent l’une ou plusieurs de ces procédures.

1.4.1 La suppression de la production du méson J/ψ .

T. Matsui et H. Satz ont suggéré en 1986 [MAT86] que la suppression de la production du méson vecteur J/ψ ($c\bar{c}$) et des autres charmonia⁷ (χ_c , ψ') devait permettre de caractériser la formation du plasma de quarks et de gluons.

Les charmonia sont des mésons constitués d’un quark et d’un anti-quark charmés. Ces quarks lourds sont produits aux premiers instants de la collision (avant même l’éventuelle formation d’un QGP) par interaction entre les partons de la cible et du projectile : par annihilation d’un quark et d’un anti-quarks et essentiellement par fusion de gluons.

6. Des valeurs semblables de T_{ch}^{fo} et γ_s sont obtenues pour les collisions S-S et S-Ag à 200 GeV/c par nucléon au SPS du CERN.

7. Le terme “charmonia” désigne les particules formée d’un état lié d’une paire $c\bar{c}$.

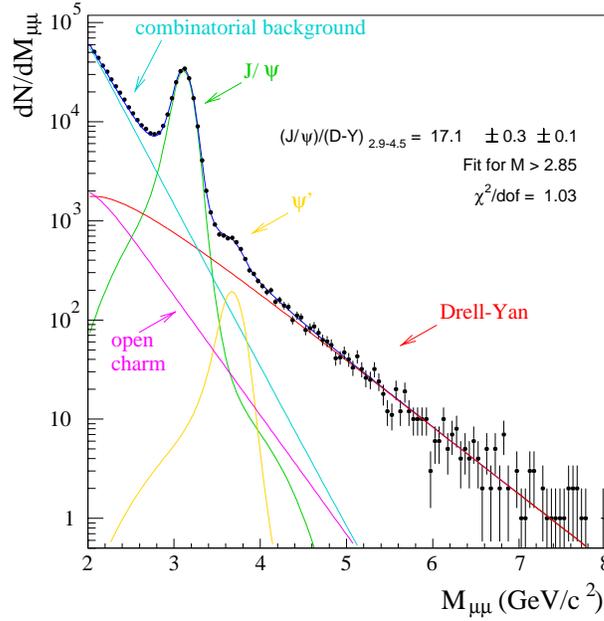


Figure 1.3: *Spectre en masse des dimuons pour $M \geq 2 \text{ GeV}/c^2$.*

Ensuite, s'il y a formation d'un plasma de quarks et de gluons, la grande densité de partons résultant de la formation d'une matière déconfinée va écranter le potentiel d'interaction entre les quark c et anti-quark \bar{c} de la paire. Des paires $c\bar{c}$ ne vont alors pas pouvoir se lier pour former un méson J/ψ ou χ_c ou ψ' . Le quark c et l'anti-quark \bar{c} vont à la place constituer des mésons D et \bar{D} avec des quarks et des anti-quarks légers.

L'expérience NA38 puis NA50 étudient cette signature. La méthode d'analyse consiste donc à comparer la production du méson J/ψ dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à celle qui est observée dans les collisions proton-noyau et noyau-noyau avec les noyaux légers, pour lesquelles le système formé est trop petit pour pouvoir espérer former un plasma de quarks et de gluons.

Dans une première étape, la suppression de la production du méson J/ψ dite "normale" (i.e. pas la conséquence de la formation du plasma de quarks et de gluons) est étudiée dans les collisions proton-noyau. Cette suppression normale est due à l'absorption nucléaire de la paire $c\bar{c}$ naissante par interactions avec les nucléons de la matière environnante et elle est caractérisée par une section efficace d'absorption σ_{abs} . Les sections efficaces de production sont d'abord mesurées. Puis σ_{abs} est calculée à partir des données proton-noyau (à 200 GeV/c et 450 GeV/c par nucléon) et S-U (à 200 GeV/c par nucléon), puisque aucune discontinuité de production n'est observée entre ces systèmes. Il est ainsi obtenu: $\sigma_{abs} = 6.5 \pm 1.0 \text{ mb}$ [BAG99]. L'absorption nucléaire est ensuite extrapolée aux collisions Pb-Pb afin d'estimer l'écart éventuel dû à l'écrantage de couleur.

Pour étudier, dans une seconde étape, la suppression du méson J/ψ en fonction de la centralité de la collision, la production du Drell-Yan a été choisie comme référence. Les mécanismes de production du J/ψ et du Drell-Yan sont des processus durs⁸, c'est-à-dire que leur formation a lieu aux premiers instants de la collision. Le Drell-Yan est l'annihilation d'un quark d'un nucléon et d'un anti-quark de la mer de Dirac d'un autre nucléon pour former un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons l^+l^- . Le mécanisme Drell-Yan constitue une bonne référence pour étudier la suppression de la production du méson J/ψ puisque le photon virtuel est insensible à l'interaction forte (il ne subit donc par l'absorption nucléaire ni l'écrantage de couleur).

8. Pour une collision d'ions lourds A-B, la section efficace de production des ces processus est proportionnelle à $A \times B$.

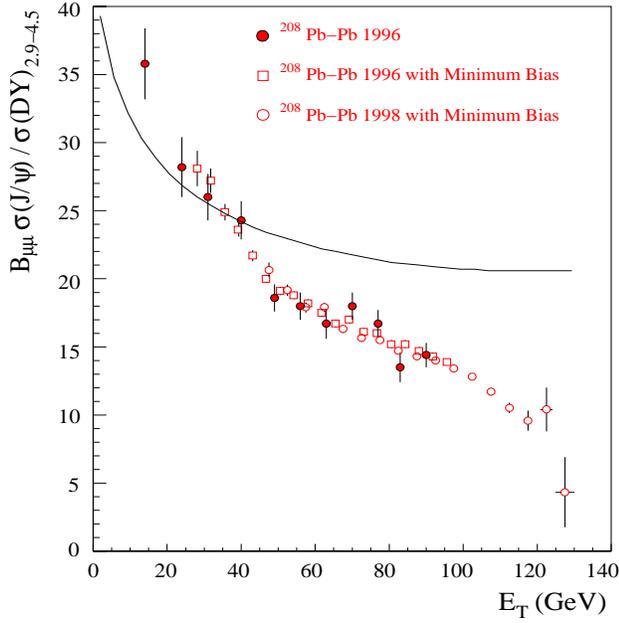


Figure 1.4: Rapport $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell-Yan)$ pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon obtenus par l’analyse standard et celle utilisant le minimum bias. La courbe représente l’absorption nucléaire ordinaire [ABR00a].

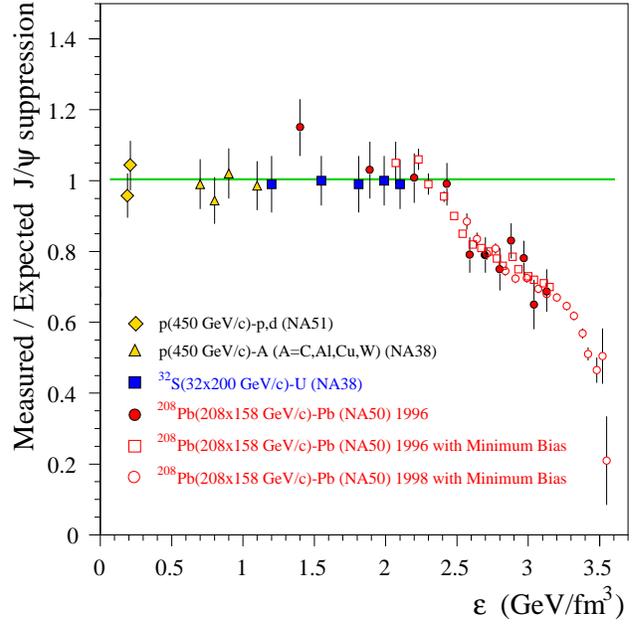


Figure 1.5: Nombre de mésons J/ψ mesurés divisé par le nombre de mésons J/ψ attendus s’ils subissent uniquement l’absorption nucléaire, en fonction de la densité d’énergie [ABR00a].

La figure 1.3 présente un spectre en masse mesuré par l’expérience NA50 des dimuons de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c^2$; au delà d’une masse de $4.2 \text{ GeV}/c^2$, les autres sources de dimuons sont négligeables.

Pour les collisions d’ions lourds, comme nous l’avons vu, l’étude de la production du méson J/ψ se fait en fonction de la centralité de la collision. La figure 1.4 présente le rapport des sections efficaces de production du méson J/ψ et du Drell-Yan $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell - Yan)$ ⁹ obtenu pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon. La courbe en trait plein représente la suppression “normale” du J/ψ définie par l’expérience NA50. Dans la figure 1.5 est reporté le nombre de mésons J/ψ mesurés divisé par le nombre de mésons J/ψ attendus s’ils subissent uniquement l’absorption nucléaire (déterminé à partir de σ_{abs}), pour différents systèmes et en fonction de la densité d’énergie ϵ . Celle ci est calculée en utilisant la formule de J. D. Bjorken voir [BJO83, ABR00a].

Ces deux figures montrent clairement une déviation par rapport à la suppression “normale” due à l’absorption nucléaire, qui s’accroît quand la collision devient plus centrale (i.e. quand E_T et ϵ augmentent). Ces deux représentations mettent également en évidence la présence de deux “marches” pour ($E_T \approx 40 \text{ GeV}$, $\epsilon = 2.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$) et ($E_T \approx 80 \text{ GeV}$, $\epsilon = 3.1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$).

Or, lorsque la température T devient grande $r_c(T)$ et $V(r)$ diminuent (voir paragraphe 1.1.2). Une fois que T est suffisamment grand, les états liés disparaissent. Mais la température du QGP à partir de laquelle ils sont dissociés dépend de leur énergie de liaison : plus un état est lié, plus la température à partir de laquelle il subit l’écrantage est grande. Ainsi, on prédit que le méson J/ψ est écranté pour $T > 1.2 - 1.3 T_c$ alors que les mésons χ_c et ψ' le seraient dès que $T > T_c$. Un comportement similaire doit être observé à RHIC et au LHC pour les états formés d’un quark b et d’un anti-quark \bar{b} (Υ , Υ' ...).

9. Sur les figures 1.4 et 1.5, pour les symboles blancs notés “with Minimum Bias”, il ne s’agit pas du Drell-Yan mesuré mais d’un Drell-Yan “théorique” déduit de la section efficace d’interaction Pb-Pb (spectre du minimum bias) en fonction de la centralité de la collision [ABR99]. On réduit ainsi les fluctuations statistiques du rapport $\sigma(J/\psi)/\sigma(Drell - Yan)$, liées habituellement au faible nombre d’événements Drell-Yan.

Dans les collisions proton-noyau, seulement 60 % des mésons J/ψ sont produits directement, alors que 32 % sont issus de la désintégration du méson χ_c et 8 % celle du méson ψ' . La première chute de production pourrait alors s'expliquer par la dissociation par écrantage de couleur des mésons χ_c et ψ' qui alimentent le méson J/ψ et la seconde par celle des mésons J/ψ produits directement.

Des modèles théoriques tentent d'expliquer la suppression anormale du méson J/ψ par d'autres processus que ceux faisant l'hypothèse de la formation d'un plasma de quarks et de gluons (voir références dans [ABR00a]), en particulier en invoquant le phénomène de destruction par interaction des mésons J/ψ avec des particules secondaires du gaz de hadrons, les "comovers" (voir [ARM99]). Certains auteurs expliquent la forte suppression pour les valeurs d'énergie transverse supérieures à 100 GeV (cf figure 1.4) par des fluctuations statistiques de E_T [CAP00, BLA00].

Remarque : Une étude analogue a été menée pour le méson ψ' . Une forte baisse de production par rapport à l'absorption nucléaire est déjà observée pour les collisions S-U à 200 GeV par nucléon. Cependant, vu sa faible énergie de liaison, le phénomène d'absorption par interaction avec d'autres hadrons ne peut pas être exclu.

1.4.2 L'augmentation de la production de dileptons de basse masse.

Les caractéristiques des mésons doivent être modifiées dans un milieu nucléaire dense et à haute température. Lorsque le système est proche des conditions de la transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons, la symétrie chirale doit être partiellement restaurée. Ceci peut avoir pour conséquence une modification des propriétés des mésons vecteurs présents dans ce milieu, en particulier une diminution de leur masse [BRO91, RAP97].

Les paires de leptons l^+l^- issues de la désintégration de mésons vecteurs permettent d'obtenir des informations directes sur le milieu nucléaire puisqu'elles ne sont sensibles qu'à l'interaction électromagnétique. La faible durée de vie du méson ρ , d'environ 1.3 fm/c en fait un outil très intéressant. Les leptons issus de sa désintégration reflèteront donc ses caractéristiques à un instant où le milieu est encore dense. Différents modèles introduisant des effets de couplages entre hadrons prédisent une diminution de sa masse et une augmentation de la largeur de son spectre en masse [FRI97].

Les dileptons de basse masse ($M < 1 \text{ GeV}/c^2$) ont été étudiés au SPS du CERN : au moyen des paires e^+e^- par l'expérience CERES/NA45 et en détectant des dimuons dans l'expérience NA38/NA50.

Les spectres en masse des diélectrons (expérience CERES/NA45) correspondant aux collisions proton-noyau sont parfaitement reproduits par les sources "connues" de dileptons, c'est-à-dire les désintégrations de Dalitz de mésons légers et les désintégrations des mésons vecteurs ϕ , ρ et ω en l^+l^- [AGA98]. Par contre les spectres expérimentaux également obtenus par l'expérience CERES/NA45 avec un projectile de soufre ou de plomb présentent une nette augmentation par rapport aux contributions estimées à partir de celles obtenues en proton noyau, en faisant l'hypothèse que leur multiplicité suit celle des particules chargées [LEN99]. L'augmentation du nombre de diélectrons mesurés par rapport à celui estimé est de $2.6 \pm 0.5 \pm 0.6$ pour $0.25 < M_{ee} < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ (pour le jeu de données de 1996). Cette augmentation est plus prononcée pour les diélectrons de faible impulsion transverse (elle est de 5 pour $p_T < 500 \text{ MeV}/c$). Cependant, une meilleure résolution et une plus grande statistique sont nécessaires afin de confirmer ce résultat et distinguer les différents modèles proposés reproduisant les données (notamment entre l'élargissement et le déplacement en masse).

L'expérience NA38/NA50 [ABR00b] observe déjà une augmentation en p-U de 40 % des dimuons de masse inférieure à celle des mésons ρ et ω dans son domaine d'acceptance en p_T : $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. L'excès observé peut être expliqué par des annihilations $q\bar{q}$. Cette analyse est compatible avec celle de l'expérience CERES/NA45 car la contribution (au spectre en masse des dimuons) des annihilations $q\bar{q}$ n'est importante que pour de grandes valeurs d'impulsion transverse.

1.4.3 Recherche des dileptons thermiques.

Si un plasma de quarks et de gluons est formé, on s'attend à ce qu'un grand nombre de photons virtuels soient produits par fusion de quarks (annihilation $q\bar{q}$: $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$) et se désintègrent en une paire de leptons l^+l^- dits dileptons thermiques. Alors que les photons virtuels à l'origine du Drell-Yan (processus "dur") reflètent la structure des nucléons, les dileptons issus des photons virtuels produits dans le QGP par les processus "mous" doivent renseigner sur les caractéristiques du système qui les a produits. Les photons virtuels sont en réalité produits tout au long de la durée de vie du système, également dans le gaz de hadrons, par fusion de hadrons ($\pi\pi$, $K\bar{K}$...).

Les expériences NA38/NA50 étudient des dimuons produits dans la région des dimuons de masse intermédiaire (IMR, "Intermediate Mass Region"), c'est-à-dire comprise entre 1.6 et 2.5 GeV/c². L'expérience HELIOS/3 [ANG00] avait déjà trouvé un excès de dimuons dans la région des IMR pour les collisions S-W au SPS du CERN.

Dans la zone des masses intermédiaires, les dimuons sont présumés être de deux origines (après soustraction du bruit de fond combinatoire) : le mécanisme Drell-Yan et la désintégration semi-leptonique simultanée de deux mésons : D et \bar{D} (le charme ouvert). Les données p-A à 450 GeV par nucléon sont parfaitement reproduites par la superposition de ces deux contributions. La normalisation des deux sources est raisonnablement maîtrisée puisque la section efficace totale de production de charme (de paires $c\bar{c}$) déduite de cette analyse est en accord avec celles obtenues par des mesures directes [SOA98, CAPE00].

La même analyse a été appliquée aux données S-U à 200 GeV par nucléon et Pb-Pb à 158 GeV par nucléon. Le rapport $(\frac{\sigma^{D\bar{D}}}{\sigma^{D\bar{Y}}})_{A-B}^{10}$ a été déduit de celui obtenu en p-A en tenant compte de la masse du projectile et de la dépendance avec l'énergie incidente. La normalisation du Drell-Yan est déterminée sur les dimuons de masse supérieure à 4.2 GeV/c² (où il constitue la seule source de dimuons).

Le rapport des taux de dimuons mesurés pour la région de masse $1.6 < M < 2.5$ GeV/c² ($0.2 < y^* < 0.8$ et $-0.3 < \cos\theta_{CG} < 0.3$) sur celui issu de l'extrapolation des données p-A est présenté dans la figure 1.6 : le nombre de dimuons mesurés est clairement sous-estimé et l'excès augmente avec le nombre de nucléons participant à la collision [SOA98, CAPE00].

Deux scénarii peuvent expliquer cette augmentation de la production de dimuons de masse intermédiaire :

- Une augmentation de la production de charme ouvert : si la normalisation de la production de $D\bar{D}$ est laissée libre, le spectre en masse est reproduit.
- Des modèles associant l'excès à la production de dimuons thermiques permettent également de reproduire les données [RAP00].

1.4.4 Les photons directs.

L'étude des photons directs (non virtuels) a été l'une des premières signatures proposées pour mettre en évidence la formation d'un plasma de quarks et de gluons [FEI76]. Dans un plasma de quarks et de gluons, les photons directs sont produits par diffusion Compton, par annihilation $q\bar{q}$ ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$) et par Bremstrahlung ($gq(\bar{q}) \rightarrow \gamma q(\bar{q})$). Des photons réels sont également produits dans les collisions hadroniques. Puisque leur longueur d'interaction est très grande devant la taille du système (contrairement aux hadrons) ils pourront transporter des informations concernant la source qui les a émis tout au long de la durée de vie du système.

Les photons directs ont d'abord été étudiés au SPS du CERN par l'expérience WA80 dans les collisions avec des faisceaux d'oxygène et de soufre, puis par l'expérience WA98 avec un faisceau de plomb. L'expérience WA80 n'a pas constaté d'excès significatif du taux de production des photons par

10. Rapport du nombre de dimuons issus des paires $D\bar{D}$ sur le nombre de ceux issus du processus Drell-Yan dans les collisions noyau-noyau.

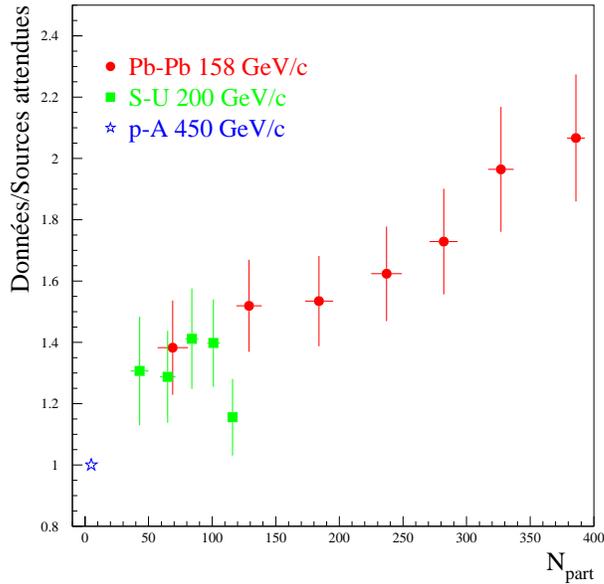


Figure 1.6: *Rapport du nombre de dimuons détectés dans le domaine des masses intermédiaires sur celui qui est attendu par extrapolation des données p-A [CAPE00].*

rapport au bruit de fond dû aux photons issus de la désintégration des mésons π^0 et η (représentant de 97 à 98 % du bruit de fond) [ALF96]. Par contre, pour les collisions Pb-Pb centrales, un excès de 10 % a été observé pour les impulsions transverses supérieures à 1.5 GeV/c et par rapport aux collisions proton-noyau [PEI00]. Ce résultat semble indiquer un processus différent de production des photons dans les collisions noyau-noyau comparé aux collisions proton-noyau.

1.4.5 La production d'étrangeté.

Une autre observable proposée et très étudiée au SPS du CERN est l'augmentation de la production des particules contenant des quarks étranges. Cette signature fait l'objet de cette thèse et est expliquée en détail dans le paragraphe suivant.

1.5 L'augmentation de la production d'étrangeté.

1.5.1 La production d'étrangeté.

L'augmentation de la production de particules étranges comme signature de la formation du plasma de quarks et de gluons a été proposée dès 1982 par J. Rafelski et B. Müller [RAF82]. Ils ont ainsi prédit que s'il y a formation d'un plasma de quarks et de gluons, du fait de la grande densité d'énergie, les quarks et les gluons vont interagir plusieurs fois durant la durée de vie du plasma et produire des paires $s\bar{s}$. De plus ce processus doit être assez rapide pour atteindre la saturation de la production d'étrangeté, c'est à dire l'égalité entre la production et l'annihilation des paires $s\bar{s}$, contrairement à ce qui se passe s'il y a seulement formation d'un gaz de hadrons (i.e. sans passer par une phase QGP).

Différents paramètres jouent en faveur d'une production importante et rapide d'étrangeté dans le QGP :

1. Le seuil de production d'étrangeté.

Dans les collisions nucléaires ordinaires ou dans un gaz de hadrons, le seuil de production d'étrangeté est égal au bilan des réactions suivantes :

$$\pi + \pi \rightarrow K \bar{K} \quad p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$$

L'énergie seuil de ces collisions est d'environ 700 MeV.

Dans le QGP, les diagrammes de formation des paires $s\bar{s}$ sont donnés (au premier ordre) dans la figure 1.7. Le seuil de production d'étrangeté est donc égal à $2 m_s c^2$ soit environ 300 MeV, ce qui est fortement inférieur au seuil dans le gaz de hadrons.

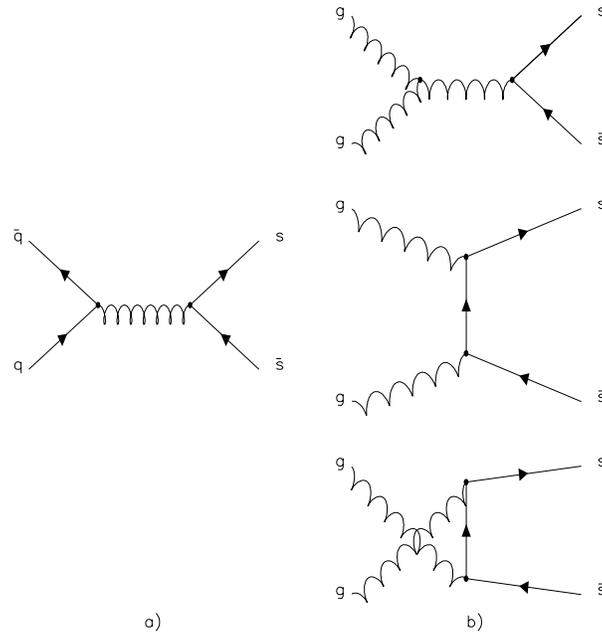


Figure 1.7: Diagrammes de production des paires $s\bar{s}$ (au premier ordre): a) par fusion de quarks b) par fusion de gluons.

2. La température de la transition de phase entre le gaz de hadrons et le plasma de quarks et de gluons est évaluée entre 155 et 175 MeV [ALI00, KAR00] pour un potentiel chimique baryonique (μ_B) nul. Cette température est proche de la masse du quark étrange et va donc favoriser la production de paires $s\bar{s}$.

3. Le rôle des gluons.

Dans le QGP, le nombre de gluons est très important (ils peuvent d'ailleurs être considérés comme un signal du QGP). Un grand nombre de paires $s\bar{s}$ vont donc être produites par fusion de gluons ($gg \rightarrow s\bar{s}$ cf figure 1.7 b)) : 90% des paires $s\bar{s}$ du QGP sont produites par ce processus.

4. La constante de temps de production d'étrangeté.

La durée de vie d'une boule de feu (QGP ou gaz de hadrons) est de l'ordre de grandeur du temps qu'il faut pour la traverser soit $\sim 5-10$ fm/c.

Or, le temps de production d'étrangeté calculé pour un QGP est de l'ordre de 3-5 fm/c (10^{-23} - $2 \cdot 10^{-23}$ s), temps relativement court du fait du nombre important de gluons dans le QGP

[RAF82] alors que celui qui est estimé en moyenne¹¹ pour un gaz de hadrons est de 10 à 30 fm/c.

Aussi la saturation de la production des baryons multi-étranges ne peut donc pas être atteinte dans un gaz de hadrons contrairement au plasma de quarks et de gluons.

5. Au SPS, la transparence des noyaux cible et projectile n'étant pas totale, des quarks légers issus des nucléons de ces noyaux seront présents dans la région centrale de la collision. Le potentiel chimique des quarks légers n'est donc pas nul et par conséquent celui des anti-quarks légers non plus, contrairement aux quarks et anti-quarks étranges. Ceci défavorise donc la production de paires de quarks $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ au profit de paires $s\bar{s}$. En effet, si l'on écrit les taux de production des quarks légers¹² $n_{q(\bar{q})}$ et des quarks étranges $n_{s(\bar{s})}$:

$$n_{q(\bar{q})} = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{(p-(+)\mu_q)/T} + 1} \quad (m_u \approx m_d \approx 0)$$

$$n_{s(\bar{s})} = g \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{e^{\sqrt{p^2+m_s^2}/T} + 1} \quad (m_s \approx 150 \text{ MeV} \text{ et } \mu_s = 0)$$

où μ_q est le potentiel chimique d'un quark léger, μ_s celui d'un quark étrange et $g = 6 = 2 \times 3$ (car 2 états de spin et 3 états de couleur). m_u , m_d et m_s sont respectivement les masses des quarks u , d et s .

Comme le potentiel chimique baryonique μ_B n'est pas nul ($\mu_B = 3\mu_q \neq 0$, $\mu_B \approx 200\text{-}300 \text{ MeV}$), $m_u \approx 0$ et $(m_s/T) \approx 1$, il est plus avantageux de produire des quarks étranges.

1.5.2 Production des baryons et anti-baryons étranges.

L'étude de la production des baryons et anti-baryons étranges est un signal particulièrement intéressant pour différencier le cas où il y a eu formation d'un plasma de celui où seul un gaz de hadrons a été créé.

Du fait de leur masse importante, le seuil de production directe de ces particules dans un milieu hadronique est relativement grand. Par exemple, la réaction $\pi + \pi \rightarrow \Omega\bar{\Omega}$ nécessite une énergie dans le centre de masse de 3 GeV, elle est donc fortement défavorisée. De plus, la formation de ces particules par collisions successives requiert un temps de l'ordre de 100 fm/c, ce qui est nettement supérieur à la durée de vie d'un gaz de hadrons en interaction qui est au maximum de quelques dizaines de fm/c. Par ailleurs, les processus susceptibles de produire des hypérons et des anti-hypérons dans un milieu hadronique sont d'autant moins importants que le contenu en quarks étranges du baryon considéré est grand (notamment ces processus ont une intensité beaucoup plus faible que ceux produisant des kaons). Ceci est plus facile dans un milieu où la densité de quarks s et \bar{s} est élevée.

Par conséquent s'il y a seulement formation d'un gaz de hadrons, plus le baryon contient de quarks étranges, plus l'écart de son taux de production par rapport à celui correspondant à l'équilibre chimique est grand.

Par contre la formation d'un QGP doit donner naissance à un gaz de hadrons proche de l'équilibre chimique. Donc la comparaison QGP/HG doit amener à la hiérarchie suivante :

$$\frac{(\Lambda)_{QGP}}{(\Lambda)_{HG}} < \frac{(\Xi)_{QGP}}{(\Xi)_{HG}} < \frac{(\Omega)_{QGP}}{(\Omega)_{HG}}$$

11. Ce temps dépend de la nature du hadron considéré.

12. Pour les quarks légers notés q , n_q est égal au taux de quarks légers issus des ions incidents, du fait du stopping, plus ceux produits lors de la collision.

L'expérience WA97/NA57 au SPS du CERN étudie la production des baryons Λ (uds), $\bar{\Lambda}$ ($\bar{u}\bar{d}\bar{s}$), Ξ^- (dss), Ξ^+ ($\bar{d}\bar{s}\bar{s}$), Ω (sss) et $\bar{\Omega}^+$ ($\bar{s}\bar{s}\bar{s}$) dans les collisions proton-noyau et Pb-Pb en fonction de la centralité de la collision. Les résultats de l'expérience WA97 sont en faveur des hypothèses précédentes de formation d'un plasma de quarks et de gluons (voir [LIE99, ANT99]). En effet, d'après la figure 1.8, l'augmentation de la production des baryons et anti-baryons est d'autant plus prononcée que le contenu en quarks ou anti-quarks étranges est grand. Par ailleurs, pour un nombre de nucléons participant à la réaction supérieur à 100 il est observé : $\langle Y \rangle / N_{part} \propto \text{constant}$, ce qui a été interprété comme un phénomène de saturation de la production d'étrangeté.

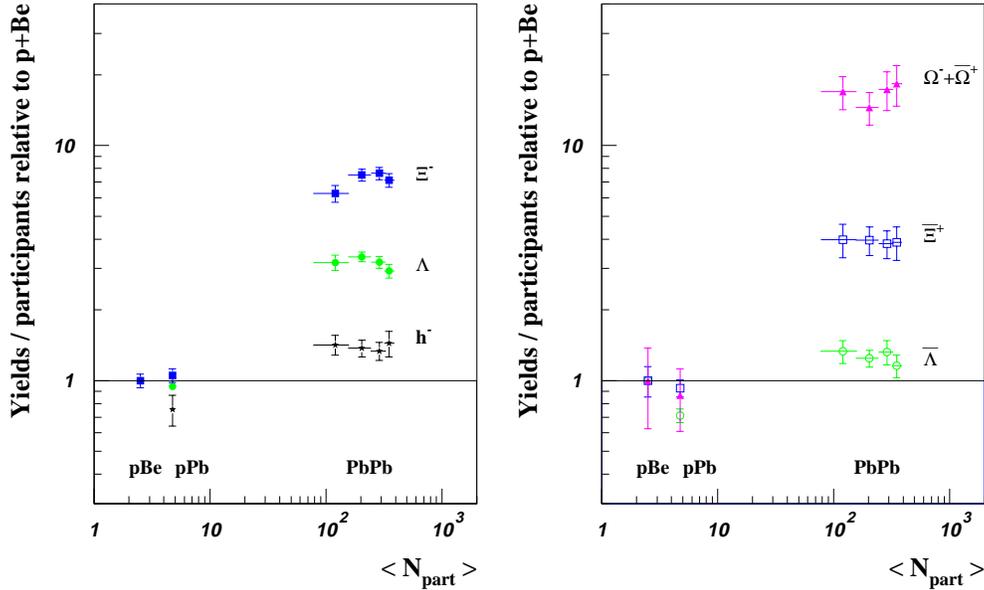


Figure 1.8: *Expérience WA97 (CERN/SPS): taux de particules produites divisé par le nombre de nucléons participants pour les collisions Pb-Pb et normalisé au taux en collision p-Be [ANT99].*

Remarque: Les sections efficaces de production des hyperons étant faibles dans un gaz de hadrons leurs taux ne seront que très peu modifiés dans la phase hadronique.

1.5.3 Le rapport K/π

Dans les collisions hadroniques, environ 70 % des quarks s et anti-quarks \bar{s} se retrouvent confinés à l'intérieur des kaons. Ainsi le taux de production des kaons est une bonne estimation du contenu en étrangeté de la réaction.

L'étude des rapports $\langle K \rangle / \langle \pi \rangle$ et $E_S = (\langle \Lambda \rangle + \langle K + \bar{K} \rangle) / \langle \pi \rangle$ a été menée aux énergies de SIS¹³ (GSI¹⁴), de l'AGS (BNL) et du SPS (CERN), pour les collisions nucléon-nucléon (N-N) et noyau-noyau (A-B). Les différentes expériences montrent que ces rapports augmentent avec le nombre de particules chargées produites lors de la collision N-N et avec la centralité de la collision A-B. Par contre leur évolution en fonction de l'énergie incidente du faisceau présente des caractéristiques différentes en collisions N-N et A-B (figure 1.9) :

- Pour les collisions N-N : ces rapports augmentent régulièrement avec l'énergie du faisceau incident.

13. Heavy Ion Synchrotron

14. Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Allemagne

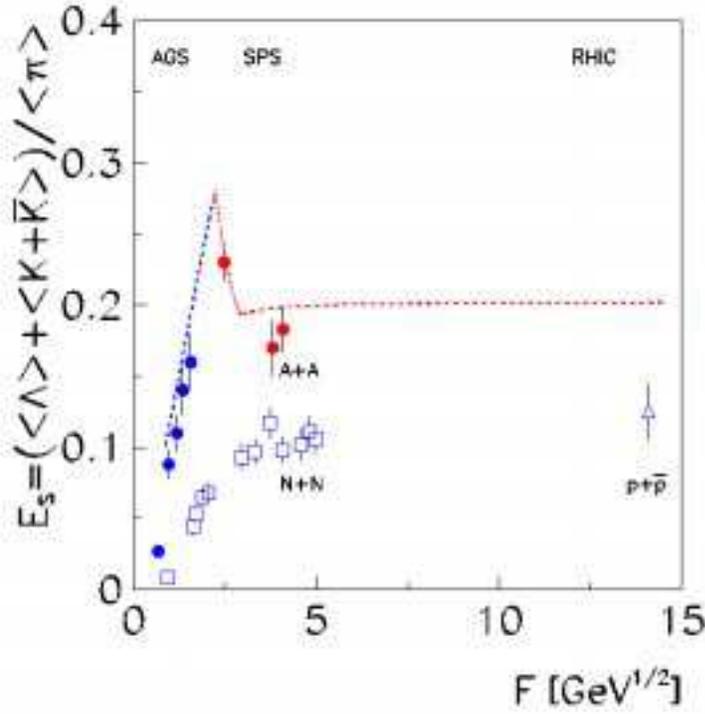


Figure 1.9: E_s mesuré pour les collisions nucléon-nucléon et noyau-noyau pour différentes valeurs de l'énergie incidente : $F \approx s^{1/4}$. Les lignes indiquent les prédictions d'un modèle statistique [GAZ00, AFA00a].

- Pour les collisions A-B : les deux rapports augmentent avec l'énergie incidente jusqu'à la valeur maximale des énergies de l'AGS ; leur évolution n'est plus monotone au delà.

Ce dernier résultat serait d'après [GAZ00, AFA00a] la manifestation de la transition de phase qui aurait lieu entre les énergies incidentes de 30 et 60 GeV par nucléon. Cependant, pour le moment la présence d'un seul point (à 40 GeV/c par nucléon) dans le domaine des énergies intermédiaires entre celles de l'AGS et du SPS ne permet pas de conclure sur l'allure de l'évolution de E_s avec l'énergie incidente. (Des mesures à 80 GeV/c par nucléon ont déjà été effectuées en octobre 2000 afin d'avoir un point supplémentaire dans cette région.)

1.5.4 Etude de la production du méson ϕ et du rapport $\phi/(\rho + \omega)$.

Le méson vecteur ϕ est constitué d'une paire $s\bar{s}$, cette particule est donc particulièrement intéressante dans le cadre de l'augmentation de la production d'étrangeté. L'étude de la production du méson ϕ comparée à celles des mésons vecteurs légers (combinaisons de $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$) et l'augmentation du rapport de leur taux de production a été proposée par A. Shor en 1985 [SHO85] comme signature du plasma de quarks et de gluons. Les arguments avancés en faveur de ce signal sont les suivants :

- Le méson ϕ est une particule à saveur cachée (son nombre quantique étrange est nul), sa production (directe) est par conséquent pratiquement interdite dans les collisions hadroniques par la règle d'OZI (Okubo-Zweig-Iizuka) [OKU77] car elle fait intervenir un diagramme déconnecté¹⁵.

15. Production directe d'une paire $s\bar{s}$ pour former un méson ϕ .

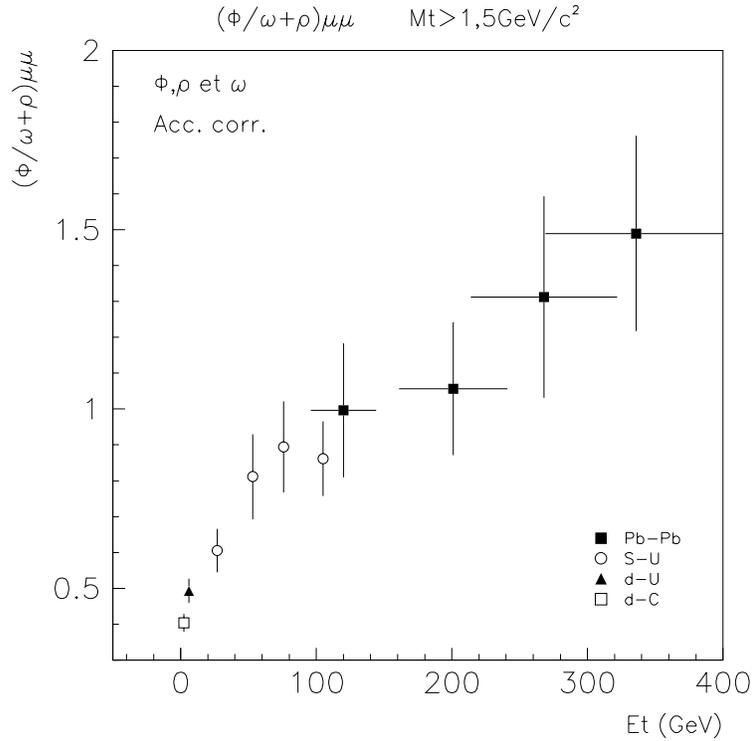


Figure 1.10: *Rapports $(\phi/\rho + \omega)_{\mu\mu}$ pour $M_T > 1.5 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de l'énergie transverse pour les collisions d-C, d-U et S-U à 200 GeV par nucléon et pour les collisions Pb-Pb (données de 1995) à 158 GeV par nucléon [AST97].*

- Le méson ϕ n'est pas alimenté par la désintégration d'autres particules contrairement aux mésons K et aux hadrons Λ .
- Le méson ϕ doit être faiblement affecté par les collisions élastiques et inélastiques dans le gaz de hadrons du fait de ses faibles sections efficaces d'interaction. (Le méson ϕ doit donc se découpler plus tôt du gaz de hadrons.)
- Le méson ϕ et les mésons vecteurs légers ρ et ω (combinaisons de $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$) ont des masses comparables. De plus, les résonances ϕ et ω ont les mêmes nombres quantiques, le méson ρ se différencie uniquement par la valeur de son isospin.

Ainsi l'étude du rapport $\frac{\phi}{\rho+\omega}$ doit directement nous renseigner sur le rapport $\frac{s\bar{s}}{u\bar{u}+d\bar{d}}$.

Dans son article [SHO85], A. Shor s'est intéressé au rapport $\frac{\phi}{\omega}$ et il avait prédit que s'il y a formation d'un plasma de quarks et de gluons, le rapport $\frac{\phi}{\omega}$ devrait être 20 fois supérieur à ce qu'il est dans les collisions p-p: $(\frac{\phi}{\omega})_{p-p} \approx \frac{1}{20}$ pour $\sqrt{s} = 7$ à 53 GeV. Ce résultat a été nuancé en 1989 [HEI89] en considérant le fait que lors de l'hadronisation, la fusion des gluons du QGP donne majoritairement naissance à des paires de quarks - anti-quarks légers. Le rapport $\frac{\phi}{\omega}$ mesuré, lorsqu'un QGP a été formé devrait alors être au maximum 6 à 10 fois supérieur à $(\frac{\phi}{\omega})_{p-p}$.

L'expérience NA38, précédant l'expérience NA50, a été la première à étudier la production des mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

L'expérience NA49 étudie également le méson ϕ dans les collisions p-p, p-Pb et Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon [AFA00b]. Nous reviendrons sur ces résultats au chapitre 9.

L'analyse de la production des mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions d-C, d-U et S-U à 200 GeV par nucléon, données de l'expérience NA38, a fait l'objet d'une thèse [AST97]. Dans [AST97], une première étude a été menée pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon dans l'expérience NA50 mais pour les données de 1995 de faible statistique. Les rapports $\phi/(\rho+\omega)$ des résonances mesurées dans le canal $\mu^+\mu^-$ obtenus en fonction de l'énergie transverse E_T par cette analyse [AST97], sont reportés dans la figure 1.10. Le rapport apparaît augmenter régulièrement avec E_T .

Une étude de la production des mésons ϕ , ρ et ω pour des intervalles communs en impulsion transverse p_T [QUI01], au lieu de M_T dans [AST97] et en utilisant une méthode d'analyse différente, a été menée pour les collisions S-S, S-Cu et S-Ag à 200 GeV par nucléon dans l'expérience NA38.

Le travail présenté ici se situe dans la continuité de celui effectué dans [AST97]. L'étude du rapport $\phi/(\rho+\omega)$, des sections efficaces et des températures effectives des résonances ϕ et $\rho+\omega$ pour les données Pb-Pb de haute statistique de 1996 (statistique 3 à 4 fois supérieure à celle de 1995) sera décrite dans les chapitres 4 à 6. La statistique importante permet de déterminer 9 intervalles en énergie transverse au lieu de 4 dans [AST97]. De plus, les événements Minimum Bias ayant été mesurés en 1996, pour la première fois, les multiplicités des mésons ϕ et $\rho+\omega$ sont extraites.

Afin de comparer les résultats obtenus en Pb-Pb avec notre analyse à ceux du système S-U, des données de l'expérience NA38 ont complètement été réanalysées avec notre procédure. Les détails et les résultats de l'étude du système S-U sont donnés dans les annexes A et B et seront comparés à ceux des collisions Pb-Pb dans le chapitre de discussion (chapitre 9).

De plus, afin d'apporter des informations supplémentaires sur la production des quarks étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, une étude préliminaire du rapport K/π extrait des paires de muons de même signe est décrite dans le chapitre 8.

Chapitre 2

Le dispositif expérimental.

L'expérience NA50 a pour but la mesure de la production des mésons vecteurs neutres (ϕ , ρ , ω , J/ψ , ψ') produits dans des collisions plomb-plomb ou proton-noyau en fonction de différentes variables.

Le dispositif expérimental est un spectromètre à muons. Le spectromètre détecte les muons émis en coïncidence et permet de calculer leurs caractéristiques cinématiques afin de reconstruire celles de la particule dont ils sont les produits de désintégration.

Des détecteurs placés avant la cible, en particulier le détecteur de faisceau, permettent de compter le nombre d'ions incidents et de sélectionner les événements "propres", c'est-à-dire sans empilement ni interaction ailleurs que dans la cible. Les particules produites lors de la collision sont filtrées grâce à des absorbeurs afin de ne laisser passer que les muons. Les muons traversent ensuite les chambres à fils et les hodoscopes placés avant et après l'aimant. Pour le système Pb-Pb l'étude est faite en fonction de la centralité de la collision, aussi, le dispositif expérimental est également constitué d'un calorimètre électromagnétique et d'un calorimètre à zéro degré permettant d'évaluer la violence de la collision.

Le schéma général du dispositif expérimental de l'expérience NA50 est présenté dans la figure 2.1

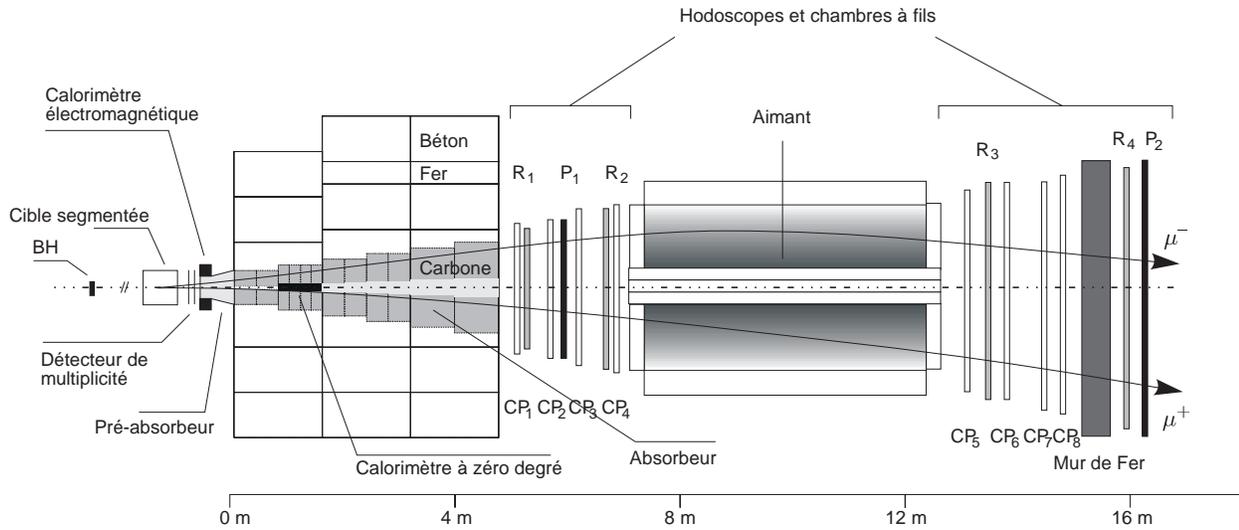


Figure 2.1: Dispositif expérimental de l'expérience NA50.

2.1 Le faisceau et les détecteurs de faisceau.

2.1.1 Le faisceau.

Les faisceaux d'ions sont délivrés par le SPS du CERN avec une énergie de 450 GeV par nucléon pour le faisceau de protons et 158 GeV par nucléon pour celui de plomb. Les intensités sont ajustées selon la nature du faisceau (pour que le dispositif expérimental puisse fonctionner correctement) : $4 \cdot 10^8$ protons par burst (par bouffée de particules) et $5 \cdot 10^7$ ions par burst pour le plomb. La durée du cycle du faisceau de plomb est de 20 s et celle de son déversement effectif de 4.5 s.

2.1.2 Le détecteur de faisceau (BH).

Le détecteur de faisceau (ou Beam Hodoscope, BH) est placé 22 mètres en amont de la cible et n'est utilisé que pour les faisceaux d'ions lourds. Le BH compte le nombre d'ions incidents et permet de détecter les événements pour lesquels deux ions sont arrivés séparés d'un laps de temps inférieur à celui de la fenêtre d'analyse (de 20 ns), phénomène appelé "empilement de faisceau".

Ce détecteur est constitué de deux plans de lames (16 pour le premier et 14 pour le second) de 0.7 mm d'épaisseur et faites de quartz afin de résister au taux de radiations important pour les collisions Pb-Pb. Cependant, pour l'expérience NA50 (contrairement à NA38), seul le plan 1 du BH (figure 2.2) a été utilisé pour minimiser l'épaisseur de matière traversée. (Le plan 2 n'est utilisé que pour des contrôles de faisceaulogie.)

2.1.3 Les détecteurs d'interaction.

Deux types de détecteurs d'interaction sont disposés derrière le détecteur de faisceau : deux détecteurs BHI et quatre détecteurs BHIN (BHI "new"). Les BHI et BHIN permettent d'identifier les ions ayant

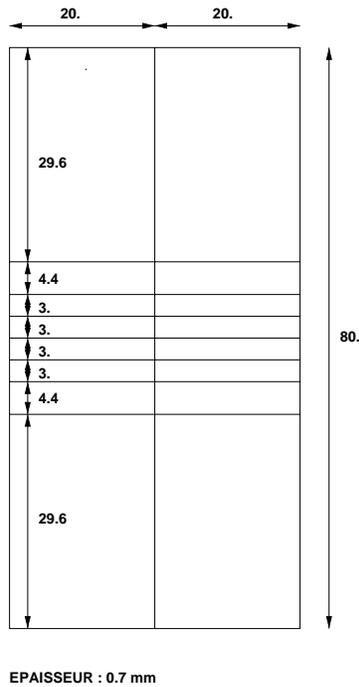


Figure 2.2: Schéma du plan 1 du détecteur de faisceau de l'expérience NA50 (les dimensions sont données en millimètres).

interagi dans le détecteur de faisceau.

Une description plus détaillée du détecteur de faisceau et des détecteurs d'interaction est faite au chapitre 3, dédié au dépouillement de ces détecteurs pour la prise de données Pb-Pb 1998.

2.1.4 Les compteurs à argon.

Ces compteurs sont des chambres d'ionisation remplies de gaz d'argon. Utilisés lors des prises de données proton-noyau, ils mesurent l'intensité du faisceau de protons à l'aide du courant créé (par ionisation) après le passage des protons dans les chambres.

2.1.5 Les compteurs "anti-halo".

Deux détecteurs appelés compteurs "anti-halo" permettent de détecter les fragments issus d'interactions en amont de la cible ainsi que les ions de plomb en dehors de l'enveloppe du faisceau. Ils sont placés 512 et 187 mm avant la cible centrale (voir paragraphe suivant) et constitués d'une lame de quartz percée d'un trou de 3 mm de diamètre. Les événements pour lesquels un noyau est passé en dehors du trou sont rejetés.

2.2 La cible.

La probabilité de produire une résonance se désintégrant en un dimuon étant faible, une cible épaisse a été utilisée pour les données Pb-Pb 1996 (12 mm) afin d'augmenter le nombre d'interactions noyau-noyau par seconde. Or lorsque la cible s'épaissit, la probabilité pour des fragments spectateurs issus d'une première collision d'interagir dans l'épaisseur de cible restante augmente également (processus de

réinteraction). Etre capable de reconnaître de tels événements pour les éliminer est essentiel. En effet, les grandeurs physiques mesurées par les autres détecteurs (telles que E_T et E_{ZDC}), ne correspondront pas à une collision mais à plusieurs, ce qui biaisera les résultats. Afin de minimiser le nombre de ces événements, la cible utilisée est d'épaisseur totale réduite et fragmentée (en "ciblettes") pour déterminer les vertex d'interaction et donc détecter les réinteractions.

Ce dispositif de cible segmentée permet également d'identifier les interactions ayant eu lieu hors de la cible.

Sept ciblettes circulaires de 2.5 mm de diamètre sont disposées à 2.5 cm d'intervalle le long de l'axe du faisceau sur un porte cibles. Chaque ciblette est suivie de 2 lames de quartz (droite et gauche). Une fraction des particules chargées (π^\pm , K^\pm), produites lors d'une collision dans la ciblette, traversent les lames de quartz et émettent de la lumière Čerenkov qui est transmise à des photomultiplicateurs [BEL97]. La ciblette dans laquelle a eu lieu l'interaction est celle dont la première paire de lames de quartz placées derrière a détecté le signal le plus important. Ce signal doit être supérieur à celui correspondant aux électrons δ créés par le passage du faisceau dans les ciblettes (processus électromagnétique) qui produisent également des photons Čerenkov dans les lames de quartz.

Les réinteractions sont reconnues par une méthode comparant les signaux dans les lames de quartz à des signaux de référence.

Les interactions avant la cible (dans l'air et dans les détecteurs) sont détectées grâce à une paire de lames de quartz placées avant la première ciblette.

Les événements pour lesquels la ciblette où a eu lieu l'interaction n'a pas été identifiée peuvent correspondre à des interactions dans l'air entre les ciblettes ou à des interactions très périphériques.

En 1996, les épaisseurs des sept ciblettes étaient : 1 + 2 + 2 + 2 + 2 + 2 + 1 mm. Pour la prise de données de 1998 seule une ciblette de 3 mm placée sur le 3^{ième} porte cible a été utilisée.

Cible des données p-A.

Pour les données proton-noyau, une cible épaisse non segmentée est utilisée : 75 mm pour la cible d'argent.

2.3 Le spectromètre à muons.

2.3.1 Les absorbeurs.

Lors d'une collision, un très grand nombre de particules sont produites (1500 au total ou 500 par unité de rapidité dans les collisions centrales). L'absorbeur effectue un filtrage des muons issus de la désintégration des mésons vecteurs en absorbant les électrons et les hadrons chargés qui pourraient être confondus avec des muons, et en minimisant le nombre de muons provenant de la désintégration d'autres particules.

Pour cela, l'absorbeur est composé de trois éléments : un préabsorbeur, un absorbeur principal et un mur de fer.

Tout en absorbant efficacement, le préabsorbeur et l'absorbeur principal ne doivent pas trop affecter l'impulsion des muons. Les éléments composant ces absorbeurs sont donc choisis de manière à avoir une faible longueur d'absorption et une grande longueur de radiation, afin de minimiser la diffusion multiple pour obtenir une bonne résolution en masse. L'alumine (Al_2O_3) ou l'oxyde de beryllium (BeO) et le cuivre ont été choisis pour cette raison.

L'absorbeur principal (figure 2.3) a une longueur de 4.8 m. Sa partie centrale, de forme conique, entoure l'axe du faisceau et est constituée de 80 cm d'air suivis du calorimètre à zero degré ; et se termine par 3.2 m d'uranium afin d'absorber la fraction du faisceau qui n'a pas interagi dans la cible. Autour de ce cône sont disposés des cylindres de carbone sur les quatre premiers mètres et de fer pour

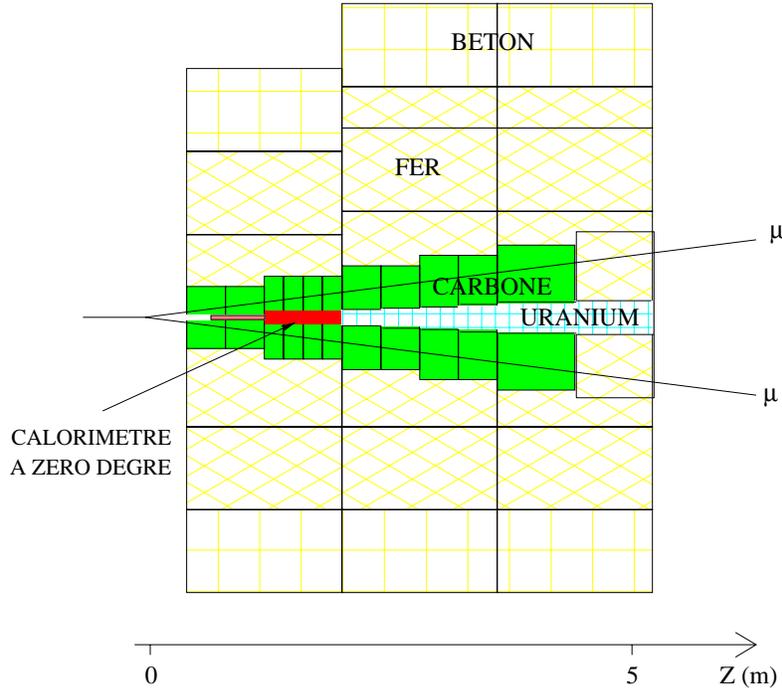


Figure 2.3: Absorbeur principal de l'expérience NA50.

les 80 cm restant. Cet ensemble de cylindres couvre le domaine d'acceptance de l'aimant et permet d'absorber les hadrons. Des blocs de fer puis de béton sont enfin disposés tout autour.

Le préabsorbeur est placé devant l'absorbeur principal et est percé pour laisser passer le faisceau. Il est situé très proche de la cible segmentée pour faire interagir les mésons π^\pm et K^\pm (produits abondamment lors de la collision) avant qu'ils aient le temps de se désintégrer en $\mu^- \bar{\nu}_\mu$ et $\mu^+ \nu_\mu$. Le préabsorbeur est constitué de 59.1 cm de BeO.

Le troisième élément composant l'absorbeur est un mur de fer de 1.2 m de longueur. Il est placé derrière le dernier hodoscope R4 afin d'absorber les hadrons qui auraient "échappé" aux premiers absorbeurs et qui pourraient sinon être assimilés à des muons. A ce moment du suivi des muons, l'influence du mur de fer sur les caractéristiques cinématiques des muons n'a pas d'importance puisque ces mesures ont déjà été faites en amont.

2.3.2 L'aimant.

L'impulsion transverse des muons est déduite de la déviation de leur trajectoire introduite par un aimant à champ toroïdal.

L'aimant du spectromètre est de forme hexagonale et mesure 4.8 mètres de long (figure 2.4). Le champ magnétique toroïdal est créé par six bobines s'appuyant sur six secteurs de fer de 18° d'angle azimutal. La région utile de l'aimant est limitée à l'espace compris entre le rayon interne de 29.9 cm et le rayon externe de 154 cm sur une distance de 4 mètres. Le domaine en pseudo-rapidité des dimuons couvert par l'aimant est: $\Delta\eta = [2.60 - 4.26]$.

Le champ magnétique est de la forme: $\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{u}_\phi$, où r est la distance à l'axe du faisceau et \vec{u}_ϕ le vecteur unitaire azimutal. Les muons restent dans le même plan azimutal tout au long de leur

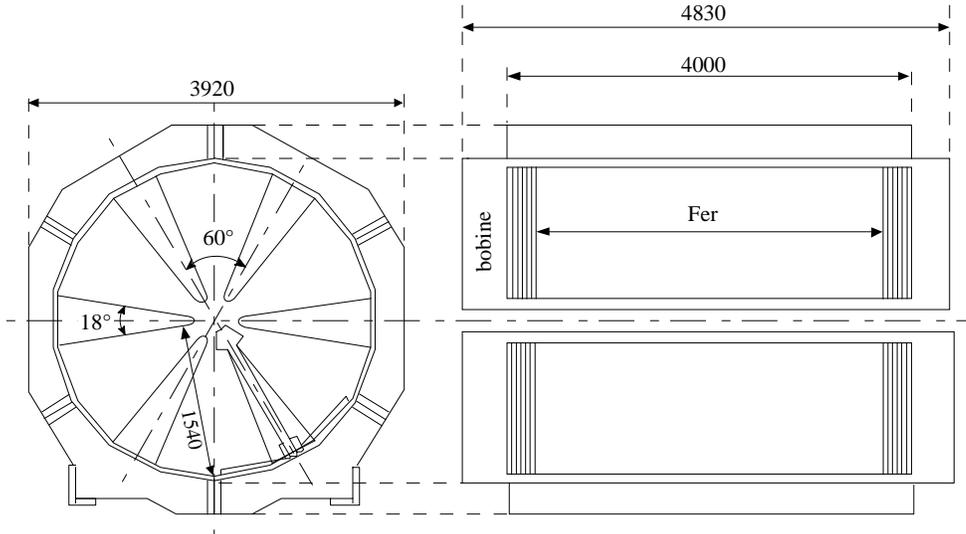


Figure 2.4: Vue de face et de côté de l'aimant à champ toroïdal.

traversée de l'aimant et l'angle de déviation introduit par l'aimant est inversement proportionnel à leur impulsion transverse : $\Delta \theta \propto \frac{1}{p_T}$.

La polarité du champ est de plus régulièrement inversée lors des prises de données afin de symétriser les effets systématiques possibles entre les muons de chaque signe.

L'intensité du courant dans les bobines est et de 7000 A pour l'expérience NA50 ($B_o = 0.383$ Tm). La valeur du champ magnétique a été augmentée par rapport à l'expérience NA38 ($I = 4000$ A) afin d'améliorer la résolution en masse pour le méson J/ψ (≈ 3 % pour NA50 et ≈ 5 % pour NA38) et de diminuer le nombre de triggers dus aux muons du bruit de fond.

Cependant, augmenter la valeur du champ diminue l'acceptance des dimuons de petite masse ($M = 0.5-2$. GeV/c²). En effet, ces dimuons correspondent à des muons de faible impulsion transverse, ils sont donc fortement déviés dans un champ magnétique important. Aussi une grande proportion de ces muons sortent de l'aimant : des muons convergents passent dans le trou entourant l'axe du faisceau ($r \leq 29.9$ cm) et des muons divergents sont éjectés vers l'extérieur de l'aimant ($r \geq 154$ cm). Nous reviendrons sur ce problème dans le chapitre 7.

2.3.3 Les chambres à fils.

Quatre chambres proportionnelles à fils sont disposées avant l'aimant (PC1 à PC4) et quatre après (PC5 à PC8) afin de déterminer la direction des trajectoires des muons ainsi que l'angle de déflexion de leur trajectoire dû à leur passage dans l'aimant. Ces huit chambres ont une structure hexagonale, pour suivre la forme de l'aimant, et un rayon de 1.3 m pour celles en amont de l'aimant et de 2 m pour celles en aval. Elles sont chacune constituées de trois plans de fils (figure 2.5) orientés à 0° , 60° et 120° par rapport à l'axe horizontal Ox et distants de 2.2 cm.

2.3.4 Les hodoscopes.

Les hodoscopes R_I , $I=1$ à 4 (figure 2.6) interviennent dans le déclenchement du système d'acquisition (le trigger). Ils sont également de forme hexagonale et composés de six sextants constitués de lames de scintillateur.

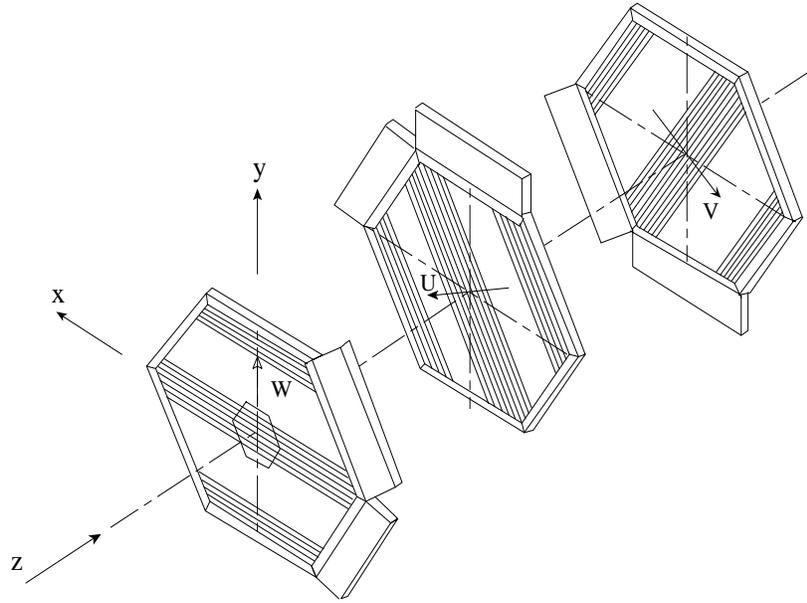


Figure 2.5: Les trois plans d'une chambre proportionnelle à fils.

Les hodoscopes R_1 et R_2 sont placés devant l'aimant et comportent chacun 30 lattes par sextant. R_2 étant l'homothétique de R_1 , la coïncidence $V = R_1^i \times R_2^i$ (où R_j^i signifie la $i^{\text{ème}}$ latte de scintillateur de l'hodoscope R_j) sélectionne les muons qui pointent vers la cible. La coïncidence $V = R_1^i \times R_2^{i-1}$ est également acceptée afin de prendre en compte la diffusion multiple dans les absorbeurs.

Les hodoscopes R_3 et R_4 se situent derrière l'aimant. Ils possèdent des lames de scintillateur de largeur constante: 23 lames par sextant pour R_3 et 32 lames par sextant pour R_4 . R_4 est placé derrière le mur de fer afin de s'assurer que la particule détectée est bien un muon.

2.3.5 Système de déclenchement de l'acquisition.

Le système de déclenchement de l'acquisition est basé sur les hodoscopes R_I , $I=1$ à 4 [STA89].

Pour un muon, la première coïncidence qui doit être vérifiée est $V = R_1 \times R_2$. Pour éliminer les fluctuations en temps suivant l'endroit où la particule touche les scintillateurs de R_1 et R_2 , ces deux hodoscopes sont équipés de circuits moyenneurs de temps (le temps moyen est alors indépendant de la position où la particule a touché le scintillateur). Une trace de muon n'est ensuite conservée que si elle satisfait la coïncidence $V \times R_3 \times R_4$, c'est-à-dire que ne sont retenues que les traces dont les trajectoires avant et après l'aimant se raccordent correctement. Les combinaisons possibles entre traces sont réalisées par une matrice de coïncidence.

Pour déclencher sur la détection d'une paire de muons, une coïncidence de deux traces dans des sextants différents doit être réalisée. Ceci est fait grâce à un système logique appelé "Boîte Magique".

Exiger que les muons soient dans des sextants différents défavorise les dimuons de basse masse (domaine en masse des mésons ϕ , ρ et ω) pour lesquels l'angle entre les impulsions des deux muons est petit.

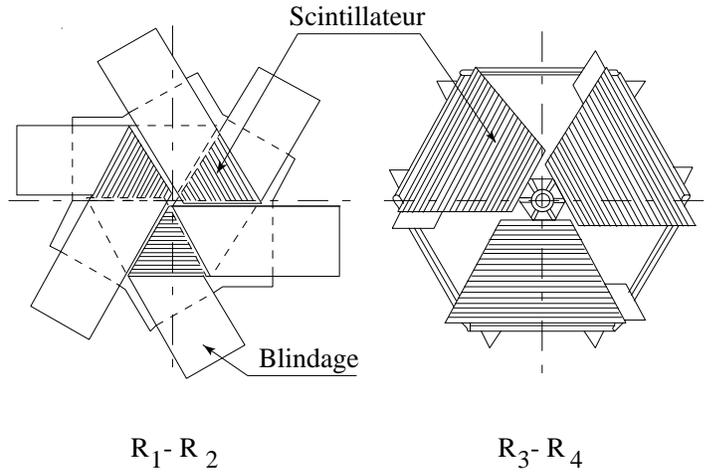


Figure 2.6: Représentation des hodoscopes $R_{1,2}$ et $R_{3,4}$.

2.4 Mesure de la centralité de la collision.

L'expérience NA50 dispose de trois détecteurs pour déduire la centralité: le calorimètre électromagnétique, le calorimètre à zéro degré et le détecteur de multiplicité.

2.4.1 Le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre mesure l'énergie transverse des particules neutres émises lors de la collision, dans un intervalle en pseudo-rapidité $\Delta\eta = [1.1 - 2.3]$. Il est de forme hexagonale et divisé en six sextants.

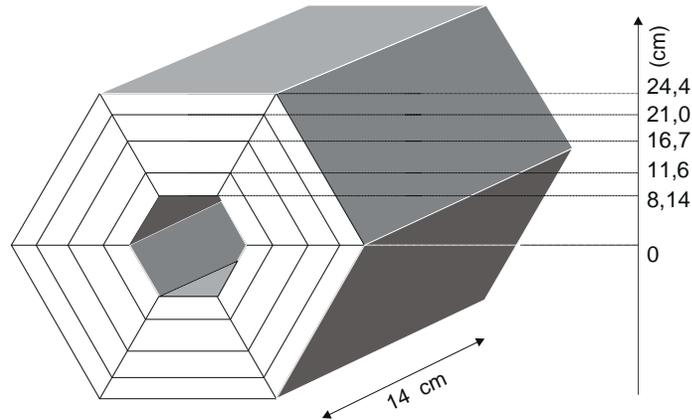


Figure 2.7: Calorimètre électromagnétique de l'expérience NA50.

Afin de pouvoir mesurer l'énergie des particules neutres en fonction de leur pseudo-rapidité, le calorimètre est découpé en quatre couronnes concentriques. Ces couronnes sont composées de $\frac{2}{3}$ de plomb et de $\frac{1}{3}$ de fibres scintillantes (en proportions volumiques).

Remarque : Le domaine de mesure en pseudo-rapacité du calorimètre de NA38 couvrait le domaine d'acceptance du spectromètre à muon ($\Delta\eta_{spectro} = [2.8 - 4.1]$). Ce n'est plus le cas pour NA50, du fait du taux important de radiation dans cette région de l'espace pour les collisions Pb-Pb et afin d'améliorer la résolution en masse.

Le calorimètre électromagnétique de l'expérience NA50 est présenté dans la figure 2.7.

Principe de détection et de mesure.

Le calorimètre électromagnétique détecte principalement les mésons π^0 qui se désintègrent immédiatement après être créés ($c\tau = 25.1$ nm) en 2 photons avec un rapport de branchement de 100%.

Le plomb étant un matériau dense, il favorise la production de gerbes électromagnétiques, c'est-à-dire la multiplication du nombre d'électrons et de photons (par création de paires, rayonnement de freinage Bremsstrahlung...) jusqu'à ce que leur énergie moyenne soit trop faible pour continuer ces processus.

Environ 3% de l'énergie de la gerbe électromagnétique est récoltée dans les fibres scintillantes, puis la lumière produite dans ces fibres est transmise à des photomultiplicateurs.

L'énergie transverse neutre correspondant à une collision est calculée de la manière suivante :

$$E_T(\Delta\eta) = h_N \sum_{R=1}^C E_R \sin\overline{\theta_{R,N}}$$

C est le nombre de couronnes et N le numéro de la cible où a eu lieu la collision. E_R est l'énergie neutre mesurée dans la couronne R .

Le facteur $\sin\overline{\theta_{R,N}}$ permet de calculer l'énergie transverse neutre à partir de l'énergie totale neutre : $E_{T\ R,N} = E_R \sin\overline{\theta_{R,N}}$ (si l'intervalle en pseudo-rapacité n'est pas trop grand). $\overline{\theta_{R,N}}$ est l'angle moyen de la couronne R vu par la cible N et $E_{T\ R,N}$ est l'énergie transverse neutre mesurée par la couronne R pour une interaction dans la cible N .

Le coefficient h_N normalise l'énergie transverse neutre mesurée pour les différentes cibles au même intervalle de pseudo-rapacité $\Delta\eta = [1.1 - 2.3]$. En effet, puisque l'angle des couronnes vu par les cibles $\theta_{R,N}$ varie avec la cible, le domaine de pseudo-rapacité également.

Résolution en énergie transverse.

La résolution totale en énergie transverse, c'est-à-dire due au calorimètre électromagnétique et aux fluctuations physiques (voir paragraphe 4.6.1), varie de la manière suivante :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{0.72}{\sqrt{E_T}}$$

Remarque : La résolution intrinsèque du calorimètre électromagnétique est donnée par la relation [CHE98] : $\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{0.2}{\sqrt{E_T}}$

Pour une description plus approfondie du calorimètre électromagnétique voir [CHE98].

2.4.2 Le calorimètre à zéro degré.

Le calorimètre à zéro degré (calorimètre ZDC) [ARN97] permet de mesurer l'énergie des nucléons spectateurs et des fragments de la collision. Il est placé à l'intérieur de l'absorbeur (voir figures 2.1 et 2.3) dans l'axe du faisceau, derrière un collimateur en cuivre qui permet de diminuer le bruit de fond (dû aux pions et aux nucléons participants). Puisqu'il détecte les particules émises vers l'avant, son domaine d'acceptance correspond aux grandes valeurs de rapidité : $\eta \geq 6.3$.

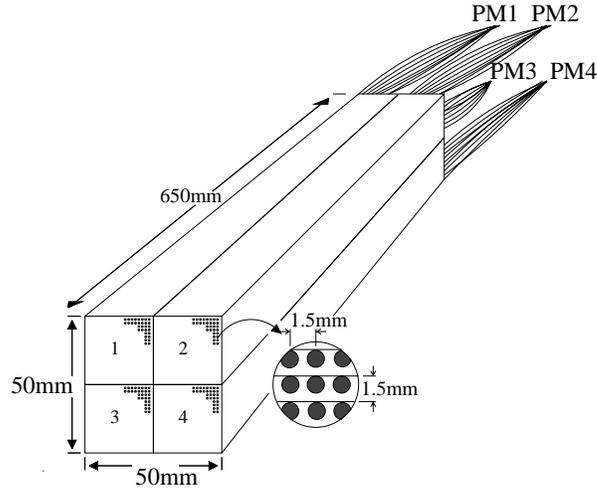


Figure 2.8: Représentation des quatre “tours” du calorimètre à zéro degré.

Il est composé de 30 plaques de tantales empilées pour former un parallélépipède (voir figure 2.8) de dimensions : $5 \times 5 \times 65$ cm³, dans lequel sont disposées 900 fibres optiques de silice. Ce parallélépipède est divisé en 4 groupes (appelés “tours”) de 225 fibres. De la lumière Čerenkov est produite par les particules dans les fibres et dirigée vers un des quatre photomultiplicateurs (un photomultiplicateur par tour). Aussi, l’énergie E_{ZDC} déposée dans le calorimètre ZDC est donnée par : $E_{ZDC} = \sum_{i=1}^4 E_{ZDCi}$ où E_{ZDCi} est l’énergie mesurée par le ième photomultiplicateur.

L’énergie des nucléons arrivant dans le ZDC est l’énergie par nucléon du faisceau soit 158 GeV. Donc la mesure de E_{ZDC} permet de déduire le nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}). Pour les collisions Pb-Pb : $N_{part} = 2 (208 - N_{spect}^{proj}) = 2 (208 - \frac{E_{ZDC}}{158})^1$ où N_{spect}^{proj} est le nombre de nucléons spectateurs du projectile, c’est-à-dire le nombre de nucléons ne participant pas à la collision.

Le ZDC permet également de mesurer le nombre total d’interactions dans la cible qu’il y ait eu ou non détection d’un dimuon en fonction de la centralité de la collision.

2.4.3 Le détecteur de multiplicité.

Le détecteur de multiplicité [BEO97] mesure la distribution angulaire et la multiplicité des particules chargées produites lors de la collision dans la fenêtre d’acceptance $\Delta\eta = [1.5 - 3.5]$. Ce détecteur se compose de deux plans (MD1 et MD2) de bandes de silicium, placés derrière les ciblettes et avant le préabsorbeur.

1. Le système Pb-Pb étant symétrique, les nombres de nucléons participants (et spectateurs) des noyaux cible et projectile sont égaux.

Chapitre 3

Le détecteur de faisceau et les détecteurs d'interaction.

Le détecteur de faisceau et les détecteurs d'interaction sont des éléments du dispositif expérimental de l'expérience NA50 placés en amont de la cible.

Ces détecteurs ont un rôle essentiel pour la sélection des événements. Le détecteur de faisceau permet de rejeter pour l'analyse les événements avec empilement (deux ions pas assez séparés en temps pour être distingués l'un de l'autre). Les détecteurs d'interaction détectent les événements où un ion a interagi dans le détecteur de faisceau.

De plus, le détecteur de faisceau sert à la mise en temps de l'ensemble des détecteurs de l'expérience.

Ce chapitre traite du dépouillement des données du détecteur de faisceau et des détecteurs d'interaction pour la prise de données Pb-Pb de 1998.

Ce traitement a été appliqué de manière analogue aux données Pb-Pb de 1996.

3.1 Le détecteur de faisceau.

Le détecteur de faisceau ou encore le “Beam Hodoscope” (BH), est un élément important du dispositif expérimental puisqu’il intervient à plusieurs niveaux lors de la prise de données et lors de l’analyse : dans la mise en temps des détecteurs de l’expérience de l’expérience, dans la sélection des événements et pour la mesure du nombre d’ions incidents.

3.1.1 Présentation du détecteur de faisceau.

Ses rôles.

Les rôles du détecteur de faisceau sont de :

- Compter les ions incidents par burst ($\sim 5 \cdot 10^7$ pour Pb-Pb).

Le détecteur de faisceau fournit le nombre total d’ions incidents, quantité nécessaire pour le calcul des sections efficaces.

- Détecter les événements où deux ions ou plus sont arrivés dans la fenêtre d’acquisition de 20 ns, ce qui est appelé “pileup” ou empilement faisceau.

Il est tout à fait nécessaire de détecter ces événements pour les éliminer, car si plus d’un ion a interagi avec la cible (ou un autre matériau), l’énergie transverse mesurée par le calorimètre électromagnétique sera plus grande que celle produite lors de l’interaction qui a créé le dimuon.

- Stabiliser le trigger de l’expérience.

Le trigger est déclenché par la coïncidence des lames des 4 hodoscopes R_1 , R_2 , R_3 , R_4 . De façon à éviter des fluctuations en temps, on utilise un circuit moyennneur de temps pour les hodoscopes R_1 et R_2 (car un muon ne touche pas les lames des quatre hodoscopes au même endroit). Cette méthode permet déjà d’éliminer les grandes fluctuations en temps : grâce au moyennneur de temps, les fluctuations sont de l’ordre de 5 ns. On obtient ainsi un trigger dit “sans jitter” (TSJ).

Le détecteur de faisceau permet de diminuer encore ces fluctuations par un système de coïncidences multiples, appelé boîte stabilisatrice, pour les réduire à environ 1 ns.

Avoir une faible fluctuation en temps du trigger de l’expérience est très important pour l’ouverture des portes linéaires analogiques, qui va conditionner la mesure précise de l’énergie transverse mesurée par le calorimètre électromagnétique et l’énergie mesurée par le calorimètre à zéro degré.

- Déterminer la taille et la position du faisceau.

Nous nous intéresserons ici à la stabilisation du trigger et à la détection de l’empilement.

Description et position du détecteur de faisceau.

Le détecteur de faisceau est constitué de deux plans perpendiculaires à l’axe du faisceau, mais seul le premier plan est utilisé durant les prises de données. Le premier plan est constitué de 16 lames de quartz de 0.7 mm d’épaisseur (voir figure 2.2 au chapitre 2), ce qui correspond à 2.2 % de longueur d’interaction ($\lambda(\text{quartz-Pb}) = 3.2$ cm). La longueur des lames est de 20 mm mais la surface sensible (non cachée par le support) s’étend seulement sur 13 mm. Les largeurs des lames sont choisies de manière à ce que leurs taux de comptage soient du même ordre de grandeur : elles varient de 3 mm à 29.6 mm.

La face extrême des lames, opposée au faisceau, se termine par un biseau de 45 degrés. Sur cette face en biseau sont connectées les fibres optiques qui vont conduire la lumière produite jusqu’aux photomultiplicateurs. Lorsqu’un ion passe dans une lame du BH, de la lumière Čerenkov est émise

et récupérée par les fibres optiques, puis la lumière est envoyée vers des photomultiplicateurs (un photomultiplicateur par lame).

Le détecteur de faisceau est placé 22 m avant la cible, à un endroit où le faisceau est le plus large pour que toutes les lames comptent et donc pour réduire le taux d'irradiation sur les lames centrales.

Les réglages lors de la prise de données.

Le signal va ensuite suivre deux voies différentes: l'une donnera une information en temps et en amplitude de l'impulsion de chaque lame; l'autre servira à créer un signal de trigger stabilisé (appelé T0J) pour tous les détecteurs.

1. Stabilisation du trigger.

La stabilisation du trigger, grâce à la boîte stabilisatrice, se fait en deux temps: "le calage" puis "l'alignement". Le but est de fournir un signal dont le temps fluctue le moins possible et ne dépend pas de la lame touchée.

- Le calage :

Le calage consiste à réaliser la coïncidence entre les 16 voies correspondant aux signaux des 16 lames du détecteur de faisceau et le signal du trigger dimuon TSJ distribué pour obtenir 16 plateaux de coïncidence 1 lame – trigger TSJ. Pour optimiser le fonctionnement et l'efficacité de la boîte stabilisatrice, il a été choisi de mettre les retards sur les voies qui comptent le moins, c'est-à-dire sur les voies du trigger TSJ (les lames du détecteur de faisceau comptent environ 10^6 ions/lame/s). Les retards appliqués dans la boîte stabilisatrice le sont par pas de 46 ps.

- L'alignement :

Les 16 sorties de coïncidence après que le calage ait été effectué ont encore des fluctuations en temps dues à d'éventuelles différences de trajet dans les circuits électroniques. Les 16 voies de coïncidence sont alors recalées en temps entre elles finement (également par pas de 46 ps).

Les spectres en temps obtenus après alignement pour deux lames du détecteur de faisceau sont présentées dans la figure 3.1. On constate que les deux lames sont calées en temps puisque les deux spectres sont centrés autour de valeurs très proches.

Remarque : Le signal logique du trigger doit être plus large que les signaux des lames, il est fixé à 30 ns. Le discriminateur des lames du détecteur de faisceau qui est utilisé pour ce circuit, est un discriminateur à fraction constante pour ne pas introduire de fluctuations en temps suivant la grandeur de l'impulsion. Le seuil de ce discriminateur est choisi de manière à ne pas détecter la diaphonie (voir définition page 36). Il est mis à 50 mV puisque l'amplitude des impulsions correspondant à la diaphonie, mesurée à la sortie des lames, est de 30 mV.

2. Vers l'acquisition générale :

Le signal des lames est envoyé vers un discriminateur pour fournir un signal (un "stop") TDC (Time Digital Converter) pour la mesure de temps et vers une porte linéaire pour fournir un signal ADC (Analogique Digital Converter) pour la mesure d'amplitude. Les valeurs des ADC et TDC sont transmises à l'acquisition générale.

3. Les vérifications au cours de la prise de données :

(a) Dans la partie envoyée vers l'acquisition générale.

Du fait du vieillissement du détecteur de faisceau dû à son irradiation, la hauteur de signal fourni par les photomultiplicateurs diminue en amplitude au cours du temps. Sur les

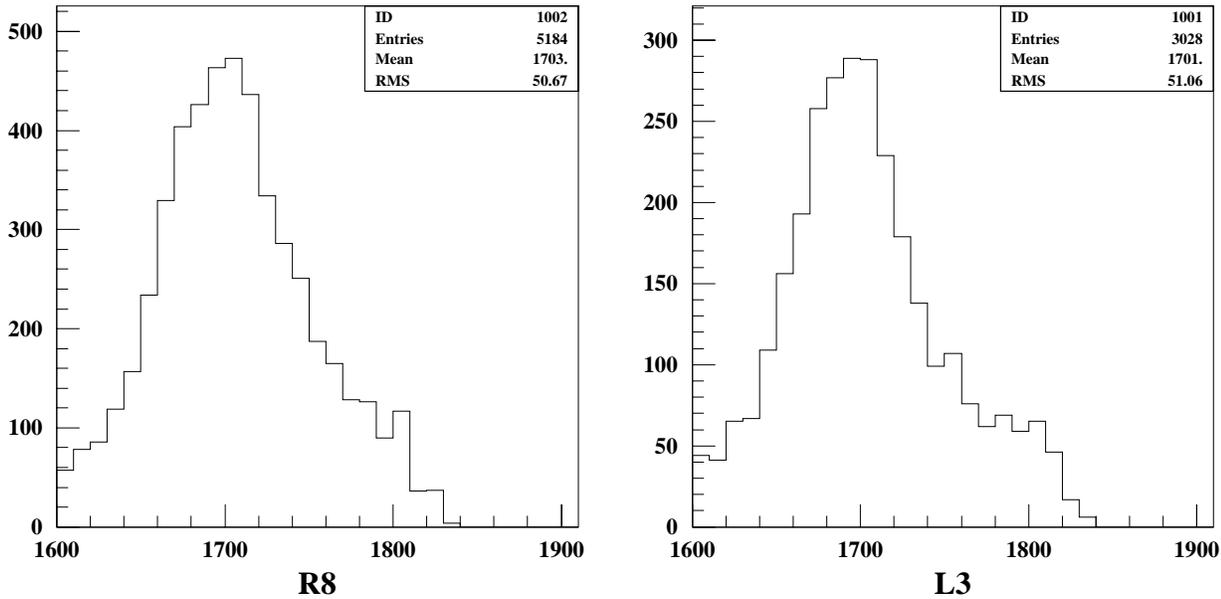


Figure 3.1: *Décalage en temps entre le trigger TSJ, c'est-à-dire non stabilisé par une lame du BH, et le trigger stabilisé TOJ par : a) la lame R8 (de 29.6 mm de longueur et placée à droite), b) la lame L3 (de 3. mm et placée à gauche). (Un canal représente 24 ps.)*

spectres ADC, le pic correspondant à la détection d'un ion dans une lame se rapproche du piédestal (correspondant à la détection d'aucun ion), qui lui reste fixe. Pour y remédier, il faut augmenter les hautes tensions dans les photomultiplicateurs reliés aux lames. Mais ceci ne fait pas seulement augmenter le nombre de photo-électrons dans le photomultiplicateur, mais également leur vitesse et donc les signaux issus des lames arrivent en avance. Pour remettre les lames en temps, nous diminuons d'abord le retard de calage puis il faut retoucher le retard d'alignement en l'augmentant. Une surveillance informatique spécifique a été mise en place pour détecter ces variations.

(b) Dans la partie de stabilisation du trigger.

Nous contrôlons périodiquement le taux de stabilisation du trigger, c'est à dire de nombre de triggers stabilisés par rapport au nombre total de triggers. Et nous réajustons les retards de calage et d'alignement si ce taux baisse.

3.1.2 Traitement et analyse des données.

Méthode de détection de l'empilement.

Pour chaque trigger, une fenêtre d'analyse ADC de 20 ns correspondant à celle de l'acquisition générale est ouverte pour chaque lame du détecteur de faisceau. Et la gamme d'étude du signal TDC est de 90 ns.

C'est à partir de la valeur des ADC de toutes les lames que l'on détermine combien d'ions sont passés à travers le détecteur de faisceau pendant l'ouverture de la fenêtre d'acquisition de l'expérience.

Nous déterminons la valeur de l'ADC au delà de laquelle nous pouvons dire qu'un ion est passé dans une lame, à partir de son spectre ADC. Par exemple, celui de la lame L5 (correspondant au run 7248 de 1998) est représenté figure 3.2. La lame L5 est une lame centrale du détecteur de faisceau placée à gauche (cf figure 2.2 au chapitre 2). Le premier pic correspond au piédestal, c'est à dire au décalage

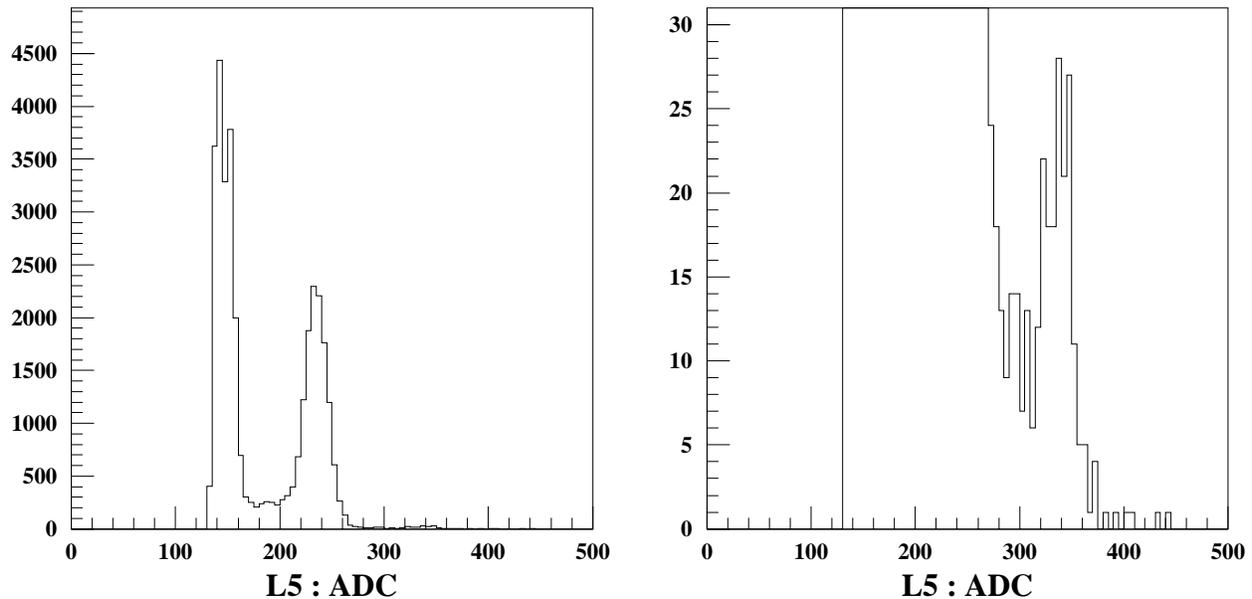


Figure 3.2: *Spectre ADC de la lame L5 (des événements pour lesquels les valeurs TDC de L5 < 4095) : a) tout le spectre ADC, b) zoom sur la partie du spectre correspondant au pic 2 ions (à gauche le piédestal et le pic 1 ion, à droite le pic 2 ions).*

constant que l'on a introduit et que l'on obtient lorsque aucun ion n'est passé lors de l'ouverture de la fenêtre d'analyse ADC. Le second pic correspond aux événements pour lesquels un ion est passé dans la lame. Enfin, le troisième plus faible (voir figure 3.2 b)) est généré par les événements où deux ions sont passés dans la lame L5 et où il y a donc empilement dans la même lame. Ainsi, nous obtenons deux seuils ADC pour chaque lame :

- Le seuil ADC 1 ion (= 180 canaux pour L5) : si pour un événement l'ADC d'une lame est supérieur à son seuil 1 ion, alors nous considérons qu'au moins un ion est passé dans cette lame.
- Le seuil ADC 2 ions (= 280 canaux pour L5) : si l'ADC d'une lame est supérieur à son seuil 2 ions, alors 2 ions sont passés dans cette lame (nous négligeons les cas où il y aurait pu avoir 3 ions).

Pour chaque lame et pour chaque run, nous déterminons ces seuils que nous introduisons dans le programme d'analyse DIMUREC. Pour chaque trigger, le programme détermine à partir de ces seuils le nombre d'ions total $NIBHAD$ qui sont passés à travers le détecteur de faisceau pendant l'ouverture de la fenêtre d'acquisition. Les événements pour lesquels $NIBHAD > 1$ seront rejetés pour l'analyse des données pour l'extraction du nombre de mésons J/ψ , ϕ , ρ , ω , ... produits.

Etude des spectres du BH.

Afin d'étudier les différents types d'événements vus par les lames du détecteur de faisceau, nous nous intéressons, par exemple, aux valeurs des ADC et des TDC des lames L5 et R5 (événements du run 7248 de 1998). La lame R5 est comme L5 une lame centrale du détecteur de faisceau, placée en face de L5 à droite.

Les valeurs de TDC correspondent au temps entre le trigger dimuon (le "start") et la détection de l'ion par la lame (le "stop").

- *Les spectres TDC des lames L5 et R5 (figure 3.3) :*

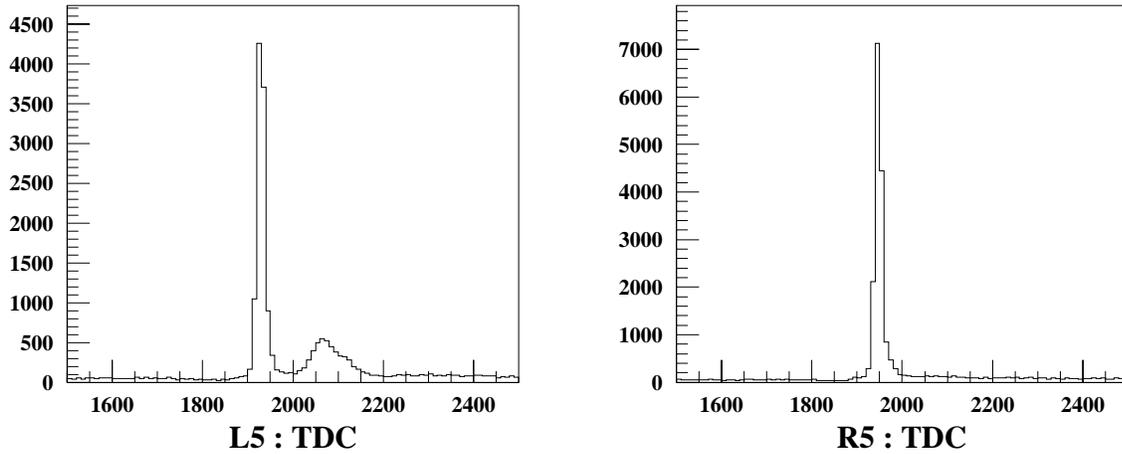


Figure 3.3: Spectres TDC des lames a) L5 et b) R5 (1 canal représente 24 ps).

Sur chacun des deux spectres de la figure 3.3, nous observons un pic de grande intensité correspondant à la détection par la lame de l’ion qui a stabilisé le trigger. Par contre, nous constatons que le spectre de la lame L5 présente un second pic qui n’apparaît pas sur le spectre de R5. Ceci est dû au fait que L5 est sensible au phénomène de diaphonie.

La diaphonie dans une lame est due au passage d’un ion dans la lame d’en face : la lumière Čerenkov produite dans la lame qui a détecté l’ion est transmise à la première lame (la lame en face). La lumière ainsi récoltée correspond à de petites impulsions et, du fait de l’utilisation d’un discriminateur à fraction non constante (plus l’impulsion est faible, plus elle dépasse le seuil du discriminateur tard), à des valeurs de TDC plus grandes.

– Les spectres ADC en fonction des TDC (ADC vs TDC) des lames L5 et R5 (figure 3.4) :

Les spectres présentés dans la figure 3.4 ont une forme de créneau correspondant au temps d’ouverture de la fenêtre d’analyse ADC (20 ns) plus faible que celui des fenêtres des TDC (90 ns).

Description du spectre :

Le point d’accumulation noté “a” dans la figure 3.4 correspond à la détection d’un ion par la lame. Le second point d’accumulation observé et marqué “b” est dû au phénomène de diaphonie, provoqué par le passage dans R5 de l’ion qui a stabilisé le trigger. Nous vérifions directement que ce signal correspond au passage d’un ion dans R5 en imposant la valeur de l’ADC de la lame R5 inférieure au seuil ADC 1 ion (figure 3.5). Sur le spectre ADC versus TDC de la lame L5 de la figure 3.5 a), cette partie du spectre a disparu. Le spectre TDC de L5 conditionné (figure 3.5 b)) ne présente plus le second pic observé dans la figure 3.3 a).

Le haut du premier créneau (“c”) est décalé en temps par rapport au point d’accumulation a, il est donc généré par le passage dans la lame d’un ion qui n’a pas déclenché le trigger. Pour ces événements il y a par conséquent empilement. Pour les parties du spectre correspondant à de faibles valeurs de l’ADC et tout à fait hors du créneau (notées “d”), le signal est tellement décalé en temps que la fenêtre ADC ne détecte plus rien, la valeur de l’ADC est celle du piédestal¹. La partie “e” du spectre correspond aux passage de deux ions dans la lame.

1. Ce n’est pas tout à fait vrai dans la partie gauche du fait de la forme dissymétrique des impulsions.

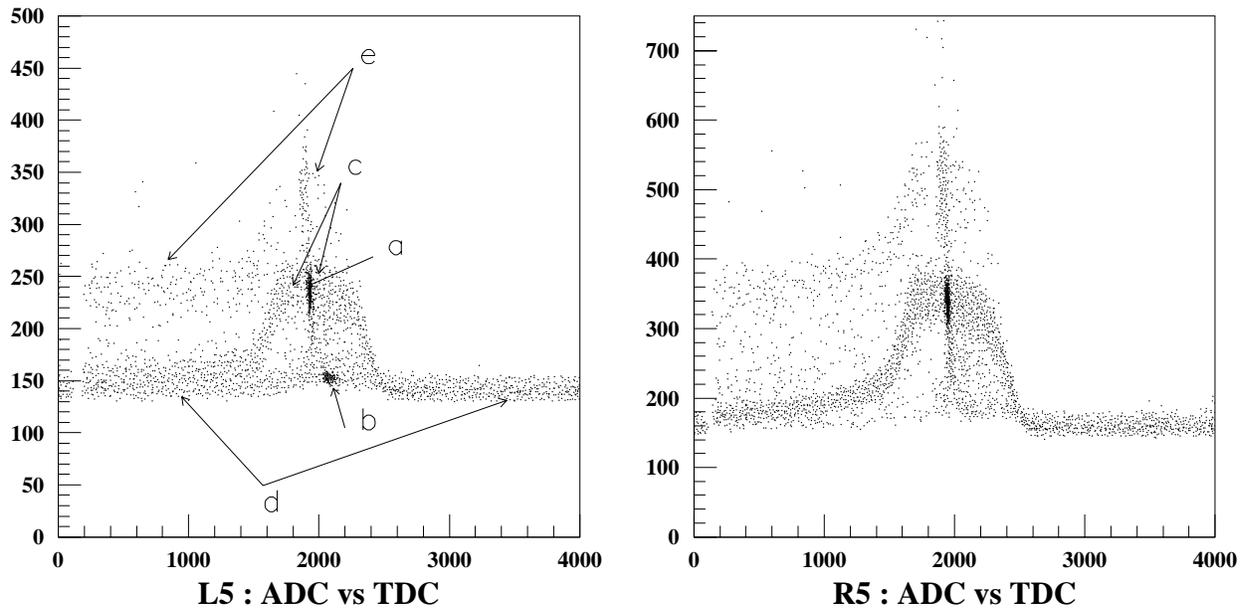


Figure 3.4: Spectres ADC en fonction des TDC des lames a) L5 et b) R5.

Quantités mesurées :

En effectuant différents conditionnements, nous avons calculé les pourcentages que représentent différents types d'événements (seulement à partir de la statistique du run 7248).

- Pourcentage d'événements dimuons pour lesquels une lame a détecté au moins un ion: 6.7 % pour L5 et 10.4 % pour R5. Ceci est à comparer au résultat théorique $\frac{1}{16} \times 100$ soit 6.25 % puisque les dimensions des lames ont été choisies de manière à ce qu'elles reçoivent le même taux d'irradiation.
- Parmi les événements pour lesquels une lame a détecté au moins un ion, pourcentage d'événements où 2 ions ont été détectés: 3.2 % pour L5 et 3.0 % pour R5.
- Pourcentage d'événements où un ion a été détecté par L5 et un autre par R5: 5.3 % des événements pour lesquels L5 a détecté au moins un ion et 3.3 % des événements pour lesquels R5 a détecté au moins un ion.

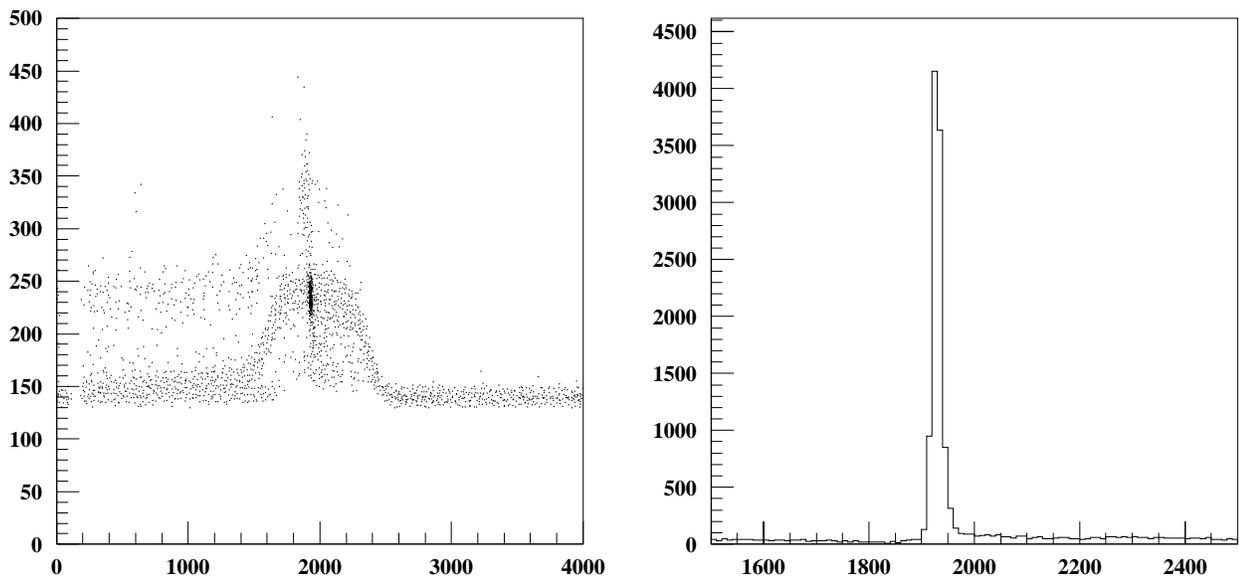


Figure 3.5: Spectres a) ADC versus TDC et b) TDC de la lame L5 conditionnés par : ADC de R5 < seuil 1 ion.

3.2 Les détecteurs d'interaction.

3.2.1 Présentation des détecteurs.

Les événements auxquels nous nous intéressons dans cette partie sont uniquement ceux pour lesquels un dimuon a été détecté.

Remarque: Ce travail se situe “en amont” de l'analyse, c'est-à-dire que le lot d'événements sur lequel nous travaillons dans ce chapitre n'a subi aucune sélection des autres détecteurs (anti-halo, algorithme cible...).

Leur rôle.

Le rôle des détecteurs d'interaction est de détecter les interactions des ions de plomb avec le détecteur de faisceau.

Il est nécessaire de détecter ces interactions car d'une part les fragments de ces collisions peuvent interagir avec la cible. D'autre part, ceci est surtout important car ces fragments ont un rapport $\frac{Z}{A}$ différent des ions de plomb si bien qu'ils ne sont pas focalisés correctement. Les fragments forment alors “une tache” au niveau de la cible et interagissent avec la matière qui l'entoure, surtout avec le préabsorbteur de BeO qui correspond à 100 % de longueur d'interaction, ils peuvent alors créer un dimuon “parasite”.

Description des détecteurs.

Ces détecteurs détectent les particules produites, des pions principalement, lors de l'interaction d'un ion de plomb dans le détecteur de faisceau.

On dispose de deux types de détecteurs d'interaction: les BHI (1 et 2)² et les BHIN (de 1 à 4) dits BHI new. La position des détecteurs les uns par rapport aux autres et leurs dimensions sont présentées dans la figure 3.6.

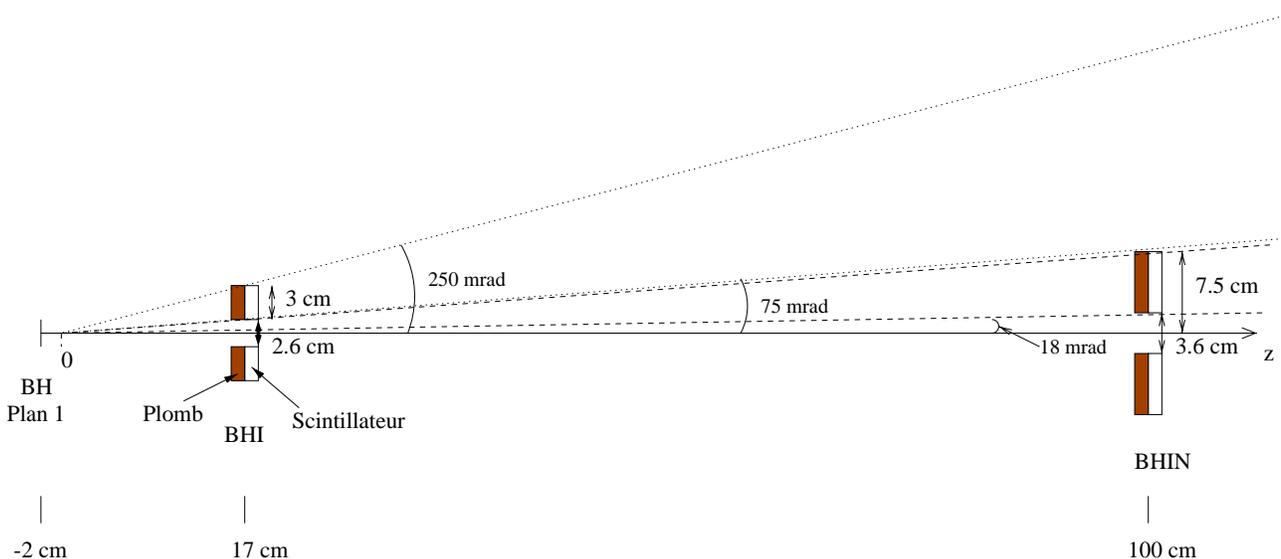


Figure 3.6: Géométrie du détecteur de faisceau et des détecteurs d'interaction. L'axe (Oz) correspond à l'axe du faisceau et l'origine des abscisses correspond à la position du plan 2 du détecteur de faisceau.

2. BHI pour Beam Hodoscope Interaction.

Chaque détecteur est constitué d'une lame de scintillateur de 1 cm d'épaisseur placée derrière un centimètre de plomb afin que les photons issus de la désintégration des π^0 produisent une gerbe électromagnétique.

Les BHI se différencient des BHIN par leurs dimensions et leur position le long de l'axe du faisceau :

- Les BHI: Ces détecteurs sont placés 17 cm derrière le plan 2 du BH et sont constitués de 2 lames placées de chaque côté du faisceau, chacune de 3 cm de large et de 8 cm de hauteur.
- Les BHIN: Ils se situent un mètre derrière les BHI. Chaque détecteur est un quadrant de cercle de 75 mm de rayon percé en son centre d'un rectangle de taille légèrement supérieure à celle du détecteur de faisceau (36 mm de large et 90 mm de hauteur) pour laisser passer les ions n'ayant pas interagi dans le BH.

Ces détecteurs sont complémentaires puisqu'ils voient des domaines en rapidité différents : de 2 à 3.1 pour les BHI et de 3.3 à 4.7 pour les BHIN.

Réglages lors de la prise de données.

Les signaux issus des détecteurs d'interaction sont envoyés vers une porte linéaire et un discriminateur.

Comme pour les lames du détecteur de faisceau, il faut régler le seuil des discriminateurs des BHI et des BHIN. Pour la prise de données de 1998, le seuil du discriminateur des BHI a été baissé (mis à 30 mV) et leurs hautes tensions augmentées (mises à 1300 V) par rapport aux années précédentes afin de détecter des signaux de petites impulsions qui ne l'étaient pas auparavant, dans le but d'obtenir une meilleure efficacité pour la détection des parasites. Ceci nous a conduit à mener une étude plus approfondie des seuils à appliquer sur les ADC et les TDC de ces détecteurs.

3.2.2 Sélection des données.

Méthode de détermination des interactions dans le BH.

Nous souhaitons déterminer pour chaque événement dimuon, si l'ion correspondant a interagi dans une lame du détecteur de faisceau (ou dans l'air). On appelle de tels événements des "parasites".

Comme pour le BH, le "start" des TDC est le trigger et le "stop" est l'instant où l'impulsion éventuelle dans le détecteur considéré dépasse le seuil du discriminateur.

C'est à partir des valeurs des TDC et des ADC que nous déterminons s'il y a eu interaction ou non dans le détecteur de faisceau pour définir la valeur du paramètre $NPARAS$ correspondant à chaque événement.

Dans le programme DIMUREC, 3 paramètres déterminent s'il y a eu ou non interaction dans le BH. On considère que l'événement est un parasite lorsqu'au moins 2 détecteurs l'ont détecté comme tel :

- $NPARAS1 = 1$ s'il y a coïncidence entre les 2 détecteurs BHI.
- $NPARAS2 = 1$ s'il y a coïncidence entre au moins 2 détecteurs BHIN.
- $NPARAS = 1$ s'il y a coïncidence entre au moins 2 détecteurs d'interaction (BHI et BHIN).

L'étude de $NPARAS1$ et $NPARAS2$ permet de quantifier la contribution de chacun des 2 types de détecteurs à la détection des parasites.

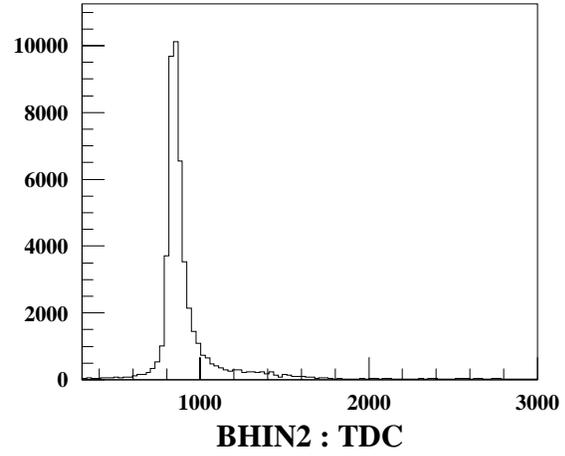
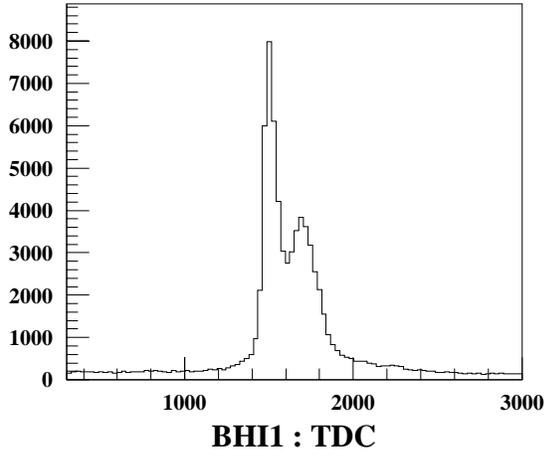
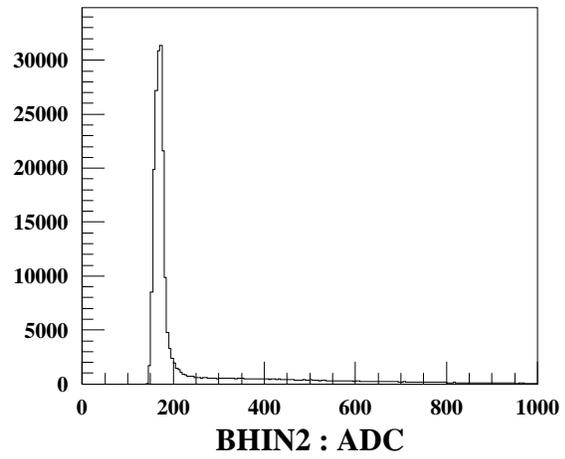
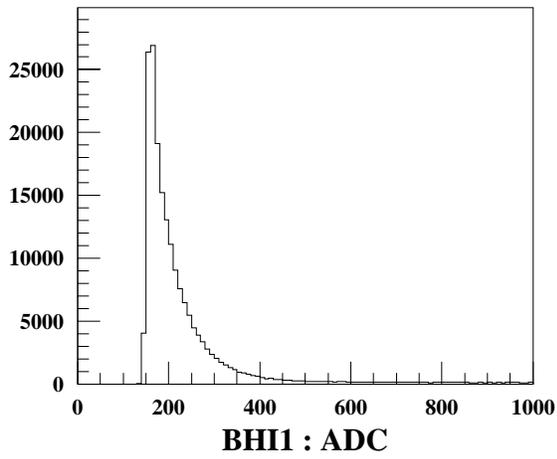


Figure 3.7: Spectres ADC pour : a) du BHI1 et b) du BHIN2. Spectres TDC : c) du BHI1 et d) du BHIN2.

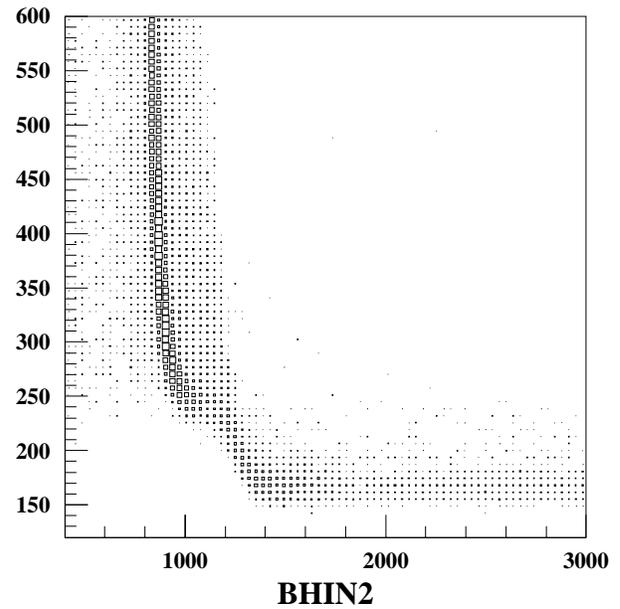
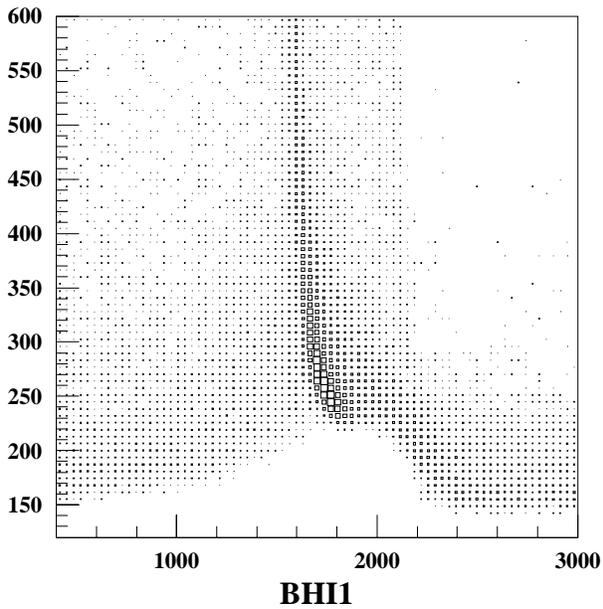


Figure 3.8: Spectres ADC en fonction des TDC des détecteurs a) BHI1 et b) BHIN2.

Description des spectres des BHI.

Les spectres ADC et TDC des détecteurs d'interaction BHI1 et BHIN2 sont représentés dans la figure 3.7 (et correspondent au run 7248). La séparation du piédestal des spectres ADC du reste du spectre n'est nette pour aucun des détecteurs d'interaction. Comme cela a été montré dans une étude précédente [AST97], il n'est pas possible de déterminer à partir des spectres ADC des détecteurs d'interaction s'il a eu interaction dans le détecteur de faisceau.

Le spectre TDC des BHI présente deux pics (comme nous le voyons sur le spectre TDC du BHI1 dans la figure 3.7). Le second pic des BHI (le plus petit) est dû au fait que nous ayons diminué le seuil des discriminateurs en 1998. Les très faibles valeurs d'ADC qui sont alors détectées sont très décalées en temps du fait de l'utilisation d'un discriminateur à fraction non constante comme nous l'observons sur le spectre ADC en fonction des TDC de la figure 3.8 a). Par projection sur les TDC, on obtient donc un second pic.

Sur les spectres à deux dimensions ADC en fonction des TDC (figures 3.8 a) et b)), la "trainée" de forte intensité correspond à des particules qui ont été détectées en temps dans la fenêtre ADC. Ces événements sont donc des parasites.

Remarque : La distribution des événements parasites forment une "trainée" et non un point comme pour les lames du détecteur de faisceau. En effet, les BHI et BHIN présentent un spectre ADC continu puisqu'ils détectent des particules dont le nombre varie selon le lieu de la collision et son intensité. Le BH lui ne détecte qu'un seul type de particules (les ions de plomb), ne donnant qu'une seule valeur d'ADC quand elles arrivent en temps dans la fenêtre d'analyse. Ceci explique également que nous n'observons pas de plateau pour les détecteurs d'interaction.

3.2.3 Détermination des seuils sur les TDC et les ADC.

Utilisation des variables E_T et E_{ZDC} .

La détermination des seuils à appliquer sur les ADC et les TDC n'est pas possible directement à partir des spectres ADC, TDC ou ADC en fonction des TDC (car les spectres TDC des BHI présentent deux pics, les spectres ADC sont continus...).

Aussi, pour déterminer les coupures à appliquer sur les valeurs des TDC et des ADC, nous utilisons les spectres en énergie transverse E_T et en énergie mesurée par le calorimètre à zéro degré E_{ZDC} . Ces deux variables sont corrélées pour les bons événements, c'est-à-dire lorsqu'il y a eu une et une seule interaction et qu'elle a eu lieu dans la cible. Cette corrélation peut se traduire par la formule : $E_{ZDC} \propto (A - N_{part}/2)E_{inc}$ où A est le numéro atomique du plomb, N_{part} est le nombre de nucléons participant à la réaction et E_{inc} est l'énergie incidente pour un nucléon. Ou encore : $E_{ZDC} \propto (A - \alpha E_T)$ où α est une constante, puisque E_T est en première approximation proportionnelle au nombre de nucléons participants.

Pour toute l'étude qui suit, les événements pour lesquels $E_T < 5$ GeV et $E_{ZDC} < 0.1$ GeV ont été rejetés.

Pour évaluer à partir de quelles coupures sur les valeurs des TDC et des ADC nous retirons de bons événements, ce qui va nous servir de critère pour déterminer ces coupures, deux zones ont été délimitées sur le spectre E_T en fonction de E_{ZDC} et sont représentées dans la figure 3.9 a) :

- une zone de corrélation E_T - E_{ZDC} déterminée par :
$$117 - 0.00709 \times E_{ZDC} < E_T < 170 - 0.00646 \times E_{ZDC} \text{ GeV}$$
- une zone parasite déterminée par : $E_T \leq 117 - 0.00709 \times E_{ZDC} \text{ GeV}$

La région centrale du spectre correspond à la zone de corrélation, c'est à dire aux bons événements.

La région en dessous est celle des événements parasites puisqu'il n'y a plus de corrélation. Dans cette zone, les valeurs de E_T et de E_{ZDC} sont faibles. En effet, nous l'avons déjà vu, les fragments de

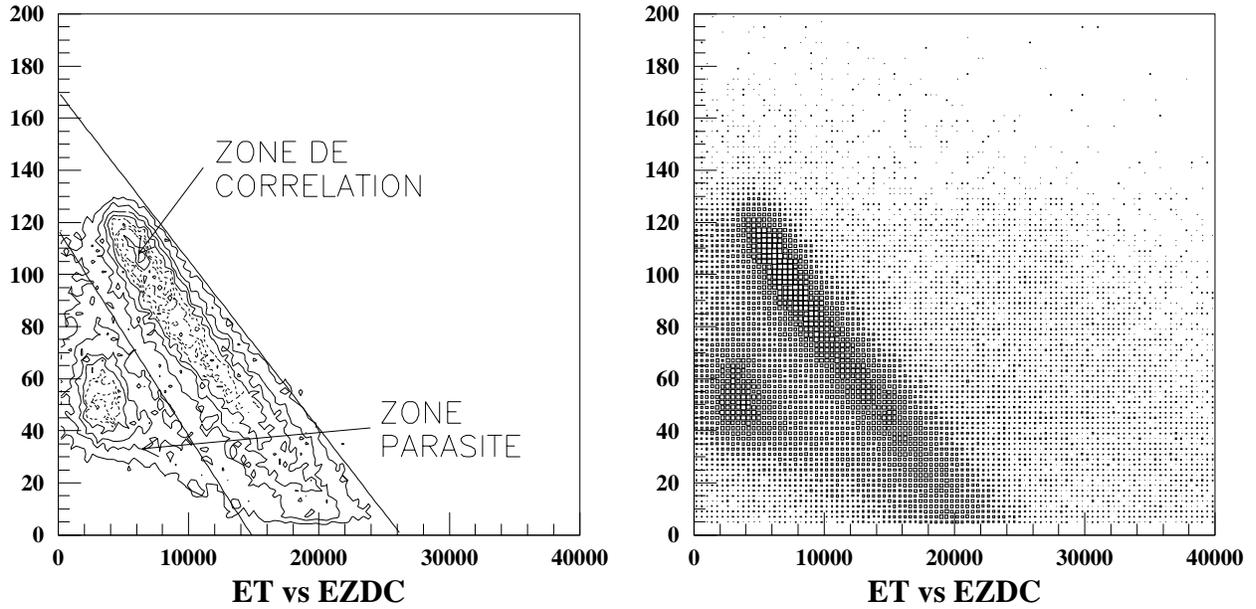


Figure 3.9: Spectre E_T (en GeV) en fonction de E_{ZDC} (en GeV): a) délimitation des zones de corrélation et des parasites; b) autre représentation.

la collision d'un ion avec le BH ne sont pas focalisés le long de l'axe du faisceau. Tous les nucléons spectateurs ne seront donc pas récupérés par le détecteur ZDC, ce qui explique les petites valeurs des énergies E_{ZDC} . Ensuite, l'énergie transverse E_T est proportionnelle au nombre de nucléons participant à la réaction or, les numéros atomiques des fragments et de la matière entourant la cible ou du préabsorbeur de BeO sont plus petits que celui du plomb. De plus, les interactions dans le BeO ayant lieu en aval de la cible, les particules produites seront vues par le calorimètre électromagnétique sous un angle plus petit que ce qu'il est en réalité. Le faible numéro atomique des ions impliqués dans les collisions parasites et l'erreur faite sur les angles d'émission des particules considérées font que l'énergie E_T que nous mesurons pour de tels événements sera donc plus petite que celle des bons événements.

La zone au dessus de la zone de corrélation est celle des grandes valeurs de E_{ZDC} . Ces événements sont ceux pour lesquels il y a eu empilement. Cette région correspond à une zone parasite et une zone de corrélation décalées par rapport à la première zone d'une énergie E_{ZDC} de 20000 GeV qui est l'énergie laissée par un ion de plomb dans le calorimètre ZDC. Nous ne nous préoccupons pas de ces événements pour l'analyse des détecteurs d'interaction puisqu'ils sont rejetés par le détecteur de faisceau.

C'est dans la région de corrélation que la détermination des événements parasites est importante car la région des parasites peut simplement être éliminée à partir du spectre E_T en fonction de E_{ZDC} .

La figure 3.10 présente les projections sur E_T des différentes zones, elles nous serviront de référence dans la suite de l'analyse.

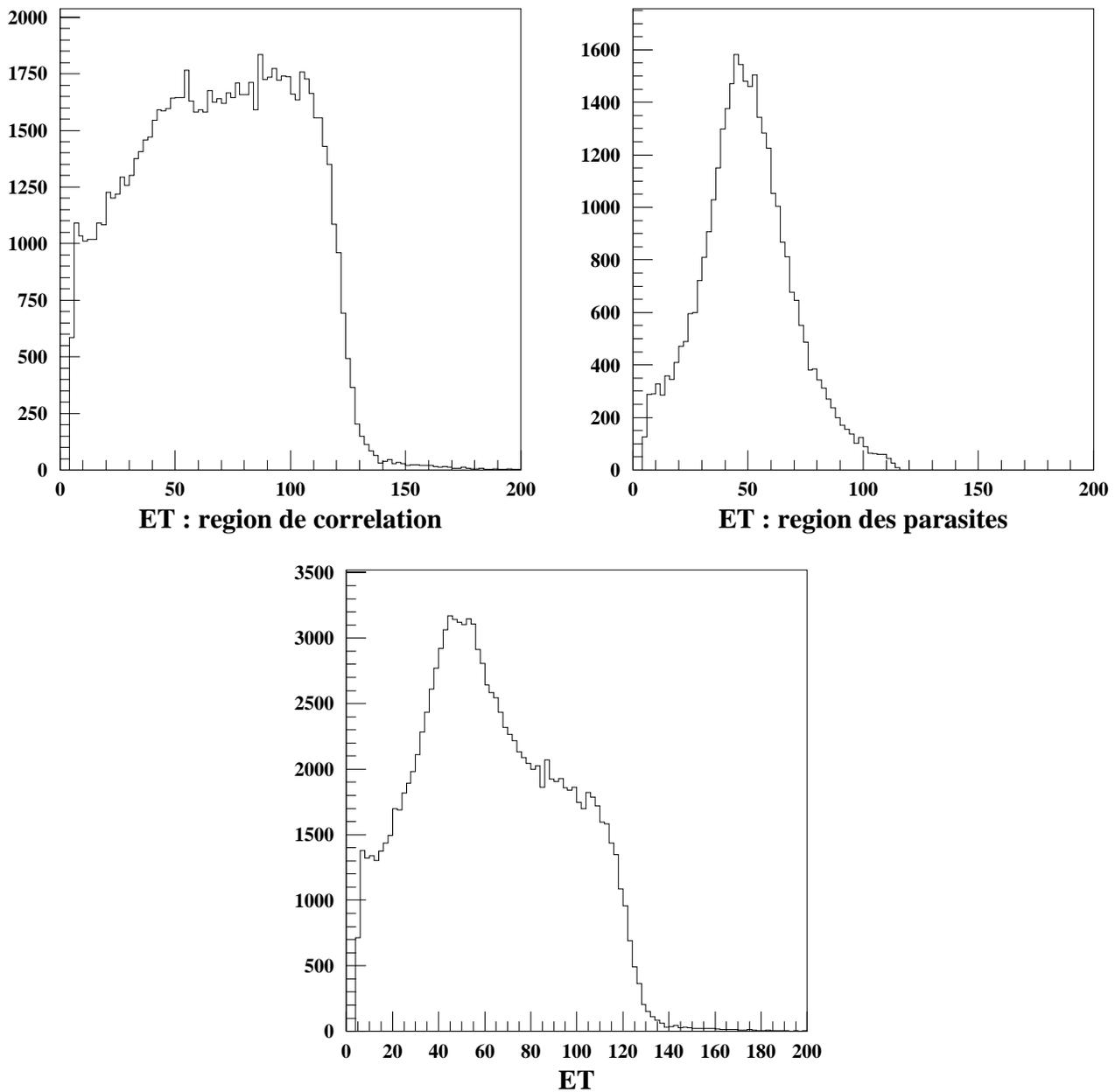


Figure 3.10: Distributions en E_T de a) la région de corrélation, b) de la région des parasites et c) de toute la zone.

Etude de la coupure sur les TDC.

Les événements parasites sont les événements dont les TDC sont situés dans la fenêtre d'analyse de 20 ns de l'acquisition générale qui est en temps avec le trigger. Cependant, nous ne déterminons pas une fenêtre sur les TDC mais un seuil haut. Ceci est fait pour rejeter les événements parasites précédés (au plus de 20 ns) par un autre ion ayant interagi dans le détecteur de faisceau et ayant par conséquent fermé la fenêtre TDC avant le début de la fenêtre d'analyse de 20 ns. Mais par cette sélection nous rejetons de bons événements où seul l'ion précédent celui à l'origine du trigger a interagi dans le BH, appelés événements "fortuits".

– Définition des différentes coupures TDC.

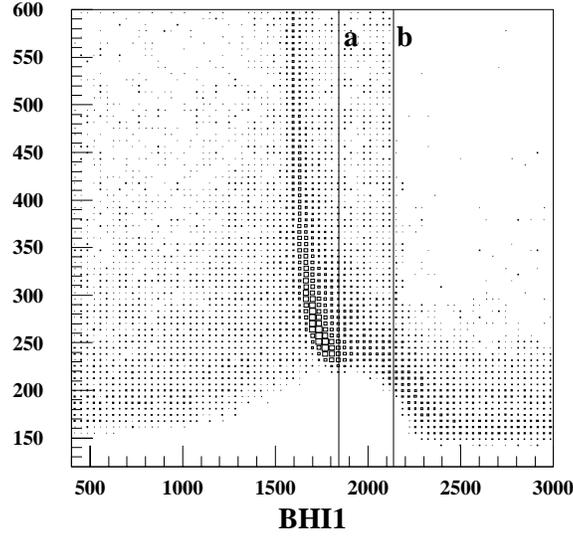


Figure 3.11: Définitions des coupures *a* et *b* sur les TDC des détecteurs d'interaction.

Pour l'étude des coupures sur les TDC, nous avons déterminé deux types de coupures, définies dans la figure 3.11, en observant les spectres des ADC en fonction des TDC de chaque détecteur d'interaction comme ceux de la figure 3.8 :

Coupe *a* : à la limite de la fin de la “trainée”.

Coupe *b* : à la fin de la zone grisée.

Les nombres d'événements survivant aux coupures dans les différentes zones de corrélation et de non corrélation E_T - E_{ZDC} sont donnés dans le tableau 3.1.

– *Résultats des coupures NPARAS.*

Pour chaque coupure en TDC, nous avons quantifié (tableau 3.1) le nombre d'événements parasites que nous obtenions sans sélection sur la corrélation E_T - E_{ZDC} ainsi que pour chaque zone du spectre E_T versus E_{ZDC} décrites précédemment.

Quelque soit le type de coupure considéré, dans la région de corrélation la proportion d'événements détectés comme parasites est relativement importante par rapport au nombre d'événements total dans cette région : de 11.6 à 13.0 %. Nous constatons également que le nombre d'événements parasites varie très peu d'une coupure à une autre : nous obtenons une différence de 2 % entre la coupure *a* et la coupure *b*.

Dans la zone parasite, le pourcentage d'événements correspondant à un ion ayant interagi dans le détecteur de faisceau n'est pas égal à 100 % car certains de ces événements sont dûs à une interaction de l'ion dans l'air ou dans les absorbeurs ou dans le calorimètre électromagnétique.

Les spectres E_T versus E_{ZDC} correspondant aux bons événements (pas de corrélation entre les détecteurs d'interaction) pour chaque conditionnement sur *NPARAS*, *NPARAS1* et *NPARAS2* déterminés avec la coupure *b* et présentés dans la figure 3.12 nous permettent d'observer l'efficacité de la coupure sur *NPARAS* puisqu'une grande partie de la région parasite a disparu. Ils permettent également de nous rendre compte de l'inefficacité des BHI dans la région des parasites : une partie de la zone parasite apparaît encore clairement.

– *Les événements entre les coupures a et b.*

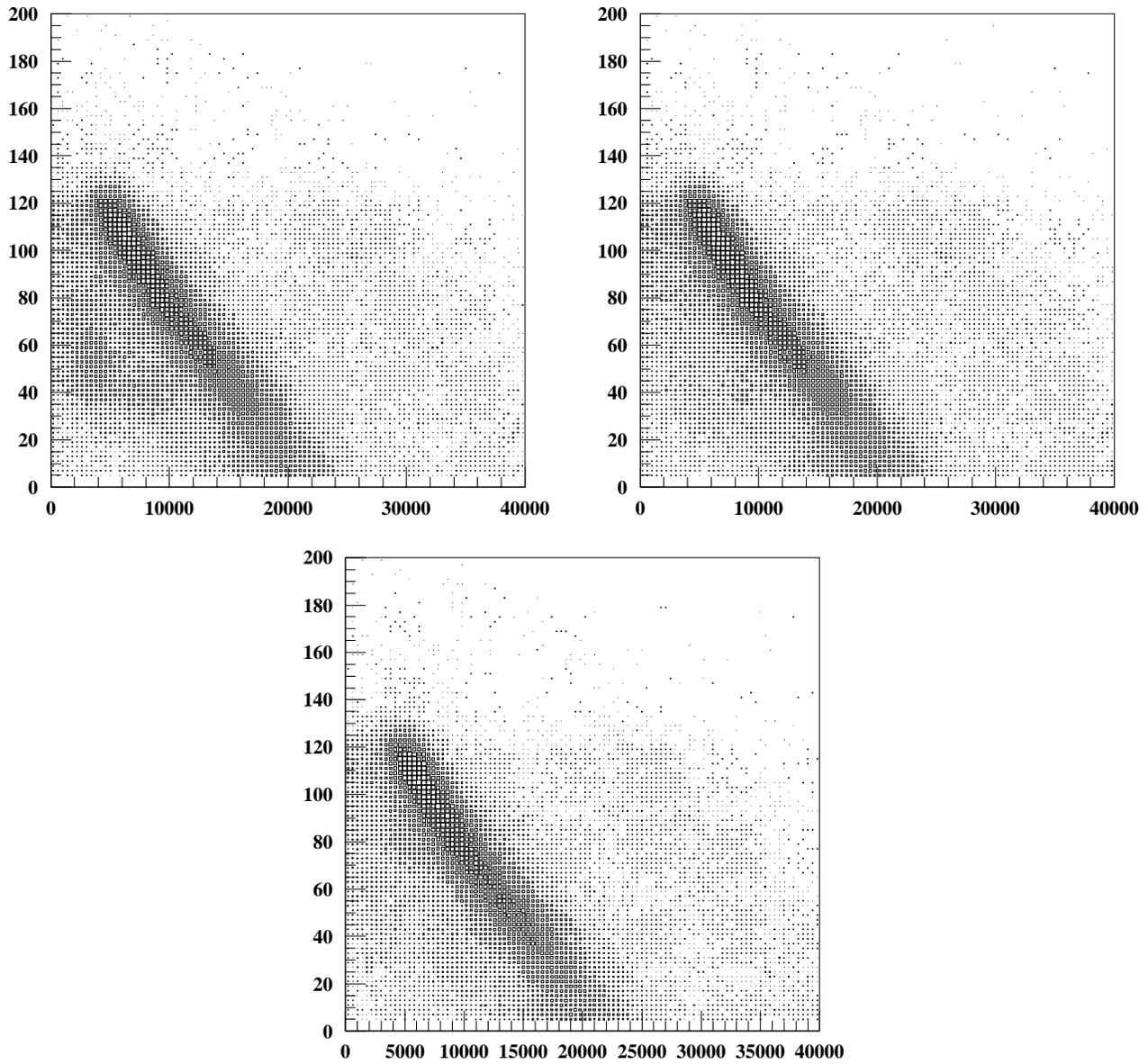


Figure 3.12: Spectres E_T versus E_{ZDC} pour: a) $NPARAS1 = 0$; b) $NPARAS2 = 0$; c) $NPARAS = 0$ avec $NPARAS1$ et $NPARAS$ déterminés avec la coupure b.

Coupure TDC	$NPARAS1 = 1$	$NPARAS2 = 1$	$NPARAS = 1$	% de parasites
Tout le spectre (124143 événements) :				
Coupure <i>a</i>	29129	32085	39743	32.0
Coupure <i>b</i>	31061	32923	41813	33.7
Région parasite (34099 événements) :				
Coupure <i>a</i>	17229	23160	24840	72.8
Coupure <i>b</i>	17702	23433	25340	74.3
Région de corrélation (75205 événements) :				
Coupure <i>a</i>	6871	4580	8717	11.6
Coupure <i>b</i>	7861	4908	9779	13.0

Tableau 3.1: Nombre d'événements parasites détectés pour chaque coupure TDC et pour chaque région.

Pour nous aider à déterminer la coupure TDC la mieux adaptée, nous nous sommes intéressés aux événements pour lesquels le TDC d'un ou plusieurs détecteurs était compris entre les coupures *a* et *b*. Nous avons regardé à quoi correspondaient ces événements sur le spectre E_T versus E_{ZDC} (figures 3.13 a) et b)). Ces événements ont une distribution ne présentant pas de corrélation entre E_T et E_{ZDC} . Ils ne correspondent donc pas à de bons événements. Par conséquent, **nous choisissons d'utiliser la coupure b**, celle qui va rejeter le plus d'événements; et c'est cette coupure qui sera utilisée dans la suite.

Etude des coupures sur les ADC des BHI.

Du fait que les seuils des BHI ont été baissés et les hautes tensions augmentées pour la prise de données de 1998, nous avons envisagé de mettre également des seuils sur les ADC des BHI pour récupérer des événements et augmenter la statistique. Nous considérerons alors comme des parasites les événements pour lesquels le TDC est inférieur au seuil *b* décrit précédemment et si la valeur de l'ADC est **supérieure** à une valeur minimum à déterminer.

A partir de l'étude des spectres ADC versus TDC, différentes coupures sur les ADC des détecteurs d'interaction BHI ont été déterminées. Nous nous limitons ici à présenter les résultats obtenus pour les seuils suivant sur les BHI: seuil sur l'ADC de BHI1 = 340 et le seuil correspondant pour le BHI2.

Dès que l'on met des seuils sur les ADC pour déterminer $NPARAS1$ et $NPARAS$, nous observons bien que le nombre d'événements considérés comme des parasites dans la région de corrélation diminue, comme le montre la figure 3.14.

Dans le tableau 3.2 sont reportés les nombres d'événements que l'on détecte comme parasites en utilisant les seuils sur les ADC des BHI, pour les différentes régions du spectre E_T versus E_{ZDC} .

Le pourcentage d'événements détectés comme ayant interagi dans le détecteur de faisceau diminue seulement de 3 % dans la région parasite par contre dans la région de corrélation sa valeur passe de 13.0 à 8.5 % (baisse de 42 %). Nous nous sommes intéressés dans la région de corrélation, au spectre en E_T des événements détectés comme parasites sans et avec un seuil minimum sur les valeurs des ADC des BHI 1 et 2 (figures 3.15 a) et b)). Ceci afin d'estimer le nombre d'événements parasites récupérés dans les bons. Si nous comparons les spectres en E_T de la figure 3.15 à ceux de la figure 3.10, nous observons que la distribution en E_T des événements considérés comme des parasites dans la région de corrélation est une superposition de deux distributions: une correspondant à de bons événements

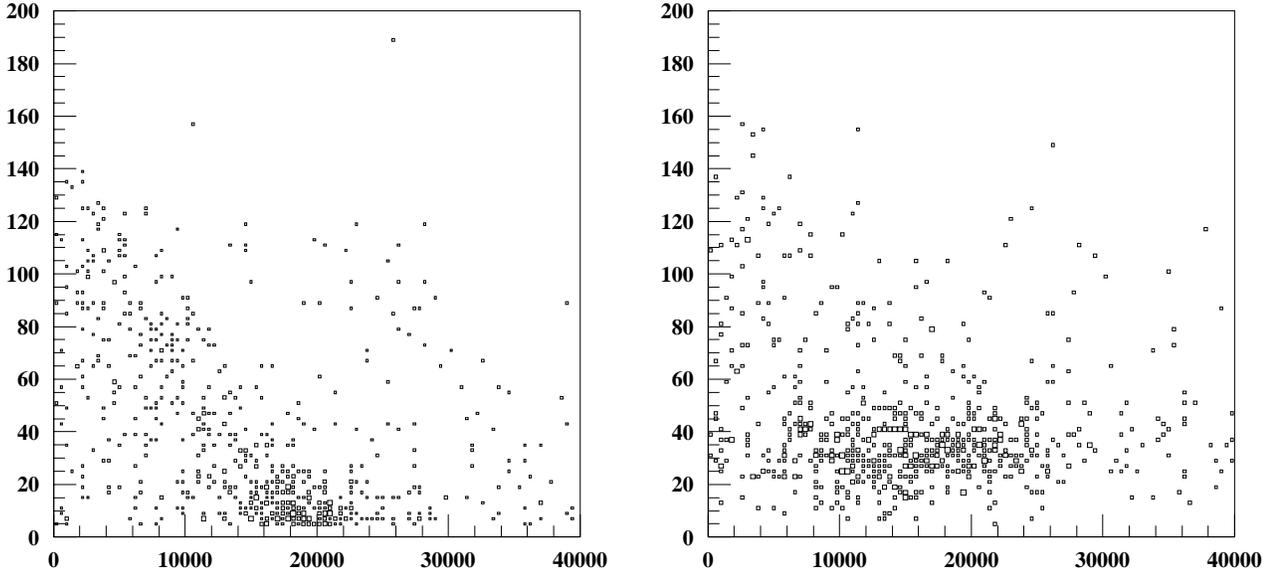


Figure 3.13: Spectres E_T versus E_{ZDC} lorsque : a) les TDC de BHI1 et BHI2 sont entre les coupures a et b ; b) au moins deux des BHI ont leur TDC entre les coupures a et b.

(i.e. sans interaction dans le BH) et l'autre à de vrais parasites. Pour quantifier ces événements, nous considérons que les événements avec une valeur d'énergie transverse $E_T > 100$ GeV sont de bons événements et nous ajustons les 2 séries de spectres en E_T ($NPARAS = 1$, sans et avec seuils ADC) pour les valeurs de $E_T > 100$ GeV avec la forme de la distribution des événements non parasites (figures 3.15 a) et b)). Cette forme est obtenue à partir du spectre en E_T de la région de corrélation en imposant $NPARAS = 0$ (sur les figures 3.15 en pointillés).

En procédant de cette manière (pour le run 7248) nous obtenons que dans la région de corrélation, parmi les événements récupérés dans les bons, 12 à 16 % sont des événements parasites.

Or, pour cette prise de données nous désirons un signal "propre" à bas E_T , aussi **nous décidons de ne pas utiliser de coupure sur les ADC des détecteurs BHI** afin d'éliminer le maximum d'événements parasites.

Conclusion sur le pourcentage d'événements considérés comme ayant interagi avec le détecteur de faisceau.

Nous utilisons donc uniquement une coupure sur les TDC des détecteurs d'interaction (la coupure b). D'après le tableau 3.1, le pourcentage d'événements parasites que nous obtenons pour tout le spectre E_T - E_{ZDC} est de 34 %. Ceci est à comparer au résultat théorique :

$$\frac{P_{inter\ BH} \times P_{inter\ BeO}}{(1 - P_{inter\ BH}) \times P_{inter\ cible} + P_{inter\ BH} \times P_{inter\ BeO}} = 24\%$$

où :

- $P_{inter\ BH}$ est la probabilité pour un ion d'interagir dans le BH :

$$P_{inter\ BH} = 1 - \exp(-L_{BH}/\lambda(Pb - quartz)) = 2.2 \%$$

$L_{BH} = 0.7$ mm est l'épaisseur des lames de quartz du BH et $\lambda(Pb - A) = 3.2$ cm est la longueur d'interaction d'un ion de plomb dans le quartz SiO_2 .

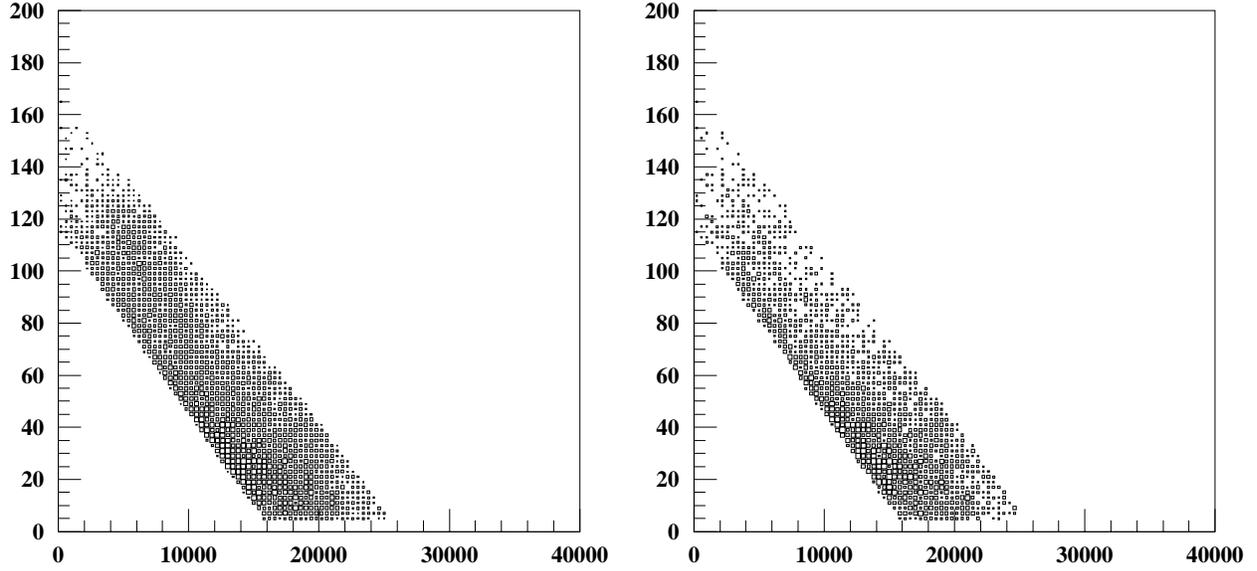


Figure 3.14: Spectres E_T versus E_{ZDC} dans la région de corrélation pour $NPARAS = 1$ déterminé avec la coupure b TDC et : a) sans seuil ADC ; b) avec seuils sur les ADC.

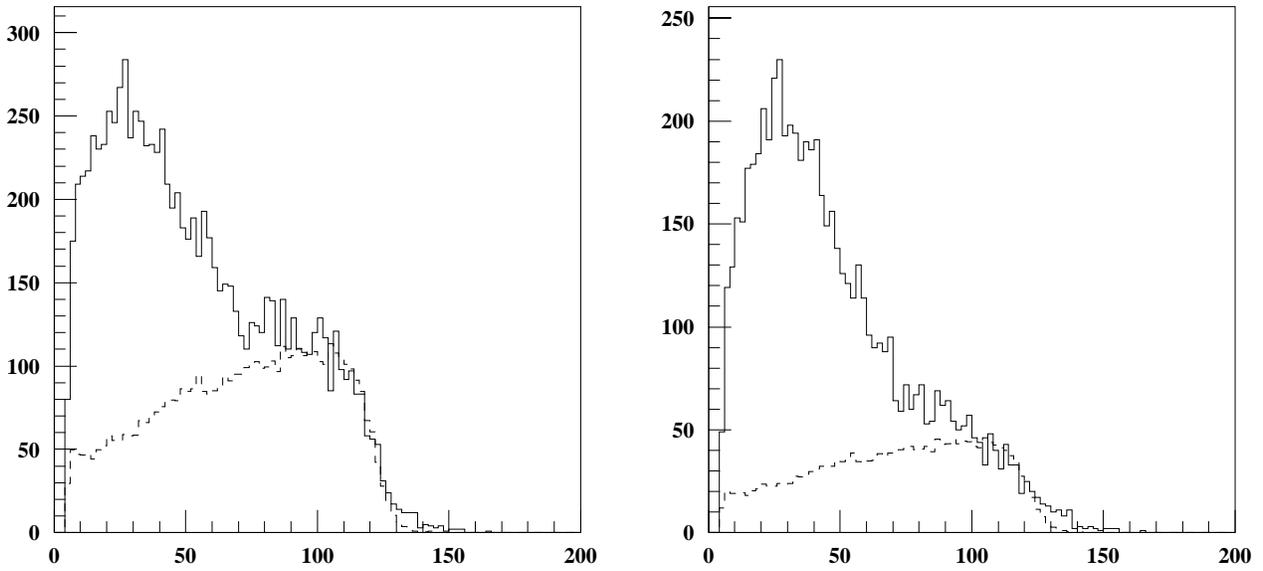


Figure 3.15: Ajustement des spectres en E_T de la région de corrélation pour $NPARAS = 1$ déterminé à partir de la coupure b TDC et : a) sans seuil ADC ; b) avec le seuil 1 ADC.

$NPARAS1 = 1$	$NPARAS = 1$	% de parasites	$NPARAS1 = 1$	$NPARAS = 1$	% de parasites
Sans seuil sur les ADC			Avec seuils sur les ADC		
Tout le spectre:			Tout le spectre:		
31061	41813	33.7	23504	35862	28.9
Région parasite:			Région parasite:		
17702	25340	74.3	15651	24287	71.2
Région de corrélation:			Région de corrélation:		
7861	9776	13.0	4141	6423	8.5

Tableau 3.2: Nombre d'événements détectés comme parasites pour chaque région en utilisant uniquement la coupure sur les TDC et en ajoutant celles sur les ADC des BHI.

- $P_{inter\ BeO}$ est la probabilité pour un ion d'interagir dans le préabsorbeur de BeO, qui est de 100 %.
- $P_{inter\ cible}$ est la probabilité pour un ion d'interagir dans la cible :
 $P_{inter\ cible} = 1 - \exp(-L/\Lambda_{Pb-Pb}) = 7.2\ %$ où $L = 3\ \text{mm}$ est l'épaisseur de la cible et $\Lambda_{Pb-Pb} = 3.98\ \text{cm}$ est la longueur d'interaction Pb-Pb.

La différence entre ce que nous obtenons expérimentalement et le calcul théorique est pour une grande partie due aux événements fortuits (définis page 44).

Chapitre 4

Traitement des données expérimentales.

Pendant l'acquisition, les informations brutes issues des détecteurs sont enregistrées sur des bandes appelées "Raw Data Tapes" (RDT). Ces données se composent de numéros de fils touchés dans les chambres, des lames touchées dans les hodoscopes et des ADC et TDC des autres détecteurs.

Il faut d'abord procéder à une sélection d'événements et calculer les variables cinématiques des muons à partir des données brutes des RDT, pour enfin déterminer celles des dimuons qui sont enregistrées sur les bandes "micro DST".

Cependant, pour que les spectres expérimentaux soient exploitables pour l'analyse, il faut leur soustraire la contribution du bruit de fond combinatoire. Une étude pourra alors être menée en fonction de l'une des différentes variables traduisant la centralité de la collision.

4.1 Sélections avant reconstruction des traces.

4.1.1 Sélection sur les runs.

Une sélection est tout d'abord effectuée sur les runs afin de rejeter les périodes de la prise de données pendant lesquelles toutes les conditions de bon fonctionnement du dispositif expérimental n'étaient pas présentes : fluctuations du faisceau, faisceau non aligné, trop grande intensité, problème avec un détecteur, mauvais fonctionnement du système d'acquisition...

4.1.2 Sélections sur les détecteurs placés devant le spectromètre.

Des sélections sont appliquées pour permettre une mesure correcte de la centralité de la collision. Ce tri des événements est fait dans le programme DIMUREC, sur les ions incidents et les vertex d'interaction à partir des informations fournies par les détecteurs placés en amont du spectromètre. Uniquement les événements vérifiant les conditions suivantes sont conservés pour l'analyse :

- Le détecteur de faisceau (BH) n'a détecté qu'un seul ion incident durant l'ouverture de la fenêtre d'acquisition de 20 ns (voir chapitre 3.1, rejet des événements pour lesquels il y a eu "empilement"). L'énergie transverse E_T mesurée et les dimuons détectés correspondent donc à une collision et une seule.
- L'algorithme de cible n'a pas détecté d'interaction dans plus d'une ciblette.
- L'ion n'a pas interagi dans l'air. Pour les données Pb-Pb 1996, ceci retire environ 10 % des dimuons.
- L'ion incident n'a pas interagi dans le détecteur de faisceau (voir chapitre 3.2), cette sélection est effectuée grâce aux détecteurs d'interaction (les BHI).
- L'ion est passé dans le trou des compteurs "anti-halo" et n'était donc pas désaligné par rapport à l'axe du faisceau.
- Les événements sont à l'intérieur du contour de la corrélation E_T - E_{ZDC} .

L'ensemble constituant la cible segmentée permet d'identifier la ciblette où a eu lieu l'interaction et de détecter les événements pour lesquels il y a eu réinteraction (interaction dans plusieurs ciblettes, cf chapitre 2.2). Cependant, pour les collisions périphériques, où le nombre de particules produites est plus faible, les signaux délivrés par les lames de quartz ne peuvent être distingués de ceux produits par les électrons δ . Le dispositif de cible segmentée n'est donc pas capable d'identifier la ciblette touchée correspondant à des collisions périphériques, ni les événements avec réinteraction dont l'une au moins des collisions est périphérique.

Pour remédier à cela (récupérer les événements périphériques et éliminer les événements avec réinteraction), il a été proposé d'utiliser la corrélation entre l'énergie transverse E_T et l'énergie mesurée par le calorimètre ZDC E_{ZDC} , qu'il doit exister lorsqu'il y a une seule interaction dans la cible. Une forme délimitant cette corrélation sur le spectre $E_T - E_{ZDC}$ a donc été déterminée : 2σ autour de la valeur moyenne de la corrélation.

Dans le cas où la ciblette n'a pas été reconnue (corrélation entre E_T et E_{ZDC} mais signal trop faible dans les lames de quartz), on considère que la ciblette touchée est celle du milieu (la ciblette 4). Ce traitement affecte la résolution en masse et en énergie transverse.

Le contour utilisé ici est le même que celui qui a été déterminé pour le domaine des hautes masses [ABR99a]. Nous avons vérifié que le contour s'applique également aux dimuons de masse inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$, puisqu'il entoure bien la corrélation entre l'énergie transverse et l'énergie mesurée par le calorimètre à zéro degré. La figure 4.1 présente la corrélation E_T - E_{ZDC} dans ce

contour pour $0. \leq M \leq 2. \text{ GeV}/c^2$ avec et sans la sélection de l’algorithme cible exigeant que la cible où a eu lieu l’interaction ait été reconnue. Nous observons que la méthode utilisant le contour permet de récupérer des événements correspondant à de petites valeurs de E_T donc à des collisions périphériques soit 21 % de dimuons supplémentaires.

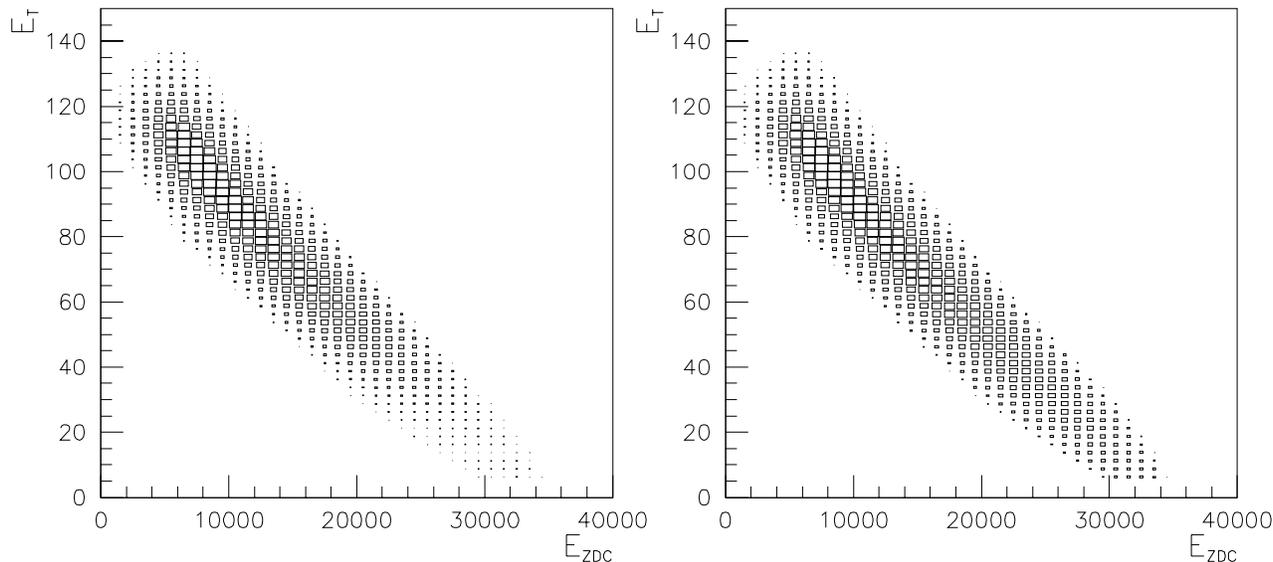


Figure 4.1: *Corrélation E_T - E_{ZDC} dans la région du contour pour $0. \leq M \leq 2. \text{ GeV}/c^2$ a) avec et b) sans la sélection de l’algorithme cible.*

4.2 Reconstruction des traces.

Lors de la prise de données une sélection sur les traces des muons a déjà été faite à partir des informations fournies par les hodoscopes et a permis le déclenchement du trigger de l’expérience. Lors de la lecture des données brutes (sur les Raw Data Tapes), le programme de reconstruction effectue une sélection plus précise sur les traces et calcule les variables cinématiques des muons grâce aux données des chambres à fils.

Le programme de reconstruction (contenu dans le programme DIMUREC) s’intéresse d’abord aux traces à l’arrière de l’aimant, le nombre d’impacts dans les chambres à fils PC5 à PC8 étant inférieur à celui de celles à l’avant car l’aimant fait sortir du spectromètre les muons de faible impulsion transverse. Les impacts dans les chambres PC5 à PC8 sont donc associés et on vérifie qu’ils sont alignés pour définir une trace. La trace arrière ainsi obtenue est extrapolée pour déterminer le point d’intersection de la trace avec le plan de déflexion de l’aimant¹. Une région à l’avant de l’aimant partant d’une zone autour de ce point et allant jusqu’à la cible est alors déterminée. Les impacts dans les chambres PC1 à PC4 sont ensuite étudiés afin de trouver une trace avant se trouvant dans la région définie précédemment. Les traces avant et arrière doivent également vérifier des critères concernant la distance entre leur point d’impact dans le plan de déflexion et la différence entre leurs angles azimutaux. Enfin, les traces reconstruites doivent être en accord avec les lames des hodoscopes touchées.

1. Le plan de déflexion est le plan où la trace entrant dans l’aimant coupe la trace sortante. La déviation de la trace due à l’aimant peut en effet être modélisée par une déflexion à la traversée d’un plan unique de l’aimant perpendiculaire à l’axe du faisceau et indépendant de l’impulsion transverse du muon [COC80].

L'angle d'émission et l'impulsion des muons sont ensuite corrigés de la diffusion multiple et de la perte d'énergie subies dans les absorbeurs (les chambres à fils étant placées après les absorbeurs). Les variables des dimuons peuvent alors être calculées.

Les variables cinématiques corrigées (des effets introduits par les absorbeurs) ainsi que les quantités caractérisant les détecteurs placés en amont du spectromètre (telles que E_T , E_{ZDC} ...) sont écrites sur des bandes magnétiques appelées "micro DST" (DST pour Data Summary Tapes). Ceci permet un gain de temps puisqu'il n'est alors pas nécessaire d'exécuter tout le programme de reconstruction à chaque nouvelle analyse.

4.3 Coupures géométriques sur les traces reconstruites.

Après reconstruction des traces, des sélections peuvent être effectuées sur les points de passage des muons à l'intérieur du dispositif expérimental.

Coupures fiducielles.

Les traces passant par des zones d'inefficacité de l'aimant ou dans un secteur de fer de l'aimant sont rejetées (la diffusion multiple subie par le muon y est très importante).

Coupe image.

La coupe image consiste à exiger que le muon considéré ait également été reconstruit s'il avait été de charge opposée ou si le champ magnétique avait été de signe opposé.

Cette coupe sur les traces des muons est nécessaire afin de pouvoir estimer le bruit de fond combinatoire à partir des paires de muons $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ (cf paragraphe 4.5).

Coupures globales.

Ces sélections de traces permettent d'éliminer celles qui ne sont pas issues de la cible ou composées de traces avant et arrière qui n'auraient pas dû être associées. Ce tri des traces portent sur trois variables: DTARG, DMAG et DPHI.

- DTARG est la distance entre l'axe du faisceau et le point d'intersection de la trace avec le plan de la cible. La sélection faite sur DTARG permet de trier les événements issus de la cible notamment de supprimer une partie des muons issus de la désintégration de pions et de kaons.
- DMAG est la distance entre les points d'intersection des traces avant et arrière avec le plan de déflexion de l'aimant.
- DPHI est la différence entre les angles azimutaux des traces avant et arrière dans le plan de déflexion de l'aimant.

Pour les données Pb-Pb, uniquement la distance DTARG a été considérée et l'étude menée pour les dimuons de basse masse est présentée dans ce qui suit.

4.4 Sélection sur la variable $P \times DTARG$ pour Pb-Pb.

4.4.1 Définition.

Cette sélection s'applique aux traces des muons. $DTARG$ est la distance entre le vertex de la collision (devant également correspondre au vertex de création du dimuon vu les petites valeurs de $c\tau$ des mésons vecteurs) et le point d'intersection entre la trace reconstruite et le plan de la cible.

Une coupe sur la variable $DTARG$ permet d'éliminer les dimuons qui ne sont pas issus de la cible (produits dans l'air ou dûs à l'association de deux muons issus de la désintégration de π et/ou

de K). $DTARG$ est sensible à la diffusion multiple subie par les muons dans les absorbeurs qui varie avec l'impulsion P du muon: $DTARG \propto \frac{1}{P}$. Une coupure directe sur $DTARG$ affecterait donc les muons de manière différente selon leur impulsion. Pour s'affranchir de cela, le tri est fait sur la variable $P \times DTARG$ qui est donc indépendante de P .

4.4.2 Application de la coupure sur $P \times DTARG$.

Pour déterminer quelles traces doivent être éliminées, il est fait l'hypothèse que les distributions en $P \times D_x$ et $P \times D_y$ des traces correspondant aux dimuons produits dans la cible, où D_x et D_y sont les projections de $DTARG$ sur les axes (Ox) et (Oy) perpendiculaires à l'axe du faisceau, sont gaussiennes.

Les largeurs $\sigma_{P \times D_x} = \sigma_{P \times D_y} = \sigma_{P \times D_{x,y}}$ de ces gaussiennes sont déterminées en ajustant les distributions expérimentales en $P \times D_x$ et $P \times D_y$ sans tenir compte des queues puisque les événements hors cible ont de grandes valeurs de $P \times DTARG$. Connaissant la valeur expérimentale de $P \times DTARG$ d'une trace nous pouvons calculer la valeur du χ^2 :

$$\chi^2 = \left(\frac{P \times D_x}{\sigma_{P \times D_x}} \right)^2 + \left(\frac{P \times D_y}{\sigma_{P \times D_y}} \right)^2 = \left(\frac{P \times DTARG}{\sigma_{P \times D_{x,y}}} \right)^2$$

et la valeur de la probabilité² de χ^2 , notée $P(\chi^2)$, correspondant à cette trace.

Si la distribution expérimentale des bons événements est bien gaussienne, la distribution en $P(\chi^2)$ doit être plate sauf pour les petites valeurs de $P(\chi^2)$ où l'on doit observer une accumulation correspondant aux traces que nous souhaitons rejeter. Ainsi nous choisissons de ne garder que les traces pour lesquelles $P(\chi^2) \geq a$ où a est la valeur de $P(\chi^2)$ à partir de laquelle la distribution est plate. Ceci élimine donc également a % de traces et a^2 % de dimuons issus de la cible.

Remarque: Ce traitement est en fait réalisé pour différents intervalles en impulsion des muons et en séparant les traces convergentes et les traces divergentes.

Les distributions en $P(\chi^2)$ obtenues après ajustement des $\sigma_{P \times D_{x,y}}$ pour les dimuons de masse supérieure à 2 GeV/c² des données Pb-Pb 96 sont présentées dans la figure 4.2. A partir de ces spectres, il a été décidé de rejeter les traces avec $P(\chi^2) \leq 15$ %.

4.4.3 $P(\chi^2)$ des dimuons de basse masse.

Nous avons appliqué cette procédure aux dimuons de masse comprise entre 0.5 et 1.3 GeV/c² correspondant au domaine en masse des mésons ϕ , ρ et ω car pour ces masses les distributions de $P(\chi^2)$ calculées à partir des $\sigma_{P \times D_{x,y}}$ déterminées pour $M \geq 2$ GeV/c² ne sont pas plates.

Les largeurs $\sigma_{P \times D_{x,y}}$ des dimuons de basse masse sont supérieures à celles des dimuons de haute masse ($\sigma_{P \times D_{x,y}} \approx 62$ pour $M \geq 2$ GeV/c² et $\sigma_{P \times D_{x,y}} \approx 64$ pour $M \leq 2$ GeV/c²). Par contre même avec les largeurs déterminées sur le bon domaine en masse, les distributions de $P(\chi^2)$ présentées dans la figure 4.3 ne sont plates que pour des $P(\chi^2) \geq 30$ %. Les distributions en $P(\chi^2)$ et en $P \times D_x$ et $P \times D_y$ pour différentes valeurs de l'impulsion des muons (figure 4.4) montrent que cet effet est dû aux muons de faible impulsion ($P \leq 18$ GeV/c) et qu'il est surtout important pour les traces divergentes. Pour ces traces nous observons que la gaussienne ajustée pour les valeurs de $P \times D_{x,y}$ autour de 0,

2. On appelle probabilité de χ^2 , la quantité définie par:

$$P(\chi^2) = \int_{\chi^2}^{\infty} (x) dx$$

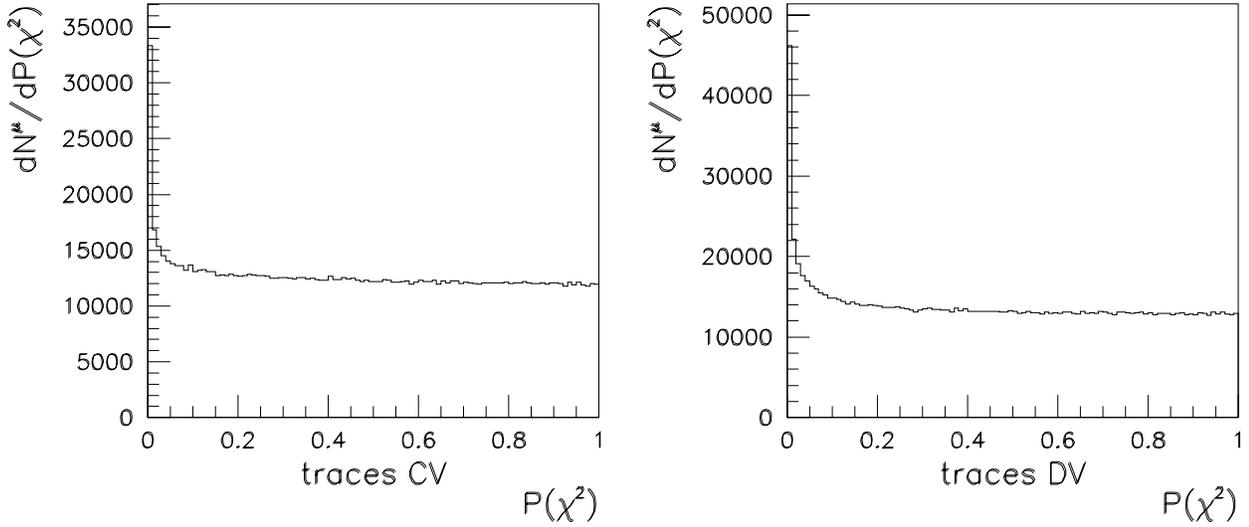


Figure 4.2: $P(\chi^2)$ des traces convergentes (CV) et divergentes (DV) des dimuons de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c^2$ pour les données Pb-Pb 96.

surestime le nombre d'événements dans les queues (de grande valeur de $P \times D_{x,y}$). Nous en déduisons que l'appareillage coupe une partie des traces correspondant à de grandes valeurs de $P \times DTARG$ et à de petites impulsions. Ce tri des traces opéré par le dispositif expérimental doit être effectué dans l'aimant: les particules de basse masse correspondent à des muons de petite impulsion transverse qui sont donc fortement déviés dans l'aimant et certains arrivent à la limite de l'aimant, ce qui explique qu'ils soient "perdus". Or, plus un muon est à la limite de l'aimant et plus il est sensible à la diffusion multiple dans les secteurs de fer et dans les armatures de l'aimant, il correspond donc à de grandes valeurs de $DTARG$ donc de $P \times DTARG$.

L'effet de la diffusion multiple subie par les muons dans les absorbeurs étant mal reproduit par les simulations, nous choisissons une coupure minimale sur la variable $P \times DTARG$: $P(\chi^2) \leq 1. \%$. Ainsi, en minimisant le nombre d'événements expérimentaux rejetés, nous limitons les désaccords qui peuvent exister entre l'acceptance vraie de l'appareillage et celle calculée à partir des simulations.

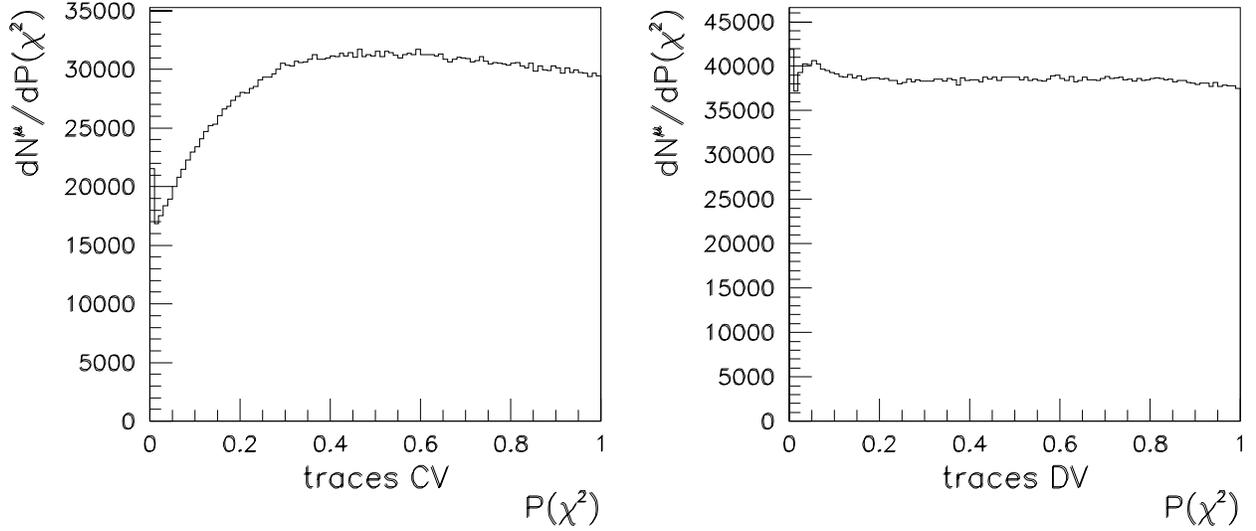


Figure 4.3: $P(\chi^2)$ des traces correspondant aux dimuons avec $0.5 \leq M \leq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ pour les données Pb-Pb 96, calculées avec les $\sigma_{P \times D_{x,y}}$ déterminés pour $M \leq 2 \text{ GeV}/c^2$.

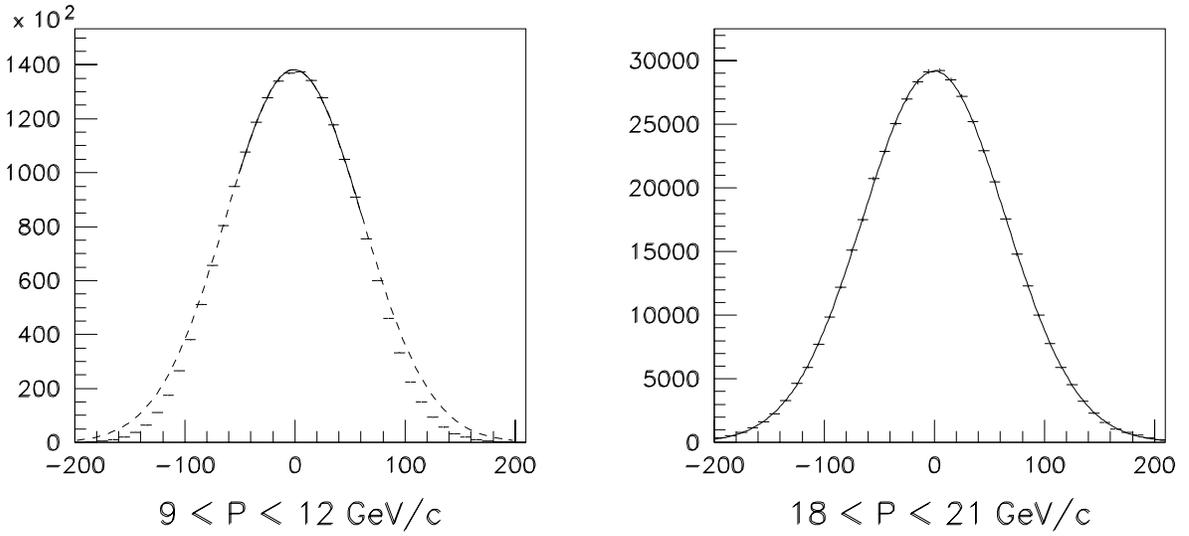


Figure 4.4: Somme des distributions en $P \times D_x$ et $P \times D_y$ des traces convergentes correspondant aux dimuons tels que $0.5 \leq M \leq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ pour deux intervalles en impulsion P des muons (pour les données Pb-Pb 96).

4.5 Soustraction du bruit de fond.

4.5.1 Bruit de fond combinatoire.

De nombreux processus produisent des muons (voir chapitre 1), aussi des muons de paires $\mu^+\mu^-$ peuvent être issus de processus complètement décorrélés. Ces paires constituent ce que l'on appelle le bruit de fond combinatoire et sont principalement dues à la détection en coïncidence de muons produits par la désintégration de mésons π et K .

Lors de la prise de données, l'appareillage mesure les paires de muons $\mu^+\mu^-$ mais également les paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ émises en coïncidence. Or les muons des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ sont uniquement issus de processus décorrélés.

Nous allons montrer qu'à partir du nombre de paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ mesurées, il est possible de déduire le nombre de paires $\mu^+\mu^-$ correspondant au bruit de fond combinatoire.

Calcul du bruit de fond combinatoire des paires $\mu^+\mu^-$.

En faisant l'hypothèse de non corrélation entre les multiplicités de mésons chargés positivement et négativement [PAP91], le nombre $n_{comb}^{\mu^+\mu^-}$ de paires combinatoires $\mu^+\mu^-$ mesurées pour une collision peut s'écrire :

$$n_{comb}^{\mu^+\mu^-} = n_{m+} \cdot n_{m-} \cdot \omega^+ \cdot \omega^- \cdot Acc^{\mu^+\mu^-} \quad (4.1)$$

où n_{m+} et n_{m-} sont le nombre de mésons positifs et négatifs produits. ω^+ (ω^-) est la probabilité de désintégration d'un méson positif (négatif) et $Acc^{\mu^+\mu^-}$ est l'acceptance des paires $\mu^+\mu^-$.

Le nombre total $N_{comb}^{\mu^+\mu^-}$ de paires combinatoires $\mu^+\mu^-$ mesurées tout au long de la prise de données peut alors s'exprimer ainsi :

$$N_{comb}^{\mu^+\mu^-} = N_{A-B} \cdot \langle n_{m+} \rangle \cdot \langle n_{m-} \rangle \cdot \langle \omega^+ \rangle \cdot \langle \omega^- \rangle \cdot Acc^{\mu^+\mu^-} \quad (4.2)$$

avec N_{A-B} le nombre total de collisions A-B ou p-A et les quantités entre crochets ($\langle \rangle$) expriment les valeurs moyennes.

De la même manière nous pouvons écrire les nombres totaux $N^{\mu^+\mu^+}$ et $N^{\mu^-\mu^-}$ de paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$:

$$\begin{aligned} N^{\mu^+\mu^+} &= N_{A-B} \cdot \frac{\langle n_{m+}(n_{m+} - 1) \rangle}{2} \cdot \langle \omega^+ \rangle^2 \cdot Acc^{\mu^+\mu^+} \\ N^{\mu^-\mu^-} &= N_{A-B} \cdot \frac{\langle n_{m-}(n_{m-} - 1) \rangle}{2} \cdot \langle \omega^- \rangle^2 \cdot Acc^{\mu^-\mu^-} \end{aligned}$$

$Acc^{\mu^+\mu^+}$ ($Acc^{\mu^-\mu^-}$) est l'acceptance d'une paire $\mu^+\mu^+$ ($\mu^-\mu^-$).

Si nous supposons que les multiplicités des mésons sont distribuées selon une distribution de Poisson, on a alors $\langle n_{m\pm} \rangle = \langle n_{m\pm}^2 \rangle - \langle n_{m\pm} \rangle^2$, $N^{\mu^+\mu^+}$ et $N^{\mu^-\mu^-}$ deviennent donc :

$$\begin{aligned} N^{\mu^+\mu^+} &= N_{A-B} \cdot \frac{1}{2} \langle n_{m+} \rangle^2 \cdot \langle \omega^+ \rangle^2 \cdot Acc^{\mu^+\mu^+} \\ N^{\mu^-\mu^-} &= N_{A-B} \cdot \frac{1}{2} \langle n_{m-} \rangle^2 \cdot \langle \omega^- \rangle^2 \cdot Acc^{\mu^-\mu^-} \end{aligned}$$

$N_{comb}^{\mu^+\mu^-}$ peut donc être déduit de $N^{\mu^+\mu^+}$, $N^{\mu^-\mu^-}$ et des acceptances :

$$N_{comb}^{\mu^+\mu^-} = 2 \sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}} \cdot \frac{Acc^{\mu^+\mu^-}}{\sqrt{Acc^{\mu^+\mu^+} Acc^{\mu^-\mu^-}}}$$

L'application de la coupure image (paragraphe 4.3) permet d'avoir des acceptances indépendantes de la charge du muon : $Acc^{\mu^+\mu^-} = Acc^{\mu^+\mu^+} = Acc^{\mu^-\mu^-}$. $N_{comb}^{\mu^+\mu^-}$ peut donc être exprimé uniquement à partir de $N^{\mu^+\mu^+}$ et $N^{\mu^-\mu^-}$:

$$N_{comb}^{\mu^+\mu^-} = 2 \sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}}$$

Comme nous l'avons déjà vu, la polarité du champ est régulièrement changée pour éliminer les effets systématiques différents selon la charge du muon (dans un champ donné) et corriger les défauts de la coupure image. Le nombre $N_{signal}^{\mu^+\mu^-}$ de paires $\mu^+\mu^-$ correspondant uniquement à des paires de muons corrélées est donné par :

$$\boxed{N_{signal}^{\mu^+\mu^-} = N^{\mu^+\mu^-} - 2 (\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}})_{champ+} - 2 (\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}})_{champ-}} \quad (4.3)$$

où $N^{\mu^+\mu^-}$ est le nombre total de paires $\mu^+\mu^-$ mesurées.

L'hypothèse de non corrélation permettant d'écrire les relations 4.1 et 4.2 n'est correcte que pour des collisions produisant des multiplicités de particules élevées, comme lors des collisions Pb-Pb et S-U. Par contre lorsque les multiplicités sont faibles comme dans les collisions proton-noyau l'estimation du bruit de fond doit être corrigée par un facteur R ($R > 1$) [PAP91] :

$$N_{signal}^{\mu^+\mu^-} = N^{\mu^+\mu^-} - 2 R (\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}})_{champ+} - 2 R (\sqrt{N^{\mu^+\mu^+} N^{\mu^-\mu^-}})_{champ-}$$

Pour les collisions p-Ag à 450 GeV/c avec un faisceau de faible intensité $R = 1.21 \pm 0.04$ [SOA98].

La figure 4.5 présente le spectre en masse brut, c'est-à-dire total, des paires $\mu^+\mu^-$ auquel est superposé celui du bruit de fond combinatoire déduit des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$. Nous constatons que les paires combinatoires représentent une part très importante des dimuons détectés et que sa proportion varie avec le domaine en masse considéré (tableau 4.1). Après soustraction des deux spectres, nous obtenons celui du signal donné dans la figure 4.6.

ΔM (GeV/c ²)	ΔM_1 : 0.2-0.5	$\Delta M_{\rho+\omega}$: 0.65-0.85	ΔM_ϕ : 0.95-1.1	$\Delta M_{int.}$: 1.2-2.5	$\Delta M_{J/\psi}$: 2.9-3.3
% bdf comb	81.9	71.3	69.6	93.7	5.0

Tableau 4.1: Pourcentage de paires issues du bruit de fond combinatoire (% bdf comb) sur le total des paires $\mu^+\mu^-$, pour différentes tranches en masses.

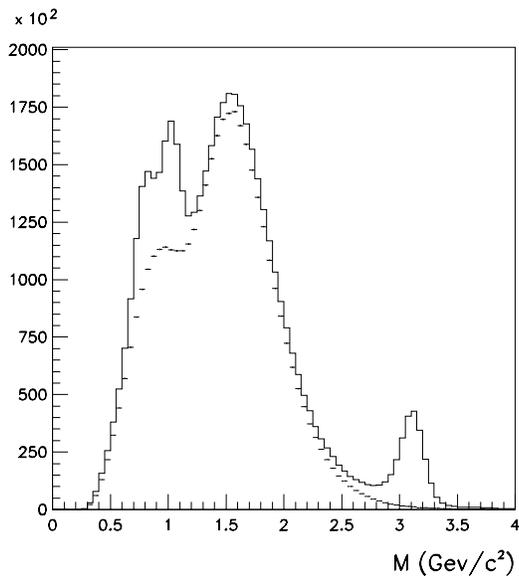


Figure 4.5: Spectre en masse brut des paires $\mu^+\mu^-$ (traits pleins) et du bruit de fond combinatoire (les croix).

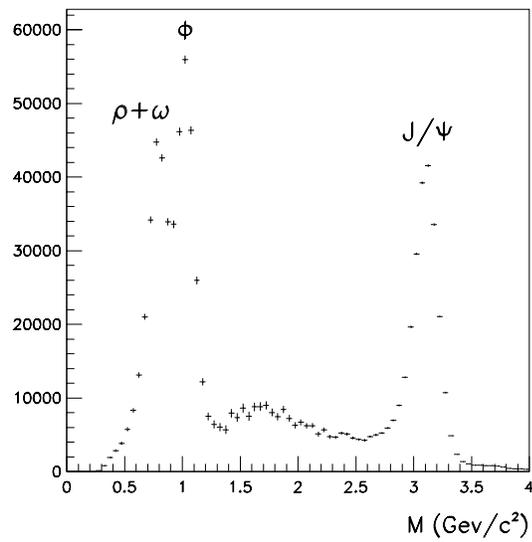


Figure 4.6: Spectre en en masse du signal correspondant à la figure 4.5. Les pics en masse des résonances $\rho + \omega$, ϕ et J/ψ sont indiqués.

4.6 Variables reliées à la centralité de la collision.

Pour étudier l'évolution des quantités qui nous intéressent ($(\frac{\phi}{\rho+\omega})$, les sections efficaces...) en fonction de la centralité de la collision, 9 intervalles en énergie transverse à peu près équipés ont été déterminés³.

Mais d'autres variables traduisent l'intensité de la collision, dont certaines sont adaptées à l'étude d'un ensemble de processus physiques particulier:

- Le paramètre d'impact b .
- L'énergie des nucléons spectateurs mesurée par le détecteur ZDC (pour NA50).
- Le nombre de nucléons participant à la collision N_{part} .
- Le nombre de collisions nucléon-nucléon N_{coll} .

Nous nous intéressons maintenant à b , N_{part} et N_{coll} qui ne sont pas des quantités directement mesurables mais qui nécessitent d'utiliser un modèle pour être reliées à l'énergie transverse mesurée.

4.6.1 Calcul de N_{part} et N_{coll} .

Le nombre de collisions nucléon-nucléon (N_{coll}) et le nombre de nucléons participant à la collision (N_{part}) sont deux variables très utilisées dans la physique des ions lourds ultra-relativistes. Ces quantités varient avec la centralité de la collision et le système étudié.

N_{coll} est la variable qui régit les processus "durs" tels que la production du Drell-Yan et des paires $c\bar{c}$. N_{part} est le nombre de nucléons des noyaux cible et projectile ayant subi au moins une collision inélastique. N_{part} gouverne la production des processus "mous" tels que la production d'étrangeté⁴ et détermine le volume et l'énergie du système (et permet donc de calculer la densité d'énergie ϵ).

Or les variables mesurant la centralité de la collision auxquelles nous avons accès expérimentalement sont l'énergie transverse E_T , l'énergie déposée dans le calorimètre à zéro degré E_{ZDC} et la multiplicité des particules chargées mesurée par le détecteur de multiplicité. Nous voulons donc relier chaque valeur de l'une ou plusieurs des ces quantités mesurées à une valeur de N_{part} , N_{coll} et b . Pour cela il nous faut faire appel à deux modèles: le modèle de Glauber [GLA59] et le "Wounded Nucleon Model" (WNM) [BIA76].

Le modèle de Glauber.

Le modèle de Glauber fournit une interprétation géométrique d'une collision noyau-noyau. Dans ce modèle, le noyau projectile traverse le noyau cible en suivant une ligne droite et il est fait l'hypothèse que les nucléons ayant subi une ou plusieurs interactions inélastiques, bien que excités, ont la même section efficace σ_0 d'interaction nucléon-nucléon (et mêmes coordonnées transverses) qu'au début de la collision. Une collision noyau-noyau A-B (ou proton-noyau p-B) est alors décrite comme une superposition de collisions de nucléons du noyau A (du proton) avec des nucléons du noyau B.

Les deux seules données de ce modèle sont la section efficace d'interaction inélastique nucléon-nucléon $\sigma_0 = 30$ mb et les densités nucléaires (paramétrisation Wood-Saxon à 2pF ou 3pF) des noyaux cible et projectile.

3. Nous considérons 9 intervalles en E_T au lieu de 15 pour le domaine des hautes masses [ABR99], car la statistique est plus faible pour $0. \leq M \leq 2$. GeV/c² (166000 mésons ϕ reconstruits à comparer aux 190000 mésons J/ψ).

4. N_{part} gouverne également la production des quarks légers: au SPS du CERN, il est observé que le nombre de particules chargées produites (N_{ch}) lors des collisions Pb-Pb est pratiquement proportionnel à N_{part} . Ainsi, $dN_{ch}/d\eta \propto N_{part}^\alpha$ et il est obtenu $\alpha = 1.07 \pm 0.04$ d'après [AGG00] et $\alpha = 1.05 \pm 0.05$ d'après [ANT00].

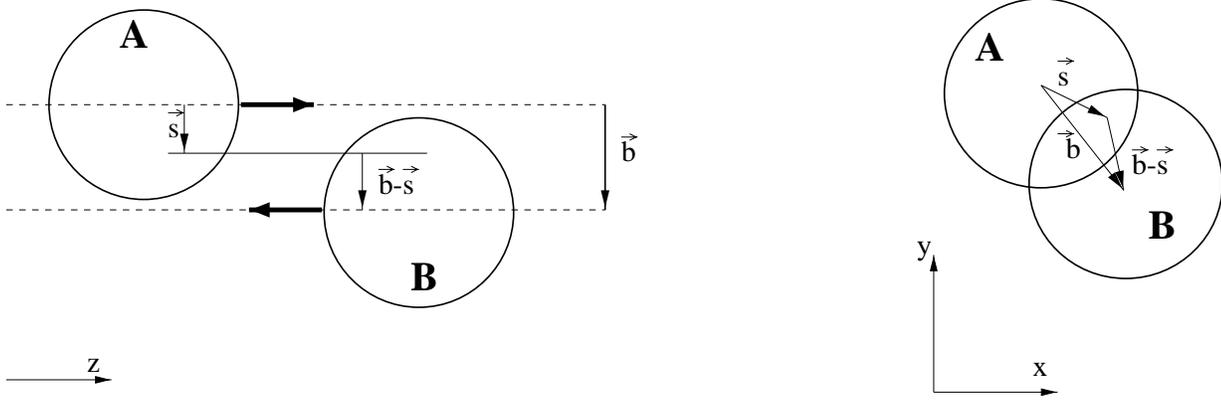


Figure 4.7: Représentation schématique d'une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b} , le long de l'axe de la collision (Oz) (a) et dans le plan perpendiculaire (b).

Pour un paramètre d'impact \vec{b} (voir figure 4.7), la probabilité $P_1(\vec{b})$ d'avoir au moins une collision inélastique nucléon-nucléon (si on considère que la probabilité d'interaction $\tau(\vec{s})$ entre deux nucléons séparés de \vec{s} est donnée par: $\tau(\vec{s}) = \sigma_0 \delta(\vec{s})$):

$$\begin{aligned} P_1(\vec{b}) &= \int d\vec{s} \int dz_A \rho_A(\vec{s}, z_A) \int dz_B \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B) \sigma_0 \\ &= \int d\vec{s} T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) \sigma_0 \\ &= \sigma_0 T_{AB}(\vec{b}) \end{aligned}$$

$\rho_{A(B)}(\vec{s}, z_{A(B)})$ est la densité de probabilité qu'un nucléon du noyau A(B) se trouve au point $(\vec{s}, z_{A(B)})$.

Les fonctions d'épaisseur T_A et T_B sont définies par:

$$T_{A(B)}(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_{A(B)}(\vec{s}, z_{A(B)}) dz_{A(B)}$$

et T_{AB} la fonction de recouvrement par:

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int d\vec{s} T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s})$$

La probabilité P_ν que ν collisions nucléon-nucléon aient lieu est donc:

$$P_\nu(b) = C_{AB}^\nu [\sigma_0 T_{AB}(b)]^\nu [1 - \sigma_0 T_{AB}(b)]^{AB-\nu}$$

Le nombre moyen de collisions $\langle \nu(b) \rangle$ à b donné est:

$$\langle \nu(b) \rangle = \sum_{k=1}^{AB} k P_k(b) = \sigma_0 A B T_{AB}(b)$$

et avec la condition que la collision a bien eu lieu:

$$N_{coll}(b) = \frac{\sum_{k=1}^{AB} k P_k(b)}{\sum_{k=1}^{AB} P_k(b)} \approx \sigma_0 A B T_{AB}(b)$$

comme $\sum_{k=1}^{AB} P_k(b) \approx 1$.

La relation $N_{coll}(b) = \sigma_0 A B T_{AB}(b)$ relie donc b et N_{coll} .

Calcul de N_{part} .

Le nombre de nucléons participant à la collision est calculé grâce au “Wounded Nucleon Model” qui utilise le formalisme du modèle de Glauber (voir [NAR99]). Cependant le calcul est plus compliqué que celui de N_{coll} puisque l’on ne se contente plus de compter les collisions nucléon-nucléon mais le nombre de nucléons ayant interagi au moins une fois.

On définit donc le nombre total N_{part} de nucléons participant à une collision A-B de la manière suivante :

$$N_{part} = N_{part}^A + N_{part}^B$$

où $N_{part}^{A(B)}$ est le nombre de nucléons du noyau A(B) participant à la collision.

Ainsi, le calcul de $N_{part}(b)$ avec le WNM fournit :

$$N_{part}(b) = \int d\vec{s} A T_A(\vec{s}) [1 - (1 - \sigma_0 T_B(\vec{b} - \vec{s}))^B] + B T_B(\vec{b} - \vec{s}) [1 - (1 - \sigma_0 T_A(\vec{s}))^A] \quad (4.4)$$

où l’on remarque que $(1 - \sigma_0 T_B(\vec{b} - \vec{s}))^B$ est la probabilité qu’un nucléon de A de coordonnée transverse \vec{s} entre en collision avec aucun nucléon de B .

Relier N_{coll} et N_{part} à E_T .

Le “Wounded Nucleon Model” ne permet pas seulement de calculer N_{part} connaissant b mais également de relier les quantités calculées et celles mesurées nous renseignant sur la centralité de la collision.

Le WNM postule que la multiplicité moyenne des particules produites lors de la collision est proportionnelle au nombre de nucléons participants. L’énergie transverse E_T mesurée expérimentalement est proportionnelle au nombre de π^0 produits (cf paragraphe 2.4.1). E_T est donc également proportionnelle à N_{part} et peut être exprimée de la manière suivante :

$$E_T(b) = q_h n_h N_{part}(b) = q N_{part}(b) \quad (4.5)$$

n_h est le nombre de hadrons produits par nucléon participant, q_h est l’énergie transverse déposée par chaque hadron et $q = q_h n_h$.

Certains calculs introduisent une contribution de N_{coll} à l’énergie transverse E_T (ou au nombre de chargés) mais elle est négligeable aux énergies du SPS.

La relation 4.5 est soumise à des fluctuations du fait que le nombre de nucléons participants pour une même valeur de b peut varier d’une collision à une autre, ainsi que l’énergie transverse q produite par un nucléon participant. Cette fluctuation D_p est proportionnelle à $\sqrt{N_{part}}$:

$$D_p^2(b) = a N_{part}(b)$$

Les paramètres q et a sont déterminés en ajustant le spectre en E_T du minimum bias⁵, $\frac{d\sigma^{MB}}{dE_T}$:

$$\frac{d\sigma^{MB}}{dE_T} \propto \int P(E_T/b) \sigma^{AB} d^2b$$

où $P(E_T/b)$ est la probabilité de mesurer une énergie transverse E_T pour une collision de paramètre d’impact b . $P(E_T/b)$ est décrite par une gaussienne :

$$P(E_T/b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a N_{part}(b)}} \exp\left(-\frac{(E_T - q N_{part}(b))^2}{2 q^2 a N_{part}(b)}\right)$$

5. Le “Minimum Bias” (MB) est l’ensemble des événements pour lesquels il y a eu interaction dans la cible, indépendamment du fait qu’un dimuon ait été détecté. Le spectre en E_T du MB correspond donc à toutes les collisions.

avec $N_{part}(b)$ calculé avec la relation 4.4.

Pour la prise de données Pb-Pb 1996, les valeurs des paramètres q et a qui ont été obtenues sont : $q = 0.294 \pm 0.001$ et $a = 1.65 \pm 0.08$.

Ainsi après avoir extrait le paramètre q de l'ajustement du spectre en énergie transverse du minimum bias, nous avons la relation directe entre E_T et N_{part} . Comme grâce au modèle de Glauber nous connaissons celle entre b et N_{part} ainsi que celle entre b et N_{coll} , nous pouvons donc associer à chaque intervalle en E_T une valeur moyenne de N_{part} , N_{coll} et b .

4.6.2 Equivalence entre les différentes variables mesurant la centralité.

Les 9 intervalles en énergie transverse ainsi que les valeurs des différentes variables correspondantes, décrivant l'intensité de la collision, sont données dans le tableau 4.2. La distribution en énergie transverse des événements auxquels nous nous intéressons (ie. $M \leq 2 \text{ GeV}/c^2$ et $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$) est présentée dans la figure 4.8.

Intervalle en E_T (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	N_{part}	N_{coll}	$\langle b \rangle$ (fm)
Pb-Pb:				
5 - 29	19.5	66	90	10.2
29 - 42	35.7	121	200	8.5
42 - 53	47.5	162	295	7.4
53 - 64	58.6	200	384	6.5
64 - 74	69.0	235	479	5.6
74 - 83	78.6	268	565	4.8
83 - 93	87.9	300	651	4.0
93 - 105	98.8	337	751	3.0
> 105	112.9	385	897	0.9

Tableau 4.2: Intervalles en E_T utilisés pour l'analyse et valeurs correspondantes de $\langle E_T \rangle$, N_{part} , N_{coll} et $\langle b \rangle$.

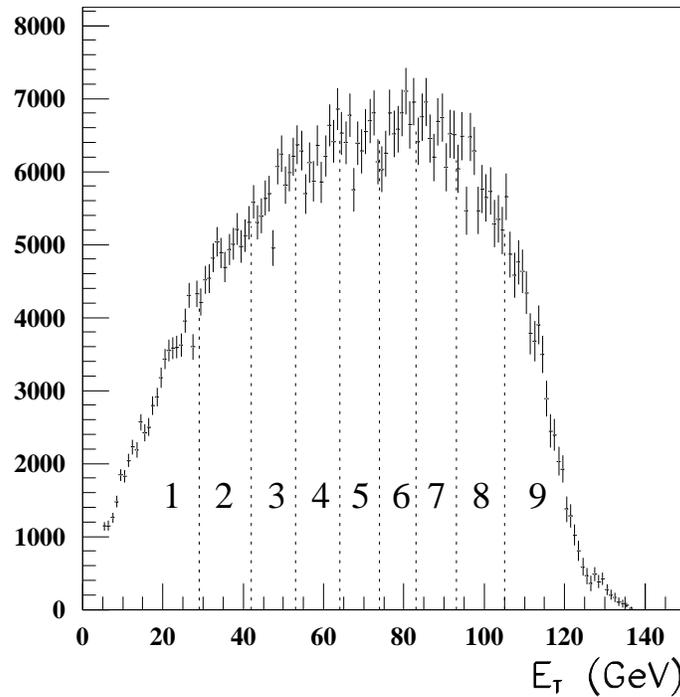


Figure 4.8: *Distribution en énergie transverse E_T du signal correspondant aux dimuons de masse inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$ et de masse transverse telle que $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$. Les limites des 9 intervalles en E_T utilisés pour l'analyse sont indiqués en pointillés.*

Chapitre 5

La simulation.

Pour extraire le nombre de résonances détectées puis ensuite le nombre de résonances produites, nous devons connaître les effets des détecteurs sur les muons issus de leur désintégration. Des simulations sont donc utilisées afin d'estimer ces effets. De plus, il ne suffit pas de générer des mésons ϕ , ρ et ω mais également les paires de muons corrélés issus de processus que l'on regroupe sous le terme de "continuum".

Les différentes étapes de la simulation sont les suivantes :

1. Génération des paramètres cinématiques de la composante simulée, puis ceux des muons issus de sa désintégration.
2. Simulation du passage des muons dans le dispositif expérimental et des effets des détecteurs sur leurs traces.
3. Reconstruction des traces par le même programme que celui utilisé pour l'expérience et calcul des variables du dimuon à partir des impulsions reconstruites des muons.

Mais avant de procéder à la décomposition des spectres expérimentaux, les paramètres des fonctions de génération doivent être ajustés sur les spectres expérimentaux.

5.1 Les sources de paires de muons corrélés.

Nous avons vu dans les paragraphes 1.4 et 1.5 que différents processus contribuent au spectre en masse des dimuons mesurés.

Les différentes sources de muons corrélés sont les suivantes :

- Les mésons vecteurs (J/ψ , ψ' , ϕ , ρ et ω) se désintégrant via un photon virtuel en $\mu^+\mu^-$.
- Les paires $\mu^+\mu^-$ issues du processus Drell-Yan (cf paragraphe 1.4.1).
- Les désintégrations de Dalitz, c'est-à-dire les désintégrations des mésons η , η' en $\mu^+\mu^-\gamma$ et ω en $\mu^+\mu^-\pi^0$. Ces processus peuplent la région des basses masses.
- La région des masses intermédiaires est affectée (comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.4.3) par les désintégrations semi-leptoniques des mésons D^+ et D^- produits par paires selon les modes :

$$D^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \text{ et } D^- \rightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu$$

Dans le travail présenté nous nous intéressons aux dimuons de masse inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$. Les différentes sources de dimuons corrélés constituant le spectre en masse et qu'il nous faut simuler sont donc :

- Les mésons ϕ , ρ et ω .
- Le continuum qui est (principalement) composé des processus physiques suivant : les Dalitz decays, le processus "Drell-Yan" (annihilation $q\bar{q}$ extrapolée aux basses masses [ABR00b]) et les désintégrations des mésons $D\bar{D}$.

5.2 Les fonctions de génération.

Pour chaque composante (ϕ , ρ , ω et le continuum) six variables indépendantes sont générées :

- la masse invariante du dimuon M
- la masse transverse du dimuon M_T définie par $M_T = \sqrt{M^2 + p_T^2}$ où p_T est l'impulsion transverse du dimuon
- la rapidité du dimuon y^* dans le centre de masse de la collision
- l'angle azimutal Φ (autour de l'axe (Oz)) du dimuon dans le référentiel de l'expérience ; du fait de la symétrie de révolution autour de l'axe du faisceau : $\frac{dN}{d\Phi} = \text{cste}$
- l'angle polaire θ_{CS} et l'angle azimutal φ_{CS} de la paire $\mu^+\mu^-$ dans le référentiel de Collins-Soper [COL77] lié au centre de masse du dimuon (voir figure 5.1)

5.2.1 Les distributions en masse.

- Pour les résonances étroites ϕ et ω , la fonction de génération considérée est une fonction de Breit-Wigner :

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{\Gamma_r/4}{(M - M_r)^2 + \Gamma_r^2/4}$$

où M_r est la masse de la résonance et Γ_r sa largeur.

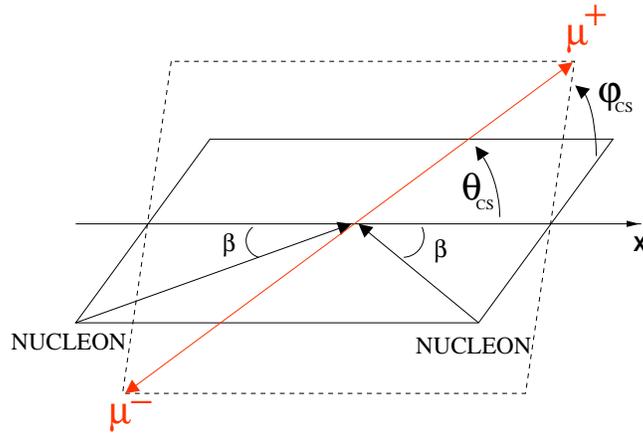


Figure 5.1: Référentiel de Collins-Soper dans le centre de masse du dimuon: définition des angles φ_{CS} et θ_{CS} . L'axe (Ox) est la bissectrice extérieure de l'angle formé par les impulsions d'un nucléon du noyau projectile et d'un nucléon de la cible.

- Pour la résonance ρ , nous utilisons une paramétrisation de la formule de Breit-Wigner incluant un fond non résonant, comme dans l'expérience HELIOS/3 [ANG98].
- Pour le continuum, tous les processus sont reproduits par une même distribution phénoménologique :

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{1}{M^\alpha} \exp(-M/\beta) \quad (5.1)$$

où α et β sont deux paramètres à ajuster.

Les caractéristiques des composantes ainsi que leur domaine de génération en masse sont donnés par le tableau 5.1.

Composante	M_r (MeV/c ²)	γ_r (MeV/c ²)	Intervalles de génération en M (GeV/c ²)
ρ	768.5 ± 0.6	150.7 ± 1.2	$0.311 \leq M \leq 1.229$
ω	781.94 ± 0.12	8.43 ± 0.10	$0.757 \leq M \leq 0.808$
ϕ	1019.413 ± 0.008	4.43 ± 0.05	$0.887 \leq M \leq 1.150$
continuum			$0.25 \leq M \leq 3.$

Tableau 5.1: Caractéristiques des composantes.

5.2.2 Distribution en rapidité des dimuons.

Pour ϕ , ρ , ω et le continuum, la distribution en rapidité dans le centre de masse de la collision (y^*) utilisée est une gaussienne centrée en 0 dépendant d'un seul paramètre σ_y :

$$\frac{dN}{dy^*} \propto \exp\left(-\frac{y^{*2}}{2\sigma_y^2}\right)$$

σ_y doit être ajusté aux données expérimentales pour chaque composante.

5.2.3 Distribution en masse transverse.

Nous avons choisi de mener une étude en fonction de la masse transverse M_T plutôt qu'en fonction de l'impulsion transverse p_T (car l'expression de la distribution en M_T est indépendante de la masse de la particule contrairement à celle en p_T).

La distribution utilisée pour la génération est la suivante :

$$\frac{dN}{dM_T} \propto M_T^2 K_1\left(\frac{M_T}{T}\right) \quad (5.2)$$

avec $M_T \geq M$ et où K_1 est une fonction de Bessel modifiée.

Cette distribution dépend du paramètre T appelé "pente inverse" qui peut être assimilé à une température dans le cas où le milieu est thermalisé (en retirant la composante due au mouvement collectif). La valeur de T introduite dans les simulations est déterminée pour les résonances et le continuum à partir des spectres expérimentaux en M_T .

L'expression 5.2 de $\frac{dN}{dM_T}$ est obtenue en négligeant les effets quantiques, c'est-à-dire en utilisant une distribution de Maxwell-Boltzmann pour décrire le spectre en impulsion totale p pour une particule de masse M (d'après [HAG83]) :

$$f(p, M, T) d^3p = cste \exp\left(-\sqrt{p^2 + M^2}/T\right) d^3p$$

En décomposant p en impulsion transverse p_T et longitudinale p_L , $p^2 = p_T^2 + p_L^2$ et en intégrant sur p_L nous obtenons la distribution en p_T :

$$\frac{dN}{dp_T} = cste p_T \sqrt{p_T^2 + M^2} K_1\left(\frac{\sqrt{p_T^2 + M^2}}{T}\right)$$

En substituant $\sqrt{p_T^2 + M^2}$ par M_T nous obtenons la relation 5.2.

Une expression approchée de 5.2 pour $M_T \gg T$ est couramment utilisée :

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

5.2.4 Distributions en $\cos\theta_{CS}$ et φ_{CS} .

- Les distributions en $\cos\theta_{CS}$ sont :

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\cos\theta_{CS}} &= cste && \text{pour les résonances} \\ &\propto 1 + \cos^2\theta_{CS} && \text{pour le continuum} \end{aligned}$$

- La distribution en φ_{CS} pour les quatre composantes est une constante :

$$\frac{dN}{d\varphi_{CS}} = cste$$

5.3 Les étapes de la simulation et l'optimisation.

Le programme de simulation génère d'abord un dimuon en "tirant" dans les fonctions de génération des six variables indépendantes, pour obtenir les valeurs "générées", puis les impulsions des muons.

Les trajectoires des muons sont suivies à travers l'appareillage pour simuler leurs impacts dans les chambres et la diffusion multiple dans les différents éléments du dispositif expérimental.

Ensuite intervient le même programme de reconstruction que pour les données expérimentales et les variables du dimuon "reconstruites" sont calculées à partir des traces reconstruites.

Du fait du phénomène de "smearing" dû à la diffusion multiple dans les absorbeurs, des événements générés en dehors d'une fenêtre cinématique peuvent être reconstruits à l'intérieur. Afin de tenir compte de cet effet, les dimuons sont générés sur un domaine cinématique plus large que celui accepté par le dispositif expérimental.

L'acceptance étant au maximum de l'ordre de 5 % (pour le dimuons de basse masse), les intervalles de génération ont été optimisés pour gagner du temps pendant l'exécution des simulations. Le tableau 5.2 présente les fenêtres d'acceptance du détecteur et de génération des simulations déterminées à partir des distributions expérimentales.

Variable	fenêtre d'acceptance	fenêtre de génération
M_T (GeV/c ²)	$M_T \geq 1.4$	$M_T \geq 1.3$
y^*	$0. \leq y^* \leq 1.$	$-0.25 \leq y^* \leq 1.25$
$\cos\theta_{CS}$	$-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$	$-0.8 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.8$

Tableau 5.2: Fenêtres d'acceptance du spectromètre et de génération des simulations en Pb-Pb.

5.4 Ajustement des paramètres.

L'ajustement des paramètres des fonctions de génération se fait pour les quatre composantes sur les distributions en M_T et y . Pour le continuum, un ajustement supplémentaire est effectué pour la fonction de génération en masse puisque la forme utilisée est phénoménologique.

5.4.1 Ajustement de T et de σ_y .

L'ajustement sur les variables M_T et y consiste à trouver pour chaque composante, les meilleurs paramètres T et σ_y qui reproduisent le mieux possible les distributions expérimentales.

La procédure pour effectuer l'ajustement est la suivante :

1. Construction de spectres expérimentaux en M_T et en y^* correspondant au domaine en masse de la composante considérée :

- Pour le méson ϕ : $0.95 \leq M \leq 1.1$ GeV/c².

- Les mésons ρ et ω sont étudiés sur le même domaine en masse : $0.65 \leq M \leq 0.85 \text{ GeV}/c^2$ puisque leurs masses sont trop proches pour être séparés expérimentalement (la résolution en masse étant de $70 \text{ MeV}/c^2$).
- Pour le continuum, deux domaines en masse sont considérés : $0.25 \leq M \leq 0.45$ et $1.4 \leq M \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$, où les résonances contribuent très peu.

2. Construction des spectres simulés reconstruits dans les fenêtres d'acceptance du détecteur.
3. Constitution des spectres correspondant au rapport :

$$\frac{\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{exp}(M \in \Delta M)}{\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{rec}(M \in \Delta M)} = f_{correc}(y^*)$$

pour la variable y^* et construction des mêmes spectres pour la variable M_T .

4. Les fonctions de génération $f_{gén}(y^*)$ en y^* sont multipliées par ce rapport : $f_{gén}(y^*) \times f_{correc}(y^*)$ et nous appliquons le même traitement à celle en M_T , pour obtenir de nouveaux histogrammes que nous ajustons par une fonction de la même forme que celle de génération.
5. Le résultat de cet ajustement nous fournit de nouvelles valeurs de T et de σ_y que nous réinjectons dans les fonctions de génération.

Et nous recommençons les étapes 2 à 4 afin d'obtenir les valeurs vers lesquelles convergent σ_y et T pour que les rapports $\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{exp}/\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{rec}$ et $\left(\frac{dN}{dM_T}\right)_{exp}/\left(\frac{dN}{dM_T}\right)_{rec}$ soient le plus plat possible.

Les valeurs de convergence de T et σ_y , et qui seront utilisées par la suite pour la génération des mésons vecteurs et du continuum sont présentées dans le tableau 5.3.

composante	ϕ	ω	ρ	continuum
T (MeV)	219	214	211	$146 + 40 \times M^a$
σ_y	1.4	1.4	10.	10.

Tableau 5.3: Paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations.

^a Avec M en GeV/c^2 .

Les spectres des figures 5.2 et 5.4 montrent les distributions en M_T et y^* simulées et expérimentales correspondant aux mésons ω et ϕ . Les rapports $\left(\frac{dN}{dM_T y^*}\right)_{exp}/\left(\frac{dN}{dM_T y^*}\right)_{rec}$ obtenus pour chaque composante sont présentés dans les figures 5.3 et 5.5.

Pour les spectres représentant le rapport $\left(\frac{dN}{dM_T}\right)_{exp}/\left(\frac{dN}{dM_T}\right)_{rec}$ (figure 5.3), nous observons une remontée pour les masses transverses inférieures à $1.8 \text{ GeV}/c^2$. La méthode itérative d'ajustement ne permet pas d'obtenir un rapport plat en utilisant une seule valeur du paramètre T pour tout le domaine en masse transverse accessible expérimentalement (deux valeurs de T sembleraient mieux reproduire le spectre). Il est également important de préciser que l'acceptance pour $1.5 \leq M_T \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ est très faible (inférieure à 0.4 % pour les trois résonances), comme vous le verrons dans le paragraphe 5.5. Et c'est pour cet intervalle en M_T que les tests des valeurs d'acceptance simulées présentés dans le chapitre 7 ont été effectués.

Les spectres des rapports $\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{exp}/\left(\frac{dN}{dy^*}\right)_{rec}$ (figure 5.5), présentent une baisse pour $y^* < 0.3$. Cependant nous constatons sur les spectres de la figure 5.4 que la statistique pour les dimuons reconstruits est très faible pour ce domaine en y^* .

Pb-Pb M_T

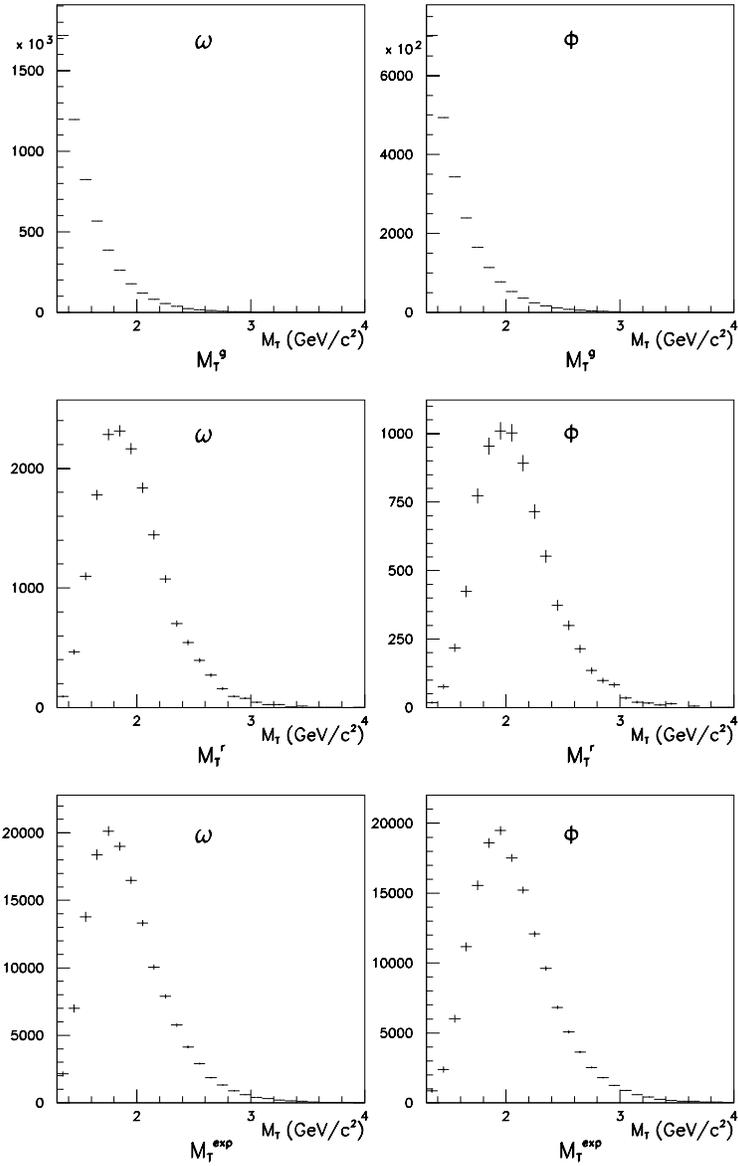


Figure 5.2: Distributions en M_T des mésons ω et ϕ : a) et b) générées ; c) et d) simulées reconstruites ; e) et f) expérimentales.

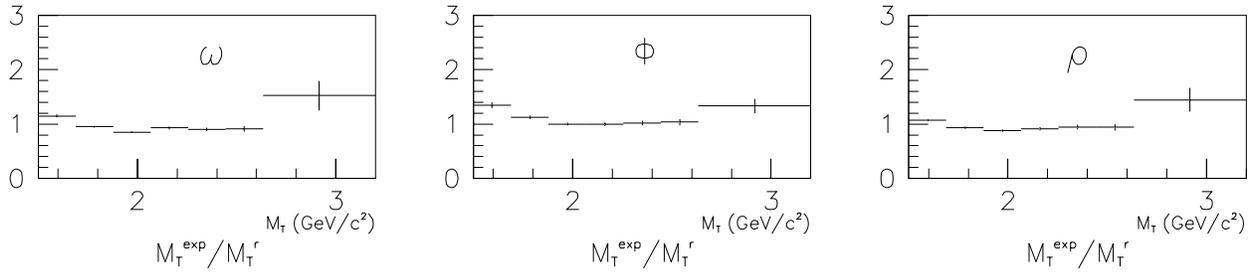


Figure 5.3: Rapport $(\frac{dN}{dM_T})_{exp}/(\frac{dN}{dM_T})_{rec}$ a) pour le méson ω , b) pour le méson ϕ et c) pour le méson ρ .

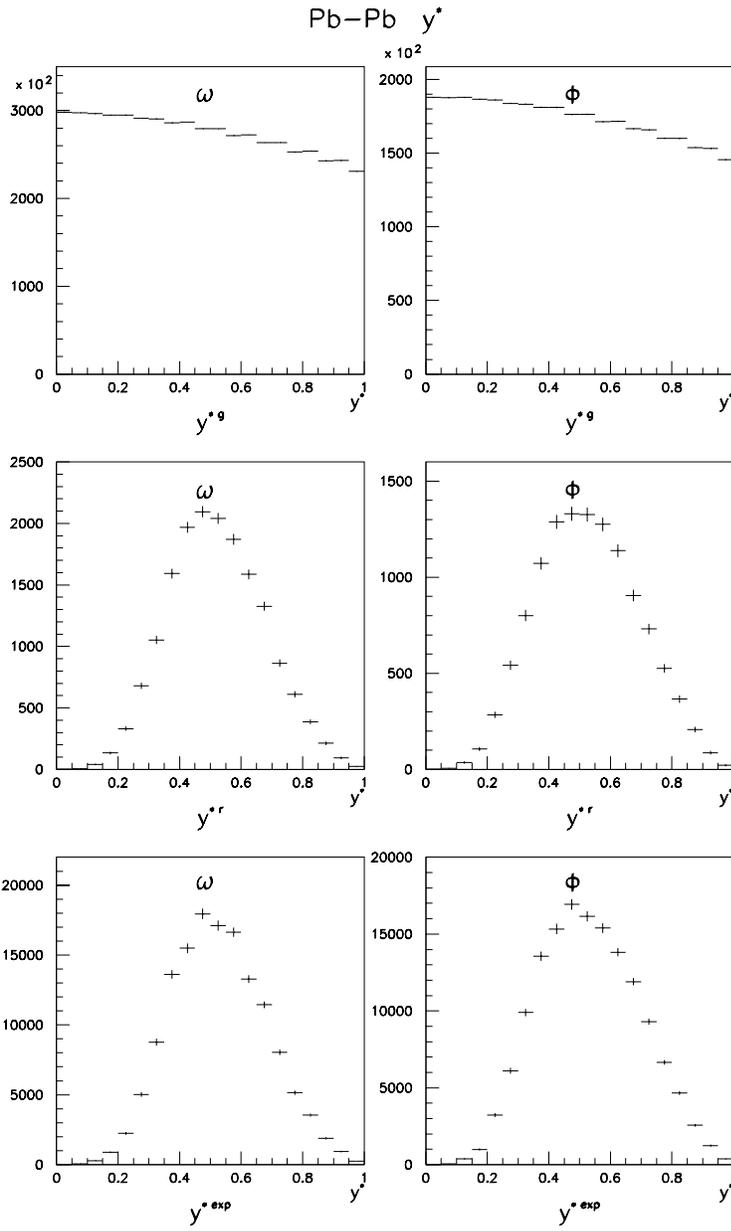


Figure 5.4: Distributions en y^* des mésons ω et ϕ : a) et b) générées ; c) et d) simulées reconstruites ; e) et f) expérimentales.

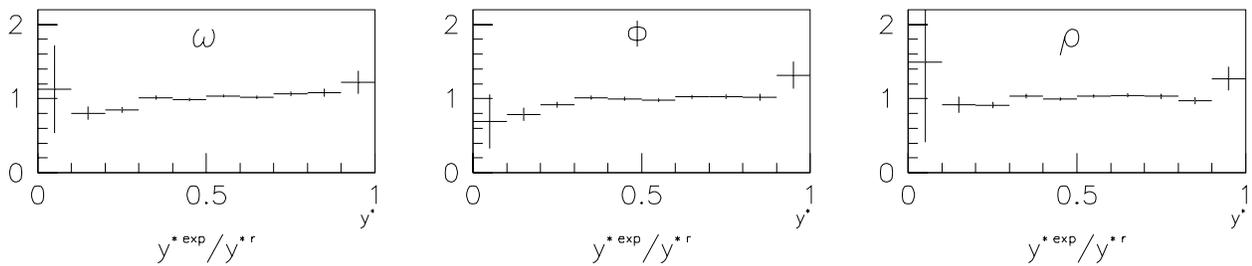


Figure 5.5: Rapport $(\frac{dN}{dy^*})_{exp}/(\frac{dN}{dy^*})_{rec}$ a) pour le méson ω , b) pour le méson ϕ et c) pour le méson ρ .

5.4.2 Ajustements pour la génération du continuum.

Pour le continuum, une étude plus approfondie des paramètres des fonctions de génération est nécessaire, puisqu'une seule fonction de génération en masse phénoménologique est utilisée pour générer un ensemble de processus physiques sur un large domaine en masse ($0.25 \leq M \leq 3$ GeV/c²). Des premiers essais ont montré que l'utilisation d'un seul set de paramètres ($\alpha, \beta, T, \sigma_y$), définis dans le paragraphe 5.2, pour tout le domaine en masse et en masse transverse ne permet pas de reproduire les distributions expérimentales.

Note : Toutes les masses notées M et reportées dans ce paragraphe sont en GeV/c².

Ajustement des distributions du continuum.

Le paramètre T est d'abord ajusté pour chacun des deux domaines en masse où seul le continuum contribue :

$T = 160$ MeV pour $0.25 \leq M \leq 0.45$ GeV/c² et $T = 210$ MeV pour $1.4 \leq M \leq 1.8$ GeV/c².

Différentes variations de T avec M continues ont ensuite été essayées. La distribution permettant de reproduire au mieux les données expérimentales est une évolution linéaire avec la masse : $T(M) = 146 + 40 \times M$ MeV.

La méthode d'ajustement de la distribution en masse du continuum est analogue à celle utilisée pour les fonctions de génération en rapidité et en masse transverse. Mais elle est en deux étapes :

- Les paramètres de génération α et β sont d'abord déterminés par ajustement de la distribution en masse correspondant à $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c² : $\alpha = 2.35$ et $\beta = 0.44$. Le continuum est alors régénéré.
- La même procédure est appliquée pour chaque intervalle en masse transverse. Des paramètres α' et β' sont alors déterminés pour chaque intervalle en M_T .

Les paramètres α' et β' ne peuvent être utilisés pour générer une nouvelle fois le continuum puisqu'il faudrait générer la masse transverse M_T avant la masse M or $M_T \geq M$. Mais les valeurs de α' et β' serviront à déformer les spectres utilisés pour la déconvolution des spectres expérimentaux (paragraphe 5.6).

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
α'	2.35	2.35	2.33	3.02	3.72	3.22
β'	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44	0.44

Tableau 5.4: Paramètres de déformation du continuum pour chaque intervalle en M_T .

Remarque :

Le fait que la connaissance de la fonction de génération du continuum ne soient pas parfaite n'est pas choquant puisque nous ne nous intéressons pas aux taux de production corrigés d'acceptance du continuum.

5.5 L'acceptance en M_T .

Pour un intervalle en masse transverse ΔM_T^i , l'acceptance Acc_R d'une résonance R est calculée à partir de la simulation de la manière suivante :

$$Acc_R = \left(\frac{N_R^{évs\ reconstruits}}{N_R^{évs\ générés}} \right)_{\Delta M_T^i}$$

Les mêmes coupures correspondant au domaine d'acceptance de l'appareillage doivent être appliquées aux variables générées et reconstruites: $-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$ et $0 \leq y^* \leq 1$.

Les valeurs des acceptances sont données dans le tableau 5.5. (Lorsque aucune incertitude n'est indiquée, cela signifie qu'elle est inférieure à 0.005 %.)

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ϕ	0.97±0.01	0.26	1.87±0.02	4.42±0.07	5.68±0.15	6.32±0.27
ω	0.82	0.36	1.57±0.01	2.75±0.05	3.37±0.10	3.17±0.17
ρ	0.67	0.30	1.30±0.01	2.35±0.04	2.76±0.08	2.60±0.14

Tableau 5.5: Pb-Pb: Acceptances (en %) des résonances par intervalle en M_T avec uniquement l'incertitude statistique.

Nous observons que les valeurs des acceptances pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ et $1.5 \leq M_T \leq 1.8$ GeV/c² sont inférieures à 1 %. Ces faibles valeurs d'acceptance sont dues à l'utilisation d'un champ magnétique toroïdal important (correspondant à un courant de 7000 A), puisque le dispositif expérimental est optimisé pour les dimuons de masse supérieure à 3 GeV/c², et aux 80 derniers centimètres de fer de l'absorbeur principal. Les tests d'acceptance présentés dans le chapitre 7 ont été réalisés afin de vérifier si les simulations reproduisaient correctement de si petites valeurs d'acceptance.

Les incertitudes de méthode sur les acceptances sont obtenues en observant la variation de leur valeur lorsque la pente inverse T des distributions en M_T des résonances est changée de 10 MeV (tableau 5.6). En effet, changer de 10 MeV la valeur de la pente inverse de la fonction de génération en masse transverse ne change pratiquement pas l'allure des spectres d'ajustement.

L'évolution des acceptances des résonances avec la masse transverse est représentée sur la figure 5.6.

	Pb-Pb
$E_{Acc\ \phi}^{\Delta M_T^i} (meth) (\%)$	6.4
$E_{Acc\ \omega}^{\Delta M_T^i} (meth) (\%)$	3.9
$E_{Acc\ \rho}^{\Delta M_T^i} (meth) (\%)$	3.1

Tableau 5.6: Incertitudes de méthode sur les acceptances des résonances.

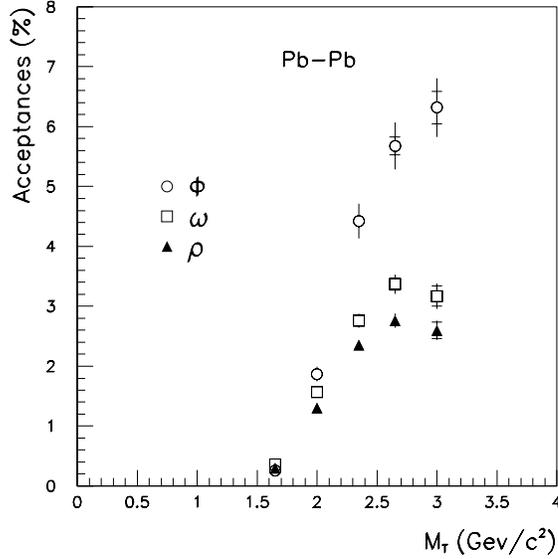


Figure 5.6: *Acceptances des résonances ϕ , ρ et ω en fonction de M_T . Les erreurs avec une barre à l'extrémité tiennent compte uniquement des incertitudes statistiques. Les grandes barres considèrent les incertitudes statistiques et les incertitudes de méthode.*

5.6 Décomposition des spectres en masse.

L'extraction du nombre de résonances détectées, pour un intervalle en énergie transverse et un intervalle en masse transverse donnés, est faite à partir des spectres en masse expérimentaux correspondant. Ces spectres en masse sont décomposés en une somme de fonctions simulées reconstruites lissées correspondant à chaque composante :

$$\frac{dN_{\mu\mu}}{dM} = A_{\rho+\omega} [F_{\rho}(M) + R_{Br} F_{\omega}(M)] + A_{\phi} F_{\phi}(M) + A_{CNT} F_{CNT}(M)$$

L'intégrale de ces fonctions est donc le nombre de dimuons issus de la désintégration de chaque résonance et de ceux issus du continuum.

Les fonctions F_{ω} et F_{ϕ} sont des gaussiennes dont les largeurs sont déterminées à partir des spectres simulés reconstruits.

Pour le continuum, les fonctions simulées reconstruites sont déformées dans le programme d'ajustement, à partir des paramètres α' et β' obtenus dans le paragraphe 5.4.2, afin de s'accorder au mieux aux spectres expérimentaux :

$$F_{CNT}(M) = F_{CNT}^{rec. et lissée}(M) \times \frac{M^{-\alpha'} e^{-M/\beta'}}{M^{-0.44} e^{-M/2.35}}$$

Le programme d'ajustement a 5 paramètres libres: les trois amplitudes A et la position du centre des deux gaussiennes. La résolution en masse étant de 70 MeV, il n'est pas possible de séparer les mésons ρ et ω . Les masses du ρ et du ω étant proches, et comme cela est observé dans les collisions p-p (400 GeV/c) [AGU91], nous faisons l'hypothèse que les sections efficaces de production du ρ et du ω sont les mêmes et on leur applique donc la même amplitude $A_{\rho+\omega}$. Le fait que ρ et ω n'ont pas le même rapport de branchement en $\mu^+\mu^-$ est pris en compte par le facteur R_{Br} qui est égal au rapport des rapports de branchement: $R_{Br} = Br_{\omega \rightarrow \mu^+\mu^-} / Br_{\rho \rightarrow \mu^+\mu^-} \approx 1.6$. Le rapport de branchement du

méson ω est calculé à partir de celui du méson ρ et des valeurs des rapports de branchement en e^+e^- :
 $Br_{\omega \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{Br_{\omega \rightarrow e^+e^-}}{Br_{\rho \rightarrow e^+e^-}} \times Br_{\rho \rightarrow \mu^+\mu^-} = (7.24 \pm 0.60) 10^{-5}$.

Les ajustements en masse des spectres tout E_T sont donnés dans la figure 5.7 et ceux des spectres tout M_T dans la figure 5.8. Cette dernière série de spectres permet de voir l'évolution qualitative de la hauteur relative des pics du méson ϕ et des mésons $\rho + \omega$ puisque l'acceptance est constante pour un intervalle en M_T donné. Nous constatons pour le système Pb-Pb (figure 5.8) une augmentation du nombre de résonances ϕ avec l'énergie transverse.

Les décompositions des spectres en masse pour 4 intervalles en E_T et pour les 5 intervalles en masse transverse sont également montrées en exemple dans la figure 5.9.

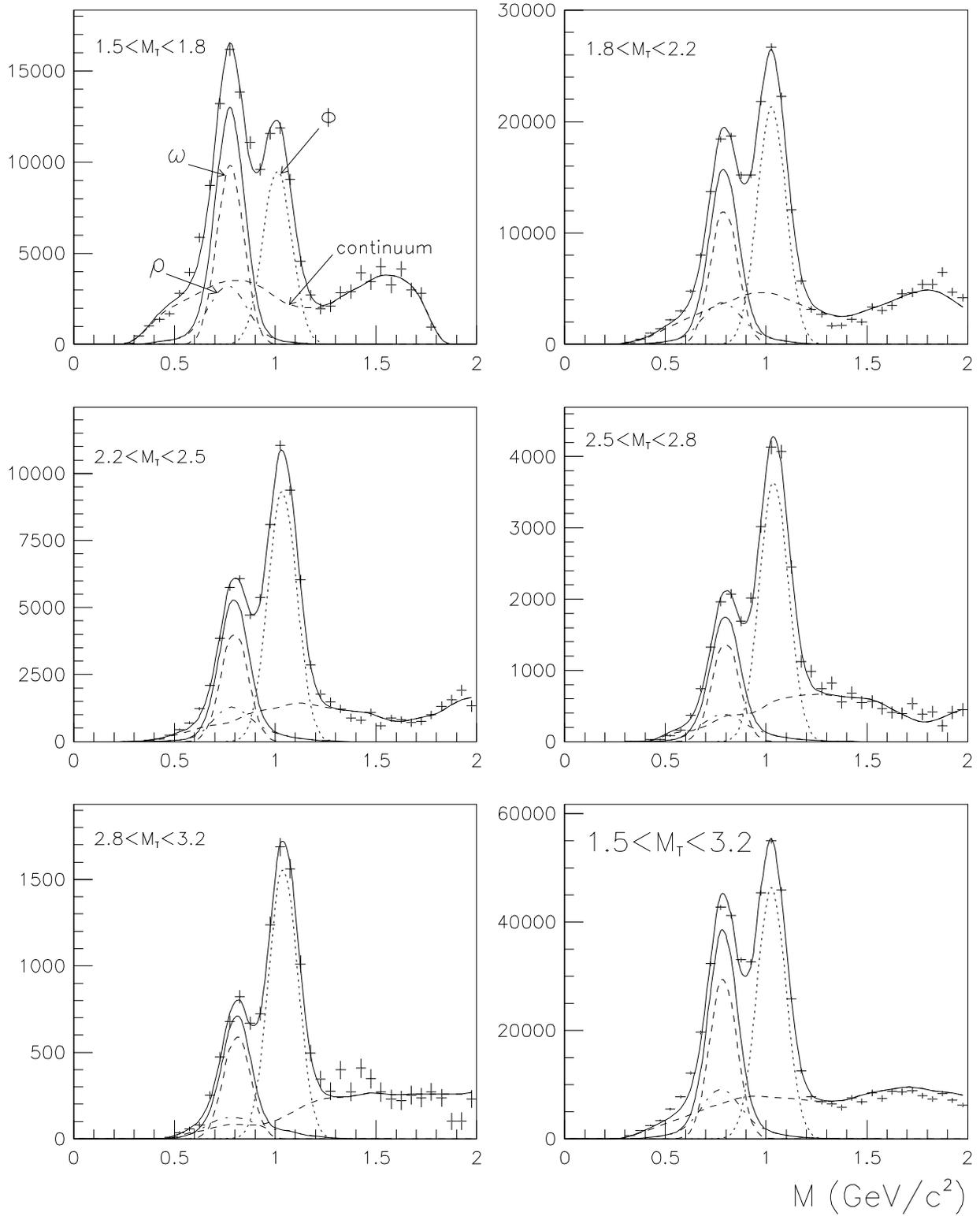


Figure 5.7: *Pb-Pb*: ajustement des spectres en masse tout E_T pour les 5 intervalles en M_T et pour tout M_T . (La ligne continue au dessus des mésons ρ et ω est la somme de leurs contributions.)

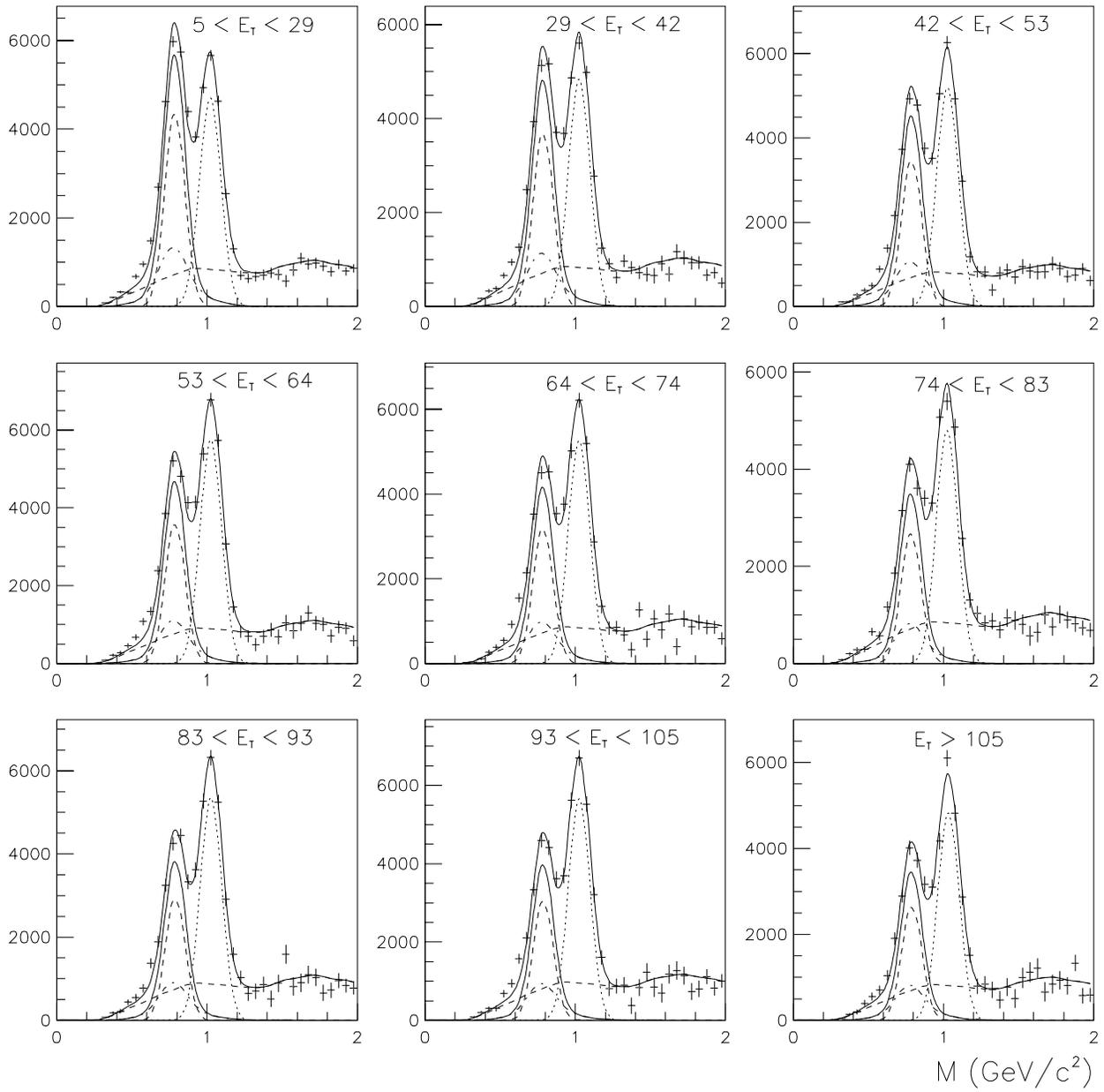


Figure 5.8: *Pb-Pb*: ajustement des spectres en masse tout M_T pour les 9 intervalles en E_T .

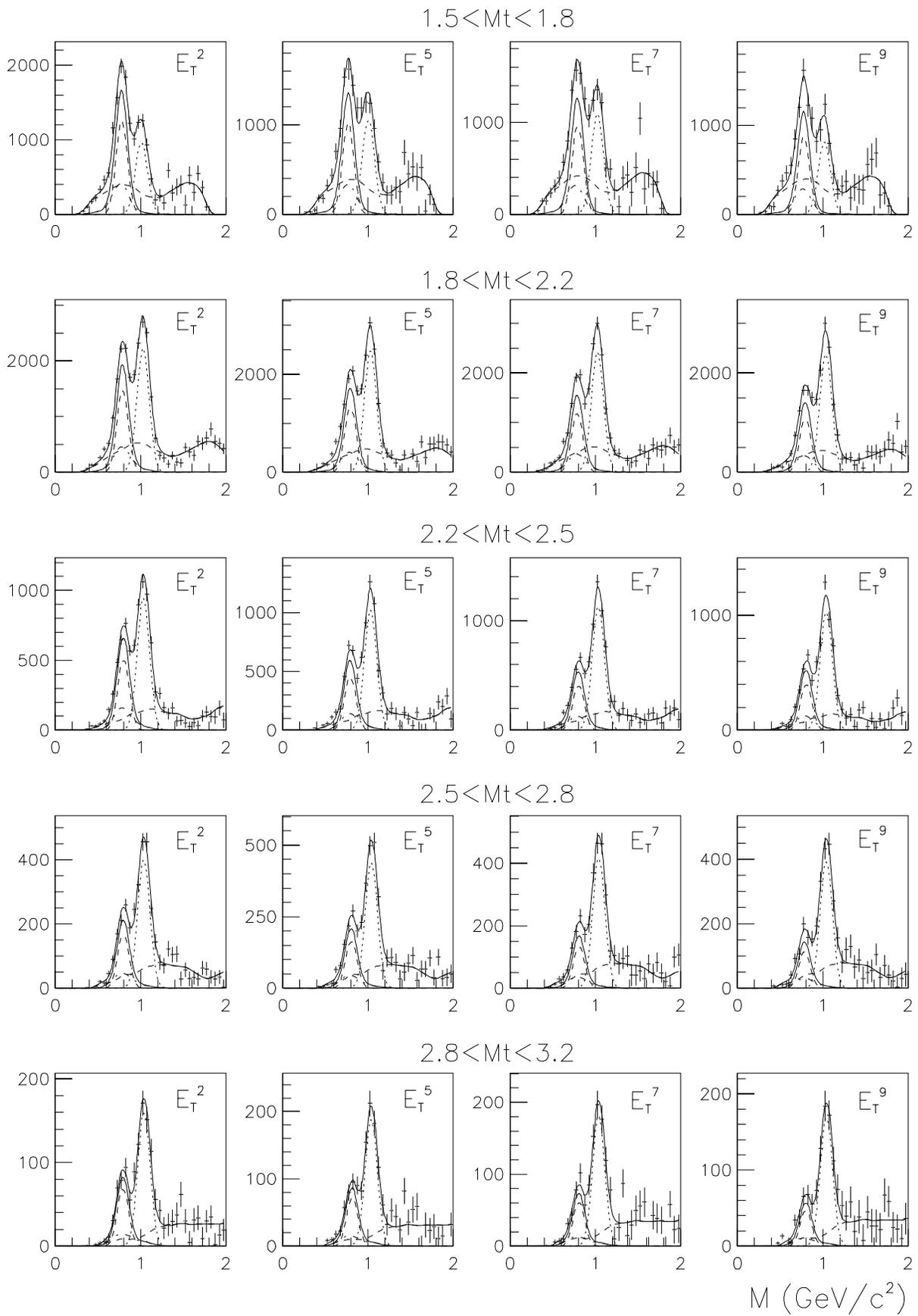


Figure 5.9: *Pb-Pb*: ajustement des spectres en masse correspondant aux intervalles en E_T numéro 2, 5, 7 et 9 pour les 5 intervalles en masse transverse.

Chapitre 6

Les résultats.

Après avoir effectué l'ajustement des spectres en masse et extrait les contributions de chaque composante, nous pouvons nous intéresser à la production des mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions Pb-Pb.

Nous étudions d'abord le comportement du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de la centralité et de la masse transverse. Puis les sections efficaces de production des résonances sont calculées et les pentes inverses sont extraites des spectres en masses transverse.

Enfin, la dernière partie de ce chapitre présente pour le système Pb-Pb, les multiplicités des mésons ϕ et $\rho + \omega$ en fonction du nombre de nucléons participant à la collision.

De façon à pouvoir comparer le système Pb-Pb au système S-U, d'anciennes données S-U de l'expérience NA38 [AST97] sont réanalysées en utilisant la même procédure que celle utilisée pour Pb-Pb. Les détails spécifiques et les résultats de l'étude des collisions S-U sont donnés dans les annexes A et B. La comparaison des deux systèmes sera faite dans le chapitre 9.

Dans ce chapitre sont présentées des études en fonction de la centralité de la collision : le domaine en énergie transverse (E_T) a ainsi été divisé en 9 intervalles pour Pb-Pb (cf paragraphe 4.6).

Nous avons également choisi de mener une étude en fonction de la masse transverse $M_T = \sqrt{M^2 + p_T^2}$ des résonances, 5 intervalles en M_T ont ainsi été définis.

6.1 Le rapport $\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu}$.

Le rapport $\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu}$ est égal au rapport du nombre de résonances ϕ divisé par le nombre de résonances ρ et ω produites et qui se sont désintégrées en $\mu^+\mu^-$. Ce rapport est corrigé d'acceptance, c'est à dire que nous pouvons écrire :

$$\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu} = \frac{N_{\phi}^{\text{détectés}}/Acc_{\phi}}{N_{\rho}^{\text{détectés}}/Acc_{\rho} + N_{\omega}^{\text{détectés}}/Acc_{\omega}}$$

où $N_R^{\text{détectés}}$ est le nombre de résonances R détectées expérimentalement et Acc_R l'acceptance correspondant à cette résonance. Cette quantité a l'avantage d'être indépendante des inefficacités expérimentales puisqu'elles s'annulent dans le rapport.

6.1.1 Les incertitudes.

Nous utiliserons deux représentations différentes pour les valeurs du rapport $\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu}$: en fonction de M_T respectivement par intervalle en E_T et en fonction de E_T par intervalle en M_T . Ceci nous amène à déterminer deux ensembles d'incertitudes.

Incertitudes pour les rapports $\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu}(M_T)$ par intervalle en E_T .

Les barres d'erreur qui seront reportées sur les figures sont calculées de la manière suivante :

$$\sqrt{(E_{N_{\phi}}(stat))^2 + (E_{N_{\omega}}(stat))^2 + (E_{Acc_{\phi}}^{\Delta M_i})^2 + (E_{Acc_{\omega}}^{\Delta M_i})^2 + (E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_i}(meth))^2}$$

$E_{N_{\phi}}(stat)$ et $E_{N_{\rho+\omega}}(stat)$ sont les incertitudes statistiques relatives sur le nombre de résonances ϕ et $\rho+\omega$ respectivement. Ces incertitudes statistiques contiennent en réalité pas seulement l'incertitude purement statistique en \sqrt{N} sur le signal (en tenant compte de la soustraction du bruit de fond) mais également l'incertitude de l'ajustement en masse.

$E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_i}(meth)$ sont les incertitudes relatives de méthode relative sur les rapports. Elles sont obtenues en observant la variation de la valeur du rapport lorsque l'on change légèrement certains paramètres (un seul à la fois) des spectres simulés utilisés pour l'ajustement en masse comme : la forme de la distribution en masse du continuum, la valeur du paramètre T pour le méson ϕ , la fonction de génération en masse du méson ρ ou encore les largeurs des gaussiennes des mésons ϕ et ω . L'incertitude de méthode est déterminée par intervalle en M_T , puisque les spectres simulés utilisés pour la décomposition des spectres en masse varient seulement avec M_T . Nous avons en réalité choisi d'utiliser une valeur de l'incertitude de méthode commune aux intervalles en M_T : celle correspondant à l'écart maximum obtenu lors des variations citées ci dessus. L'incertitude de méthode sur le rapport $\phi/(\rho+\omega)$ ainsi déterminée est de : 5.8 % en Pb-Pb.

Incertitudes pour les rapports $\left(\frac{\phi}{\rho+\omega}\right)_{\mu\mu}(E_T)$ par intervalle en M_T .

L'incertitude de méthode pour un intervalle en masse transverse donné étant constante, elle n'est donc pas incluse dans le calcul des barres d'erreur représentées sur les figures.

Incertitudes reportées sur les figures: $\sqrt{(E_{N\phi}(stat))^2 + (E_{N\rho+\omega}(stat))^2}$

Pour chaque intervalle en M_T , une incertitude systématique est donc calculée. Cette incertitude systématique pour un intervalle ΔM_T^i en M_T est:

$$\sqrt{(E_{Acc\phi}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{Acc\omega}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_T^i}(meth))^2} = 9.5 \text{ \%}.$$

Dans le tableau 6.1 sont rassemblées les valeurs des incertitudes utilisées pour calculer celles sur les rapports.

	Pb-Pb
$E_{Acc\phi}^{\Delta M_T^i}$	6.4
$E_{Acc\omega}^{\Delta M_T^i}$	4.0
$E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_T^i}(meth)$	5.8

Tableau 6.1: Tableau récapitulatif des incertitudes (en %) sur le rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb.

6.1.2 Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T .

Les figures 6.1 et 6.2 présentent le rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T par intervalle en énergie transverse et pour tout le domaine en E_T . Nous observons qu'il ne dépend pratiquement pas de la masse transverse, indiquant un comportement similaire avec M_T des résonances ϕ et $\rho + \omega$.

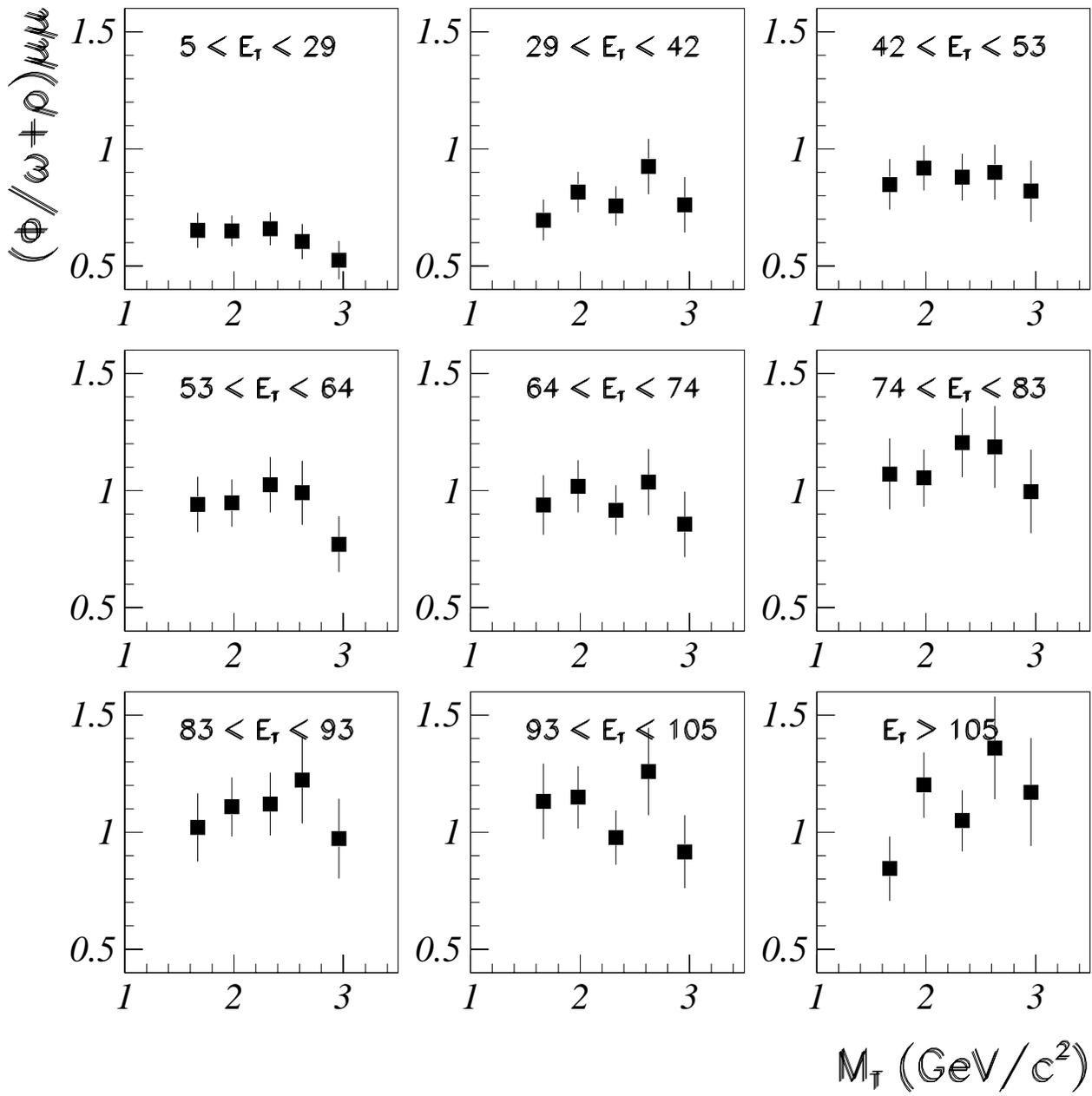


Figure 6.1: *Pb-Pb*: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour les 9 intervalles en E_T .

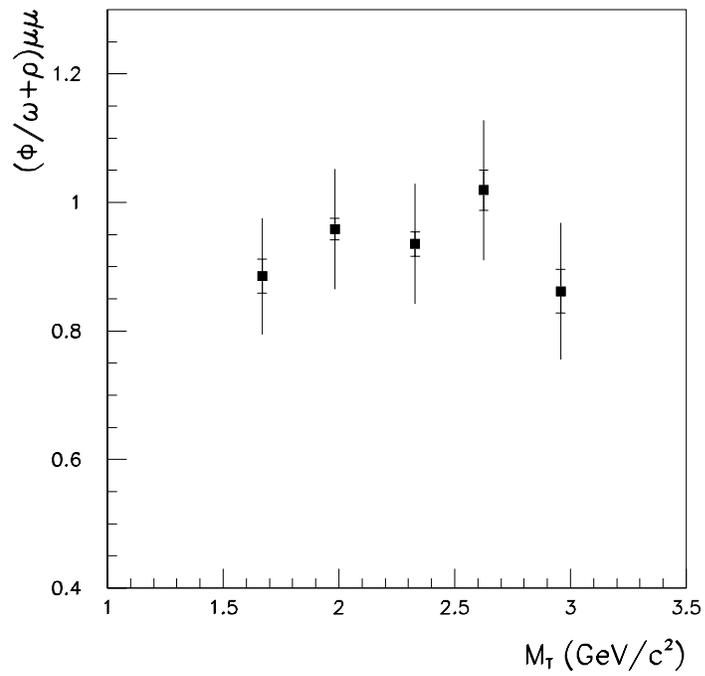


Figure 6.2: *Pb-Pb*: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour tout le domaine en E_T . (Les barres d'erreurs terminées par un trait horizontal sont les incertitudes statistiques et les grandes barres correspondent à l'incertitude totale.)

6.1.3 $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T et de N_{part} .

L'évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de l'énergie transverse et pour chaque intervalle en masse transverse est donnée dans la figure 6.3.

Une augmentation du rapport avec E_T est observée pour chaque intervalle en M_T .

Le rapport est présenté en fonction du nombre de nucléons participants et pour tout le domaine en masse transverse dans la figure 6.4.

Nous constatons pour Pb-Pb une augmentation continue d'un facteur 1.7 du rapport avec N_{part} pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c².

Les valeurs des rapports sont reportées dans le tableau 6.2.

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
tout E_T	0.862±0.009	0.885±0.027	0.959±0.016	0.935±0.019	1.019±0.031	0.862±0.034
ΔE_T^1	0.596±0.013	0.653±0.039	0.651±0.022	0.660±0.030	0.605±0.040	0.526±0.052
ΔE_T^2	0.721±0.019	0.697±0.053	0.817±0.035	0.757±0.039	0.926±0.070	0.761±0.078
ΔE_T^3	0.823±0.026	0.849±0.067	0.919±0.040	0.880±0.050	0.901±0.072	0.820±0.088
ΔE_T^4	0.881±0.027	0.942±0.075	0.947±0.045	1.025±0.059	0.991±0.091	0.771±0.077
ΔE_T^5	0.907±0.031	0.939±0.089	1.018±0.053	0.917±0.057	1.036±0.091	0.856±0.097
ΔE_T^6	0.990±0.039	1.071±0.109	1.054±0.066	1.204±0.090	1.186±0.124	0.996±0.134
ΔE_T^7	1.002±0.038	1.021±0.105	1.108±0.066	1.121±0.078	1.222±0.135	0.972±0.126
ΔE_T^8	1.023±0.041	1.131±0.118	1.149±0.075	0.978±0.066	1.259±0.133	0.917±0.113
ΔE_T^9	1.004±0.044	0.845±0.111	1.201±0.080	1.049±0.079	1.359±0.169	1.171±0.185

Tableau 6.2: Pb-Pb: tableau de valeurs du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ (avec uniquement les incertitudes statistiques).

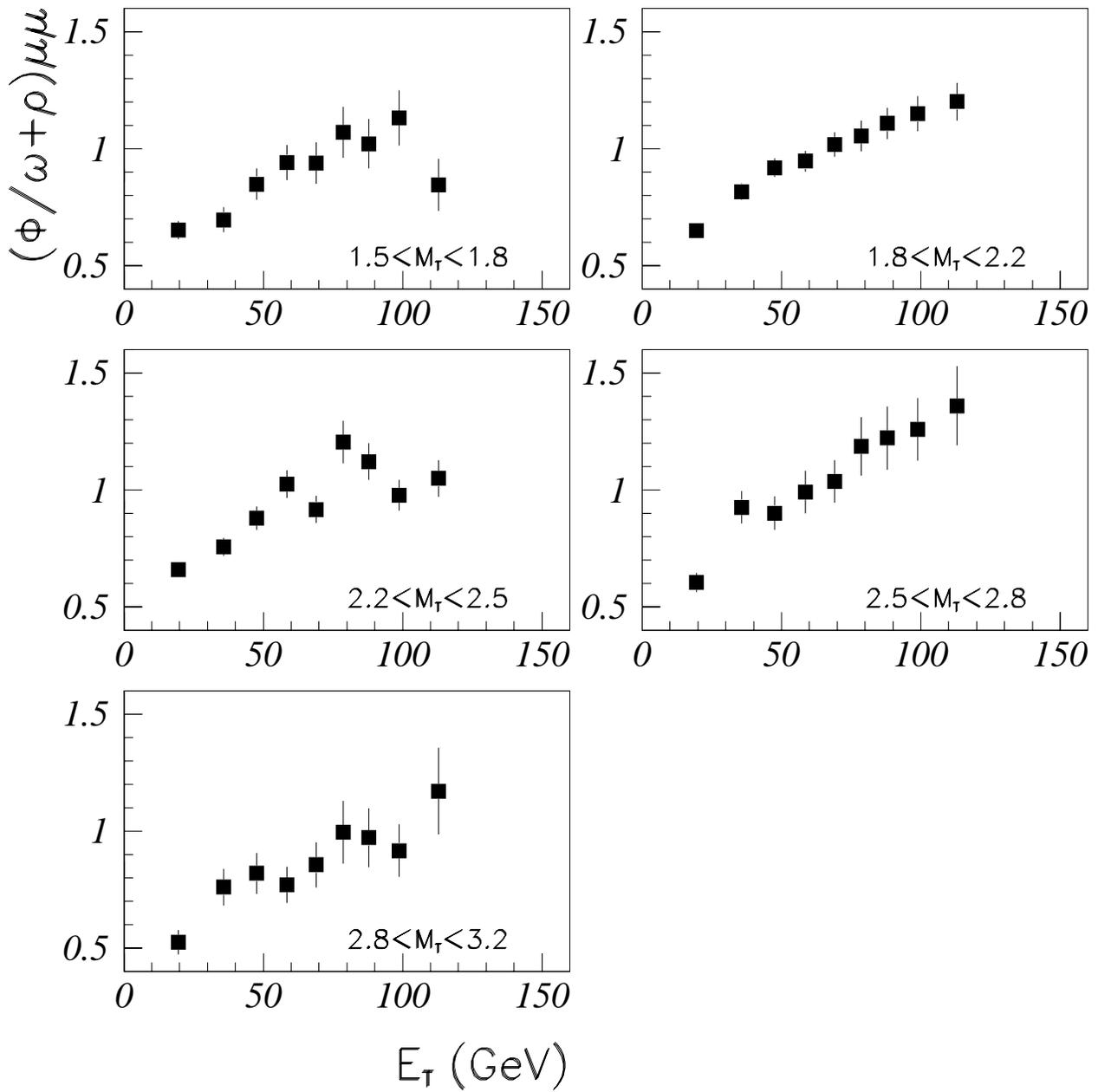


Figure 6.3: *Pb-Pb*: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T pour les cinq intervalles en M_T .

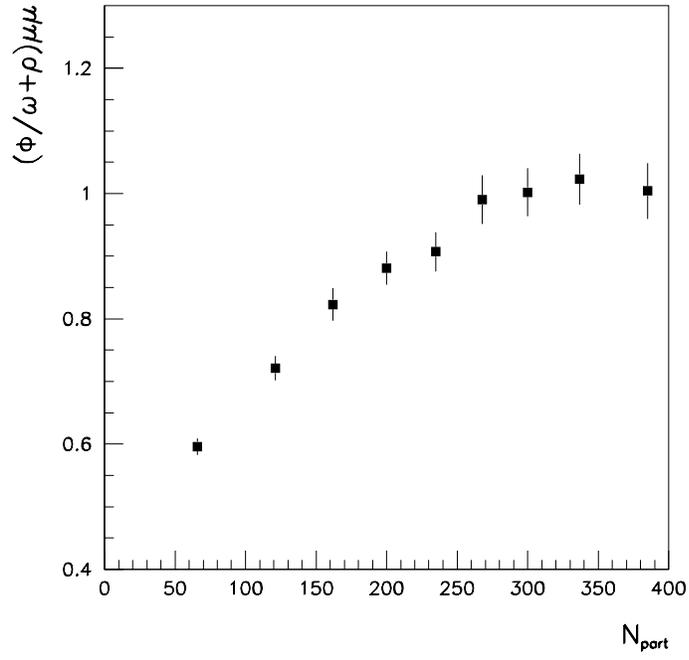


Figure 6.4: Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction du nombre de nucléons participants pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$. (Les barres d'erreurs tiennent uniquement compte des incertitudes statistiques, sachant que l'incertitude systématique est de 9.5 %.)

6.2 Les sections efficaces de production σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$.

6.2.1 Définition et calcul de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$.

Le nombre d'interactions Pb-Pb dans la cible N_{int}^{Pb-Pb} est calculé par l'expression :

$$N_{int}^{Pb-Pb} = \int_0^\ell N_{inc}(x) \sigma^{Pb-Pb} n_{cibles} dx$$

où ℓ est l'épaisseur de la cible et σ^{Pb-Pb} est la section efficace d'interaction Pb-Pb. n_{cibles} est le nombre de noyaux de plomb dans la cible par unité de volume et est calculé à partir de la masse volumique de la cible ρ_{cible} : $n_{cibles} = \frac{\rho_{cible}}{A} \times N_A$ où A est le nombre de masse de l'élément de la cible et N_A le nombre d'Avogadro.

$N_{inc}(x)$ est le nombre d'ions incidents restant pour une épaisseur x de cible :

$$N_{inc}(x) = N_{inc}(0) e^{-\frac{x}{\Lambda_{Pb-Pb}}}$$

avec $\Lambda_{Pb-Pb} = \frac{1}{\sigma^{Pb-Pb} \times n_{cibles}}$, la longueur d'interaction Pb-Pb.

Nous obtenons donc :

$$N_{int}^{Pb-Pb} = N_{inc}(0) L_{eff} \sigma^{Pb-Pb} n_{cibles}$$

avec $L_{eff} = \Lambda_{Pb-Pb} (1 - e^{-\frac{\ell}{\Lambda_{Pb-Pb}}})$ appelée longueur de cible efficace.

De la même manière que σ^{Pb-Pb} pour N_{int}^{Pb-Pb} , on définit σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$, les sections efficaces de production des resonances ϕ et $\rho + \omega$:

$$N_\phi = N_{inc}(0) L_{eff} \sigma^\phi n_{cibles}$$

et

$$N_{\rho+\omega} = N_{inc}(0) L_{eff} \sigma^{\rho+\omega} n_{cibles}$$

où N_ϕ et $N_{\rho+\omega}$ sont les nombres de resonances produites au total dans tous les canaux de désintégration.

Donc :

$$\sigma^\phi = \frac{N_\phi}{N_{inc}(0) L_{eff} n_{cibles}}$$

$$\sigma^{\rho+\omega} = \frac{N_{\rho+\omega}}{N_{inc}(0) L_{eff} n_{cibles}}$$

6.2.2 Les efficacités.

Nous avons, pour l'analyse des dimuons (voir paragraphe 4.1.2), rejeté les événements pour lesquels il y a eu empilement du faisceau ou réinteraction dans la cible ou interaction dans le détecteur de faisceau ou encore si le compteur anti-halo a détecté un ion. Ces sélections ne sont pas effectuées sur les ions incidents (mais sur les dimuons), le nombre d'ions incidents N_{inc}^{BH} mesuré par le détecteur de faisceau doit donc être modifié pour qu'il corresponde au nombre de dimuons détectés. Ceci est fait en utilisant les efficacités (nombre d'événements gardés sur le nombre total d'événements) correspondant à chaque coupure. Le nombre d'ions incidents N_{inc}^{BH} à considérer pour le calcul des sections efficaces est donné par :

$$N_{inc}(0) = N_{inc}^{BH} \times \varepsilon_{pile-up} \times \varepsilon_{réinter.} \times \varepsilon_{BHI\ cut} \times \varepsilon_{no\ halo}$$

où $\varepsilon_{pile-up}$, $\varepsilon_{réinter.}$, $\varepsilon_{BHI\ cut}$ et $\varepsilon_{no\ halo}$ sont les efficacités calculées après rejet des événement avec respectivement empilement du faisceau, réinteraction dans la cible, interaction dans le détecteur de faisceau et détection d'un ion en dehors de l'enveloppe du faisceau.

Le nombre de résonances détectées doit également être corrigé des inefficacités du dispositif de reconstruction $\varepsilon_{dimurec}$ et du trigger $\varepsilon_{trigger}$ ainsi que de l'inefficacité due aux temps morts $\varepsilon_{life\ time}$. Pour une résonance R , nous avons donc :

$$N_R = \frac{N_R^{détectés}}{Acc_R \times Br_R} \times \frac{1}{\varepsilon_{dimurec}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trigger}} \times \frac{1}{\varepsilon_{life\ time}}$$

où Br_R est le rapport de branchement en $\mu^+\mu^-$ de la résonance R . Les valeurs des efficacités ainsi que les quantités utilisées pour le calcul des sections efficaces sont données dans les tableaux 6.3 et 6.4.

efficacités (%)	$\varepsilon_{pile-up}$	$\varepsilon_{réinter.}$	$\varepsilon_{BHI\ cut}$	$\varepsilon_{no\ halo}$	$\varepsilon_{dimurec}$	$\varepsilon_{trigger}$	$\varepsilon_{life\ time}$
eff.±err.	74.3 ± 2.9	93 ± 2	96.2 ± 0.7	99.3 ± 0.2	98.0 ± 0.4	89 ± 2	96.4 ± 3.9

Tableau 6.3: Valeurs des efficacités pour Pb-Pb.

A_{Pb}	207.19
σ^{Pb-Pb}	7606 mbarns
ρ_{cibles}	11.35 g/cm ³
n_{cibles}	3.30 10 ²² /cm ³
Λ_{Pb-Pb}	3.98 cm
ℓ	12 mm
L_{eff}	1.04 cm
N_{inc}^{BH}	4.082 10 ¹²

Tableau 6.4: Quantités utilisées pour le calcul des sections efficaces pour Pb-Pb.

σ^{Pb-Pb} est calculée à partir de l'expression de la section efficace d'interaction de deux ions de nombre de masse A et B :

$$\sigma^{A-B} = 68.8 (A^{\frac{1}{3}} + B^{\frac{1}{3}} - 1.32)^2 \text{ mbarns}$$

6.2.3 Les incertitudes sur σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$.

Les valeurs des sections efficaces sont calculées par intervalle en M_T . Les incertitudes à reporter dans les figures doivent donc prendre en compte les incertitudes de méthode et les incertitudes statistiques.

Incertaince sur la section efficace de la résonance R liée à la statistique et à la méthode :

$$\sqrt{(E_{NR}(stat))^2 + (E_{Acc_R}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{NR}^{\Delta M_T^i}(meth))^2}$$

Les incertitudes de méthode sur N_ϕ et sur $N_{\rho+\omega}$ sont déterminées de la même manière que pour le rapport $\frac{\phi}{\rho+\omega}$, c'est à dire en faisant varier séparément des paramètres de l'ajustement (tableau 6.5).

	Pb-Pb
$E_{N_\phi}^{\Delta M_T^i}(meth)$	5.8
$E_{N_{\omega+\rho}}^{\Delta M_T^i}(meth)$	3.7

Tableau 6.5: Incertitudes de méthode (en %) sur N_ϕ et $N_{\omega+\rho}$ pour Pb-Pb.

Incertitudes systématiques.

Deux types d'incertitudes systématiques dues au dispositif expérimental que nous utilisons doivent également être considérés :

- Une incertitude systématique liée aux incertitudes sur les valeurs des efficacités utilisées pour le calcul des sections efficaces doit être introduite.

$$\text{Incertitude systématique pour Pb-Pb: } \sqrt{(E_{\Pi_i \varepsilon_i})^2 + (E_{L_{eff} \ n_{cibles}})^2} = 6.9 \%$$

avec :

$$E_{\Pi_i \varepsilon_i} = 6.5 \%$$

$$\sqrt{(E_{\varepsilon_{pile-up}})^2 + (E_{\varepsilon_{réinter.}})^2 + (E_{\varepsilon_{BHI \ cut}})^2 + (E_{\varepsilon_{no \ halo}})^2 + (E_{\varepsilon_{dimurec}})^2 + (E_{\varepsilon_{trigger}})^2 + (E_{\varepsilon_{life \ time}})^2}$$

où les E_ε sont les incertitudes relatives sur les efficacités

et

$$E_{L_{eff} \ n_{cibles}} = \frac{\Delta(L_{eff} \ n_{cibles})}{L_{eff} \ n_{cibles}} = \frac{\ell \sigma^{Pb-Pb} e^{-(\ell \sigma^{Pb-Pb} \ n_{cibles})}}{1 - e^{-(\ell \sigma^{Pb-Pb} \ n_{cibles})}} \Delta n_{cibles} = 2.3\%$$

avec Δn_{cibles} l'incertitude absolue sur n_{cibles} : $\Delta n_{cibles} = N_A \frac{\Delta \rho_{cibles}}{A}$ et $\Delta \rho_{cibles} = 0.30 \text{ g/cm}^3$ d'après [BEL97].

- Nous devons également prendre en compte l'incertitude systématique sur les valeurs des rapports de branchement des résonances ϕ et $\rho + \omega$, puisque les sections efficaces présentées ici sont corrigées de ces rapports: d'après [REV98] $Br_{\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (2.5 \pm 0.4) \times 10^{-4}$ et $Br_{\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (4.60 \pm 0.28) \times 10^{-5}$. Soient des incertitudes relatives de 16 % pour ϕ et de 7.0 % pour $\rho + \omega$ (puisque le rapport de branchement du méson ω est calculé à partir de celui du ρ et des rapports de branchement en $e^+ e^-$, cf paragraphe 5.6). Nous avons voulu remonter au nombre de résonances produites (ie. corrigés du rapport de branchement), mais pour s'affranchir de cette incertitude il faudrait présenter le nombre de dimuons produits correspondant à chaque résonance.

6.2.4 Valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T .

Les valeurs des sections efficaces pour chaque intervalle en M_T et pour tout E_T sont données dans le tableau 6.6. (Les incertitudes reportées dans ce tableau ne tiennent pas compte de l'incertitude systématique sur les valeurs des efficacités.)

Remarque: Les sections efficaces pour tout le domaine en M_T couvert par l'expérience étant obtenues à partir des spectres en masse correspondant au même domaine, elles ne sont pas strictement égales à la somme des sections efficaces obtenues pour chaque intervalle en M_T .

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
σ^ϕ	884±77	681±62	210±18	39.2±3.5	11.9±1.1	4.59±0.45
$\sigma^{\rho+\omega}$	4323±238	3248±190	923±52	177±10	49.5±3.3	22.5±1.8

Tableau 6.6: Pb-Pb : valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ en mbarns par intervalle en M_T (pour $-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$ et $0. \leq y^* \leq 1$).

6.2.5 Les pentes inverses (ou températures effectives).

Nous avons vu dans les paragraphes 1.3 et 5.2.3 que la distribution en masse transverse des résonances était caractérisée par un paramètre T appelé pente inverse ou température effective. Ce paramètre est particulièrement intéressant puisqu'il doit nous renseigner sur l'état du système lorsque la particule étudiée s'est découplée complètement des autres hadrons.

Les valeurs des pentes inverses T des résonances sont obtenues en ajustant le spectre des sections efficaces en fonction de M_T par une paramétrisation proposée pour décrire la distribution en masse transverse des particules.

Nous nous intéressons aux trois paramétrisations suivantes :

- $M_T^2 K_1(\frac{M_T}{T})$
- $M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$
- $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$

Nous avons déjà mentionné les deux premières distributions dans le paragraphe 5.2.3. La troisième paramétrisation citée ici est utilisée par de nombreuses expériences au SPS et comme nous le verrons reproduit des données expérimentales de manière aussi satisfaisante que les deux premières.

Détermination des abscisses en M_T .

Les sections efficaces sont mesurées dans des intervalles en masse transverse où la distribution en M_T varie très rapidement. Par conséquent il faut être prudent pour la détermination des abscisses en M_T auxquelles vont être reportées les valeurs mesurées des sections efficaces.

Pour déterminer les valeurs des abscisses M_T^{abs} en masse transverse auxquelles porter nos points, nous utilisons le résultat de l'étude décrite dans [LAF95]. Soit une paramétrisation $f(M_T)$ de la distribution en M_T . Pour un intervalle $[M_T^i, M_T^{i+1}]$, la valeur de M_T^{abs} est déterminée de la manière suivante :

$$(M_T^{i+1} - M_T^i) \times f(M_T^{abs}) = \int_{M_T^i}^{M_T^{i+1}} f(M_T) dM_T$$

Pour effectuer le calcul des abscisses M_T^{abs} , la valeur du paramètre T est fixée : $T = T_{fixe}$.

Les valeurs des abscisses M_T^{abs} ainsi déterminées à partir de la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour les intervalles en M_T utilisés pour l'analyse du système Pb-Pb et pour différentes valeurs de T_{fixe} sont données dans le tableau 6.7. Nous constatons que les valeurs des M_T^{abs} varient très peu avec T_{fixe} . Les valeurs de M_T^{abs} que nous avons considérées pour calculer les pentes effectives sont celles calculées avec $T_{fixe} = 216$ MeV pour Pb-Pb.

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
$T_{fixe}=216$ MeV : M_T^{abs} (GeV)	1.6354	1.9735	2.3346	2.6344	2.9722
$T_{fixe}=227$ MeV : M_T^{abs} (GeV)	1.6363	1.9749	2.3354	2.6352	2.9736
$T_{fixe}=290$ MeV : M_T^{abs} (GeV)	1.6399	1.9812	2.3390	2.6387	2.9798

Tableau 6.7: Valeurs des abscisses des points en M_T pour la détermination des pentes inverses pour différentes valeurs de T_{fixe} (pour les intervalles utilisés pour Pb-Pb).

Détermination des pentes inverses.

Les pentes inverses ont d'abord été déterminées pour tout le domaine en E_T . Les ajustements des sections efficaces avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ sont représentées dans la figure¹ 6.5 et les valeurs des pentes inverses obtenues avec les trois paramétrisations sont données dans le tableau 6.8. Nous observons que la valeur des $\chi^2/d.d.l.$ est relativement bonne pour le méson ϕ , proche de 1, alors qu'elle est 5 fois supérieure pour les mésons $\rho + \omega$.

Les pentes inverses extraites pour le méson ϕ et les mésons $\rho + \omega$ sont donc très proches (compatibles compte tenu de l'incertitude) quelle que soit la distribution en M_T utilisée. Enfin, concernant la comparaison des valeurs des pentes inverses obtenues pour les trois distributions en M_T , nous observons le comportement habituel déjà constaté dans [AST97] et [CAL98]: les pentes inverses des distributions $M_T^2 K_1(\frac{M_T}{T})$ et $M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$ sont systématiquement inférieures de 10 MeV à celles de la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

Afin d'étudier la dépendance des pentes effectives avec la centralité de la collision, les valeurs des sections efficaces ont également été calculées pour chaque intervalle en énergie transverse.

Les spectres des sections efficaces en fonction de M_T ont ensuite été ajustés avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour tous les intervalles en E_T . Les ajustements sont présentés dans les figures 6.6 et 6.7. Les valeurs moyennes des $\chi^2/d.d.l.$ pour chaque intervalle en E_T sont de 0.9 pour le ϕ et de 2.9 pour $\rho + \omega$.

Les valeurs des pentes inverses extraites sont données dans le tableau 6.9 et sont reportées en fonction de N_{part} dans la figure 6.8. Les valeurs des pentes inverses sont constantes avec N_{part} . L'expérience WA97 [SAN99] n'observe pas non plus de dépendance avec N_{part} des pentes inverses obtenues pour les mésons K_s^0 et les baryons Ξ et Ω ; par contre pour le baryon Λ une légère augmentation avec la centralité est constatée.

Les valeurs moyennes des pentes inverses obtenues pour Pb-Pb sont les suivantes :

$$T_\phi \approx 228 \text{ MeV} (\chi^2/d.d.l. = 0.5) \quad \text{et} \quad T_{\rho+\omega} \approx 224 \text{ MeV} (\chi^2/d.d.l. = 0.4)$$

Ces valeurs des pentes sont donc identiques à celles déterminées à partir des sections efficaces calculées pour tout le domaine en énergie transverse (voir le tableau 6.8).

Dans l'étude précédente [AST97] les valeurs des pentes effectives extraites avec la distribution $M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$ étaient de l'ordre de 220 MeV. Notre analyse confirme donc ces valeurs.

1. Les sections efficaces reportées sur les spectres sont $\frac{d\sigma^R}{dM_T}$, c'est-à-dire les sections efficaces correspondant à une unité de masse transverse (1 GeV/c²). Pour cela, nous divisons les valeurs des sections efficaces obtenues pour chaque intervalle en M_T par sa largeur.

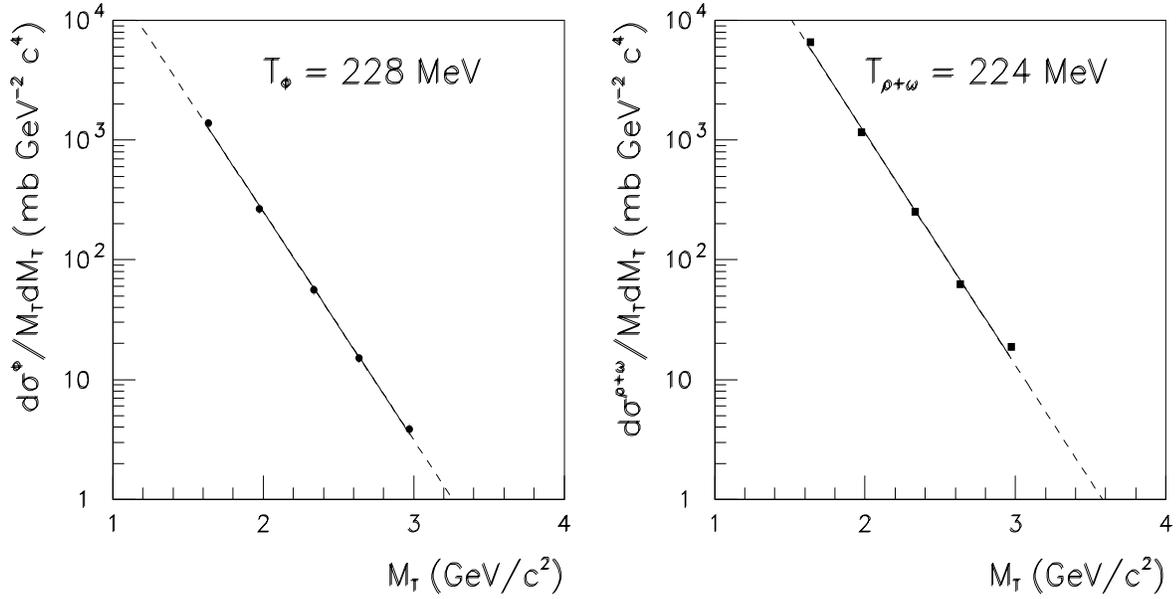


Figure 6.5: *Pb-Pb*: ajustement de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

fonction	T_ϕ (MeV)	$\chi_\phi^2/d.d.l.$	$T_{\rho+\omega}$ (MeV)	$\chi_{\rho+\omega}^2/d.d.l.$
$M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	228 ± 5	0.9	224 ± 4	5.1
$M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$	217 ± 5	1.2	213 ± 4	5.9
$M_T^2 K_1(\frac{M_T}{T})$	217 ± 6	1.1	214 ± 5	5.8

Tableau 6.8: *Pb-Pb*: valeurs des pentes inverses obtenues pour différentes paramétrisations de la distribution en M_T .

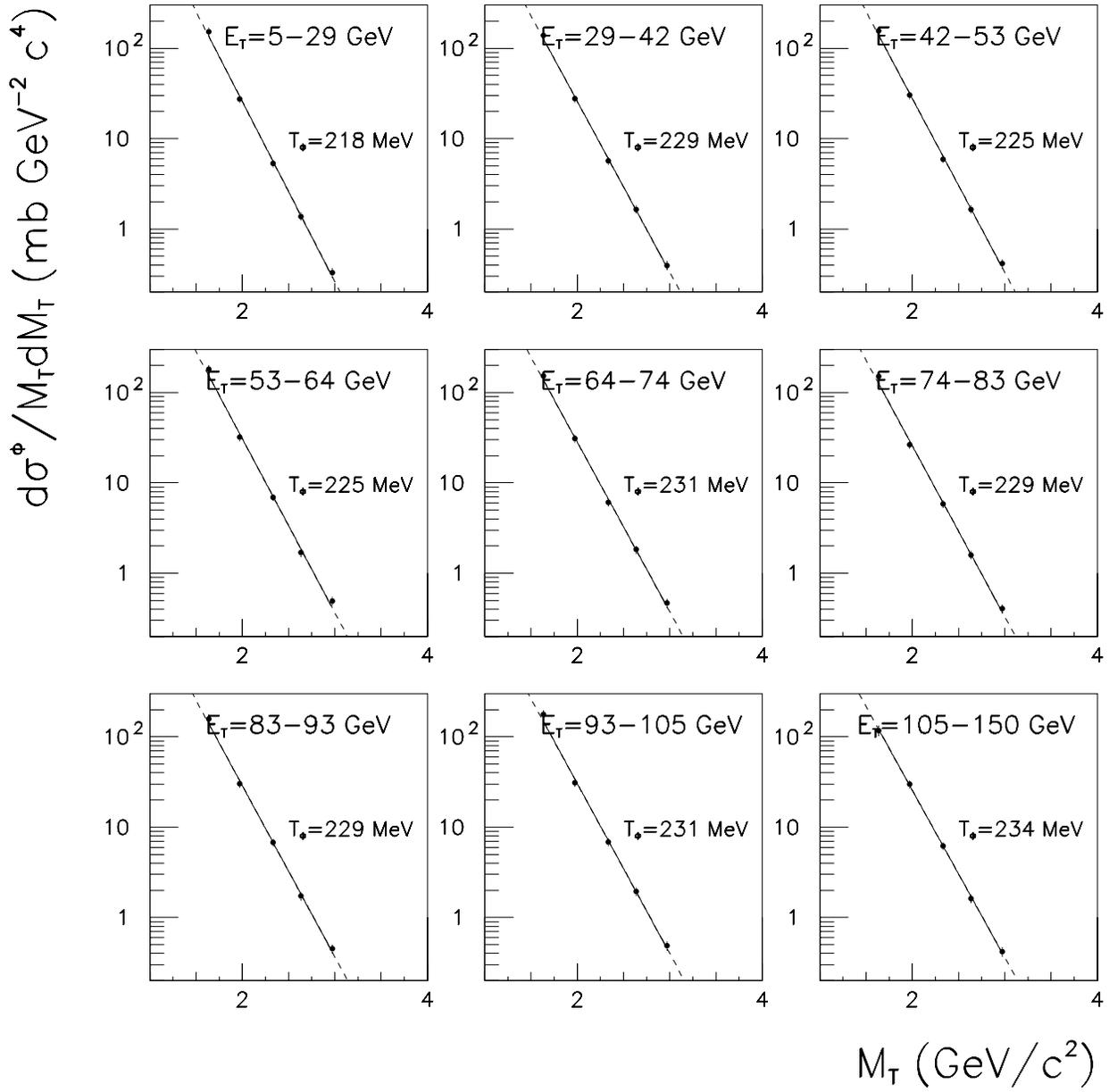


Figure 6.6: *Pb-Pb*: ajustement de T_ϕ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

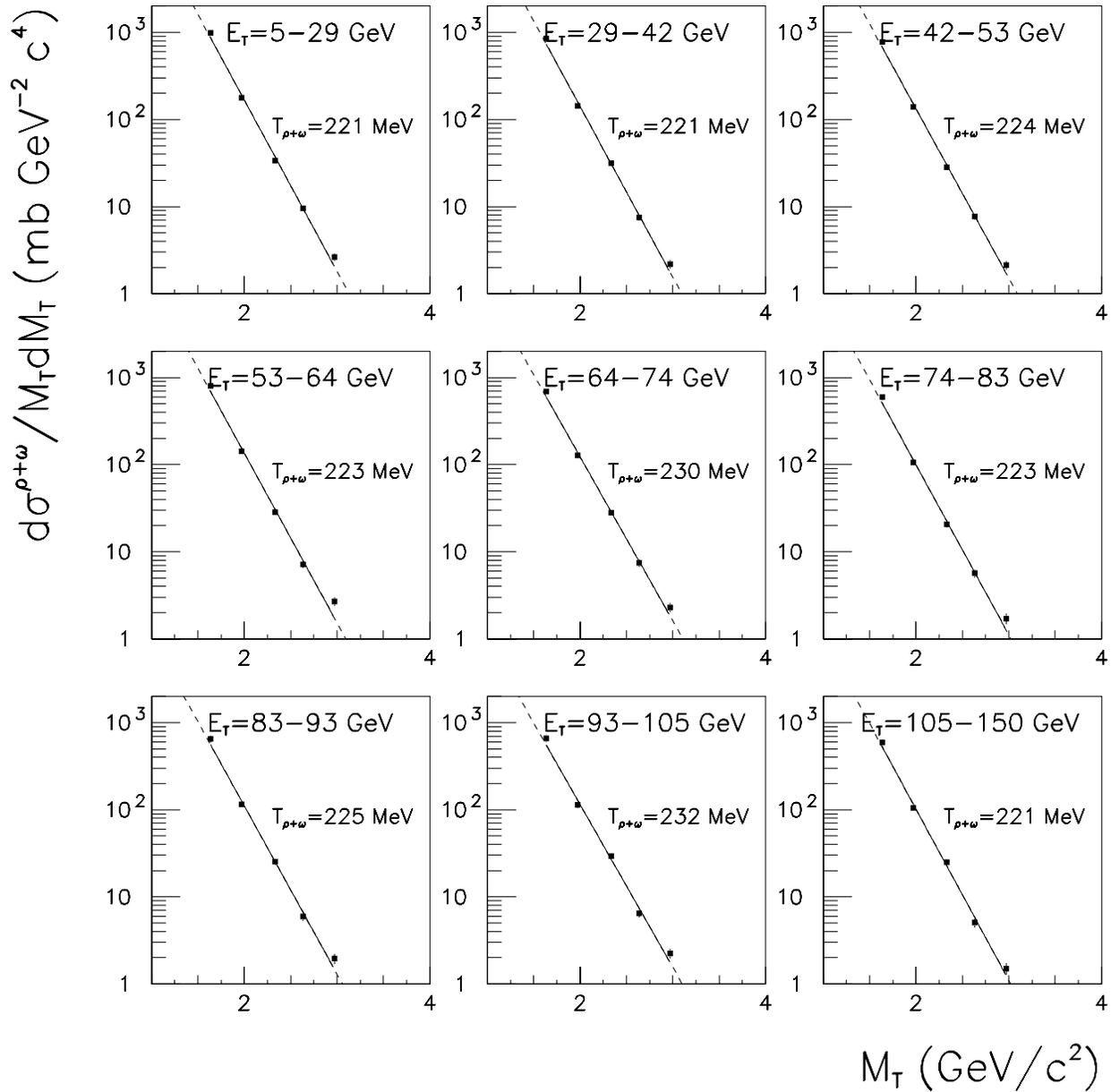


Figure 6.7: Pb-Pb: ajustement de $T_{\rho+\omega}$ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

ΔE_T	ΔE_T^1	ΔE_T^2	ΔE_T^3	ΔE_T^4	ΔE_T^5
T^ϕ (MeV)	218 ± 6	229 ± 7	225 ± 7	225 ± 7	231 ± 7
$T^{\rho+\omega}$ (MeV)	221 ± 4	221 ± 5	224 ± 5	223 ± 7	230 ± 6

ΔE_T	ΔE_T^6	ΔE_T^7	ΔE_T^8	ΔE_T^9
T^ϕ (MeV)	229 ± 6	229 ± 6	231 ± 8	234 ± 7
$T^{\rho+\omega}$ (MeV)	223 ± 6	225 ± 7	232 ± 7	221 ± 6

Tableau 6.9: *Pb-Pb*: valeurs des pentes inverses obtenues en ajustant avec la distribution $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour chaque intervalle en E_T .

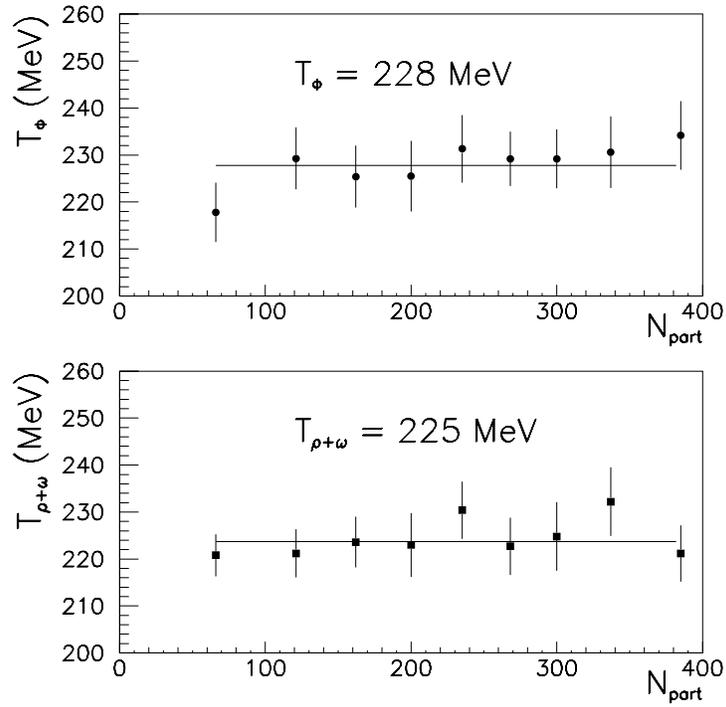


Figure 6.8: *Pb-Pb*: détermination de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ après ajustement avec la fonction $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

6.3 Les multiplicités.

Définition.

La multiplicité d'une particule est le nombre de particules de cette espèce produites par collision Pb-Pb dans la cible. Nous nous intéressons à l'évolution de cette quantité en fonction de N_{part} par intervalle en masse transverse.

Les valeurs de la multiplicité d'une particule sont obtenues en faisant le rapport du spectre en E_T du nombre de particules produites et du spectre en E_T du Minimum Bias correspondant aux événements pour lesquels il y a eu interaction dans la cible. Ce dernier spectre est obtenu en exigeant que de l'énergie ait été déposée dans le calorimètre à zéro degré, signant le passage d'un ion de plomb ou de fragments ou nucléons spectateurs, et en imposant un seuil minimum à l'énergie transverse mesurée par le calorimètre électromagnétique afin de ne sélectionner que les événements pour lesquels il y a eu interaction. Cependant pour une question de place mémoire, tous les événements pour lesquels il y a eu interaction ne sont pas enregistrés sur bande, un prescaling est effectué : un événement sur 2^{18} est mis sur bande.

Pour chaque combinaison $[\Delta M_T^i, \Delta E_T^j]$, la multiplicité N_R^m de la résonance R est donnée par :

$$N_R^m(\Delta M_T^i, \Delta E_T^j) = \frac{N_R^{détectés}(\Delta M_T^i, \Delta E_T^j) / (Acc_R \times Br_R)}{N_{M.B.}(\Delta E_T^j) \times 2^{18} \times \varepsilon_{trigger} \times \varepsilon_{dimurec}}$$

où $N_{M.B.}$ est le nombre d'événements Minimum Bias enregistrés sur bande.

Nous ne devons corriger que des efficacités $\varepsilon_{trigger}$ et $\varepsilon_{dimurec}$ car la même sélection d'événements a été appliquée aux événements dimuons et Minimum Bias.

Les incertitudes.

Trois types d'incertitudes sont considérés pour les multiplicités de la résonance R :

- Les barres d'incertitude statistique (reportées sur les figures) : $E_{N_R^{détectés}}(stat)$, le minimum bias ayant une incertitude statistique négligeable.
- L'incertitude de méthode constante à l'intérieur d'un intervalle ΔM_T^i en M_T :

$$\sqrt{(E_{Acc_R}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{N_R}^{\Delta M_T^i}(meth))^2} = 8.6 \% \text{ pour le méson } \phi \text{ et } 5.4 \% \text{ pour les mésons } \rho + \omega.$$

- L'incertitude systématique due aux incertitudes sur les efficacités :

$$\sqrt{(E_{\varepsilon_{trigger}})^2 + (E_{\varepsilon_{dimurec}})^2} = 2.3\%.$$

Multiplicités de ϕ et $\rho + \omega$ en fonction de N_{part} .

Remarque : Le premier point correspondant à $N_{part} = 66$ n'est pas reporté du fait d'un problème de contamination du minimum bias par les interactions dans l'air, pour $E_T < 30$ GeV.

L'évolution des multiplicités pour chaque intervalle en M_T avec E_T pour ϕ et $\rho + \omega$ est donnée dans la figure 6.10 et celles des multiplicités divisées par le nombre de participants N_{part} dans la figure 6.11. Les multiplicités pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c² sont présentées sur la figure 6.9.

Pour chaque intervalle en masse transverse, nous observons une augmentation de la multiplicité des mésons ϕ et $\rho + \omega$ avec le nombre de nucléons participants. Les spectres des multiplicités divisées par N_{part} nous permettent de mieux étudier cette augmentation : alors que la multiplicité des mésons ρ et

ω présente un comportement linéaire avec N_{part} ($\frac{dN_{\rho+\omega}^m/dM_T}{N_{part}}$ plat), pour le méson ϕ , une augmentation supplémentaire de 60 % est observée.

L'accroissement du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ avec la centralité de la collision est donc dû à l'augmentation de la production du méson ϕ et non pas à une baisse de celle des mésons ω et/ou ρ .

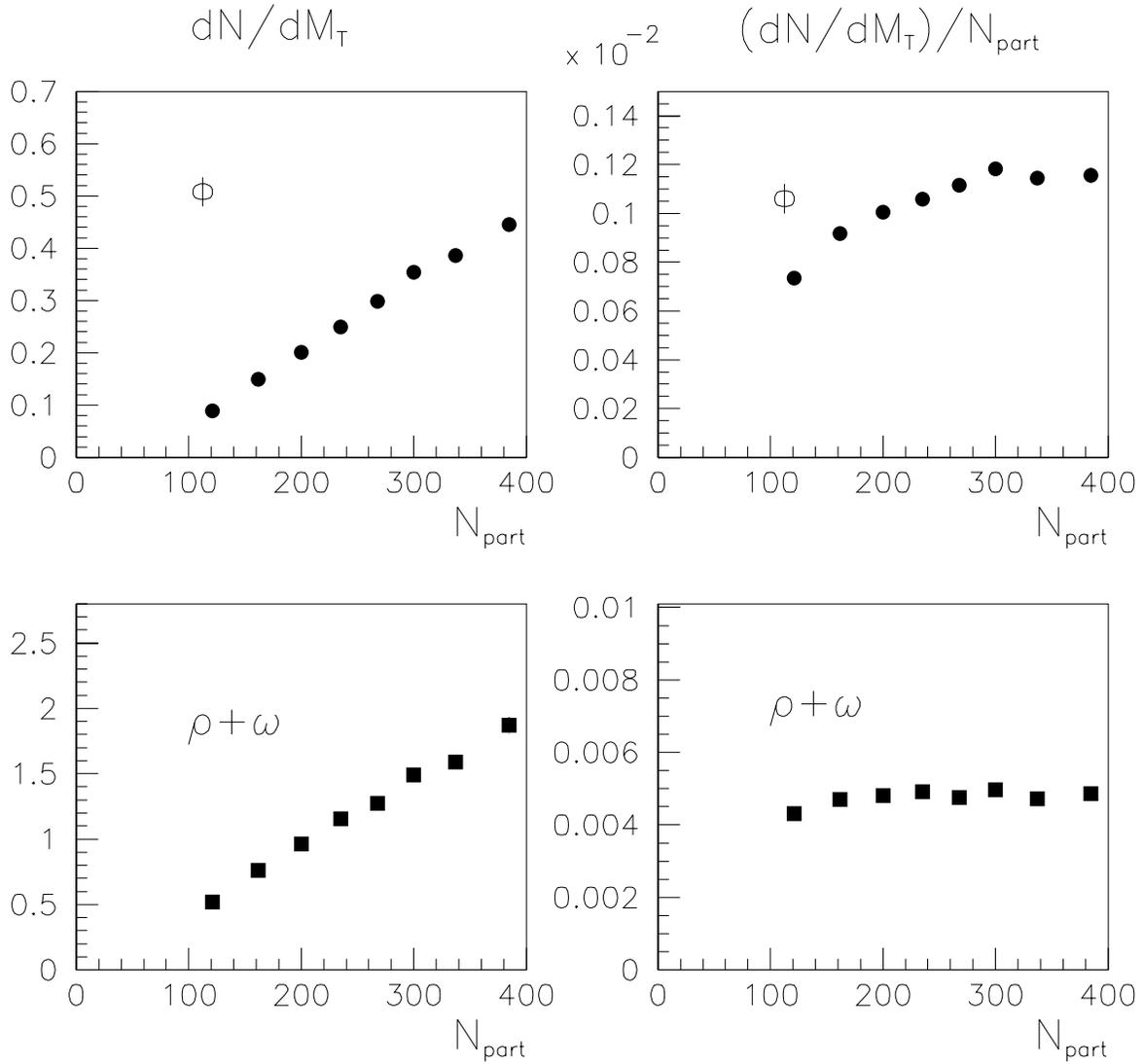


Figure 6.9: Multiplicités et multiplicités divisées par N_{part} des mésons ϕ et $\rho+\omega$ en fonction de N_{part} pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$.

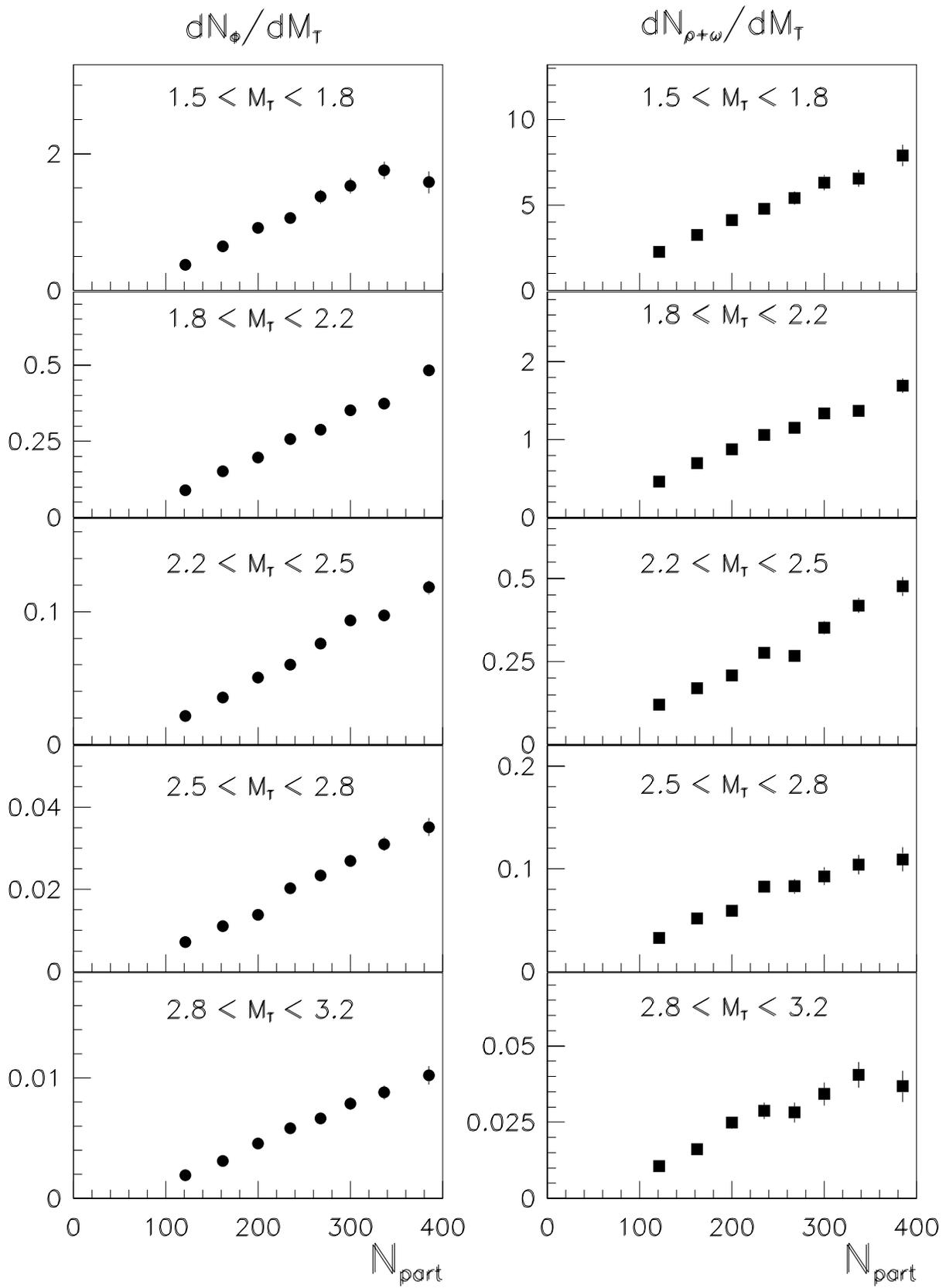


Figure 6.10: Multiplicités de ϕ et $\rho + \omega$ par unité de M_T en fonction du nombre de participants N_{part} par intervalle en M_T .

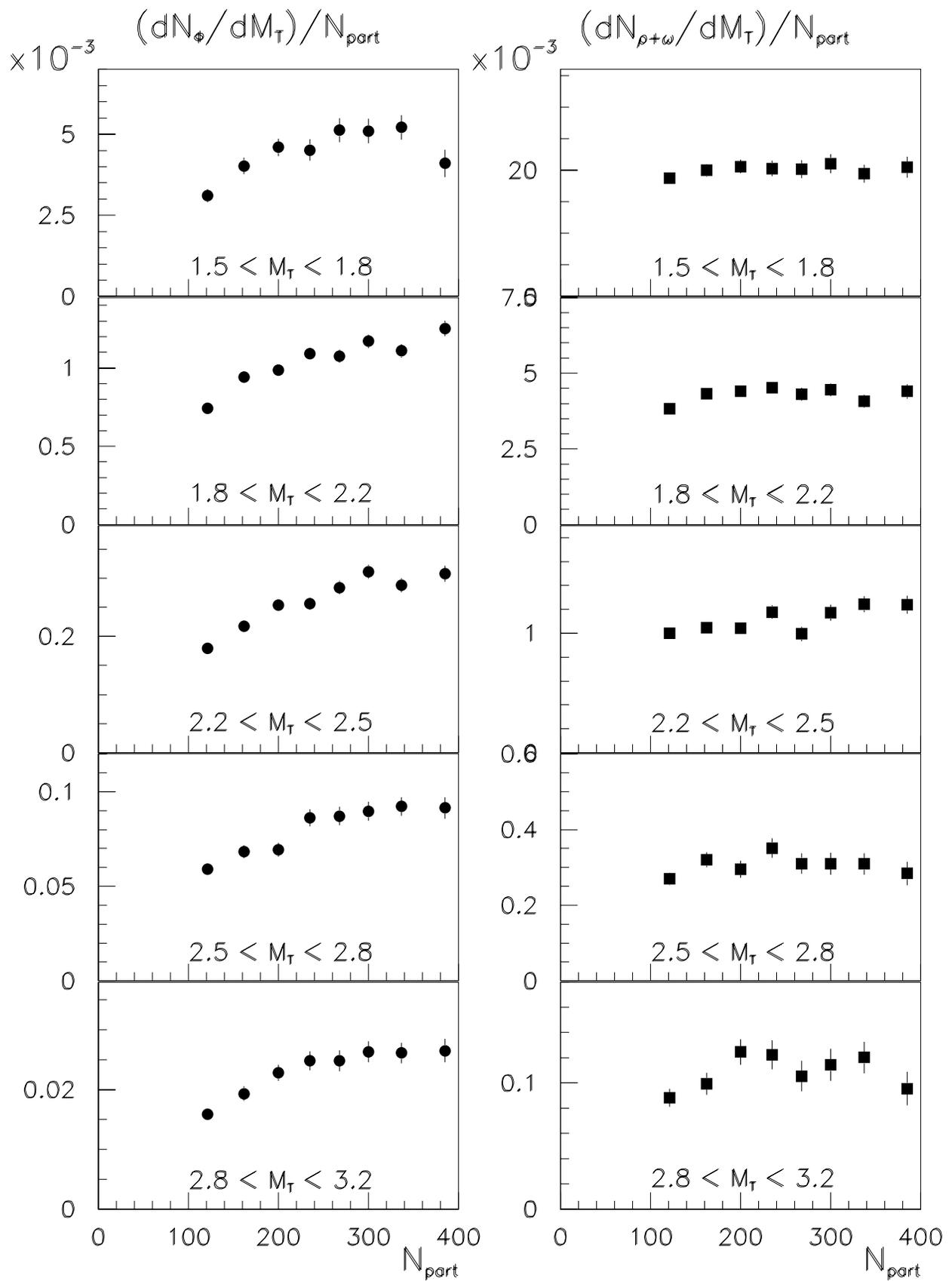


Figure 6.11: Multiplicités divisées par N_{part} des mésons ϕ et $\rho + \omega$ par unité de M_T en fonction de N_{part} par intervalle en M_T .

Chapitre 7

Test des valeurs des acceptances des dimuons de basse masse.

Le dispositif expérimental de l'expérience NA50 est optimisé pour la détection des dimuons de haute masse : issus des mésons J/ψ , ψ' et pour le mécanisme Drell-Yan. Les muons issus de la désintégration de ces dimuons ont une grande impulsion transverse. Pour obtenir une résolution en masse satisfaisante ($\approx 100 \text{ MeV}/c^2$), il a donc été choisi d'utiliser une grande valeur du champ magnétique (dans l'aimant toroïdal) : 0.383 Tesla mètre créé par un courant de 7000 A. Les muons sont alors assez fortement déviés pour pouvoir mesurer précisément leur impulsion transverse et par conséquent la masse du dimuon.

Or une grande valeur du champ magnétique diminue fortement les valeurs des acceptances pour les dimuons de basse masse ($M \leq 2 \text{ GeV}/c^2$) auxquels nous nous intéressons. Ces dimuons correspondent à des muons de petite valeur d'impulsion transverse qui sont donc fortement déviés dans un champ magnétique important (la déviation angulaire $\Delta\theta$ subie par une particule chargée dans le champ toroïdal étant inversement proportionnelle à son impulsion transverse). Une proportion importante de ces muons sortent alors de l'aimant et ne déclenchent donc pas de trigger. De plus, une partie des muons correspondant à des dimuons acceptés passent aux extrémités du volume des zones actives des éléments de l'appareillage, dont les effets sur la valeur de l'acceptance sont plus difficilement simulables. Ceci aboutit à des valeurs d'acceptance (obtenues à partir de simulations) relativement faibles, inférieures à 1 % pour les dimuons de masse transverse inférieure à $1.8 \text{ GeV}/c^2$ (voir paragraphe 5.5) et c'est dans cette région en M_T que nous avons rencontré des difficultés pour ajuster les spectres simulés (cf paragraphe 5.4).

Nous avons donc décidé de tester la validité de nos simulations obtenues pour les dimuons de basse masse pour les données Pb-Pb (où $I = 7000 \text{ A}$).

7.1 Test des valeurs des acceptances.

7.1.1 Principe de la méthode.

Le test consiste à comparer les taux de dimuons de basse masse mesurés pour deux valeurs du champ dans l'aimant, aux valeurs des acceptances simulées.

Ainsi, nous avons choisi d'étudier le nombre de dimuons détectés dans les collisions p-Ag à 450 GeV (en mai 2000) pour des courants de 4000 A et 7000 A dans l'aimant. Nous partons de l'hypothèse que les valeurs des acceptances simulées obtenues pour $I = 4000$ A sont correctes car elles correspondent à des valeurs d'acceptances importantes (toujours supérieures à 1.5 %) pour les résonances ϕ , ρ et ω .

La méthode consiste à comparer les rapports suivants :

$$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}} \text{ et } \frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$$

pour un intervalle en masse transverse donné.

N^{exp} est le nombre de dimuons mesurés, normalisé par le nombre d'ions incidents, obtenu grâce aux compteurs à argonium. Les prises de données correspondant aux deux valeurs du champ ayant eu lieu au cours de la même période, cela permet de nous affranchir des calculs des efficacités puisqu'elles sont égales et s'annulent donc dans le rapport. $(Acc)_{4000A}$ et $(Acc)_{7000A}$ sont les acceptances obtenues grâce aux simulations pour les deux valeurs du champ.

Pour conclure que la simulation reproduit bien l'acceptance du dispositif expérimental, les deux rapports (expérimentaux et simulés) doivent être égaux ou encore le rapport $\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}} / \frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$ doit être très proche de 1.

Nous nous intéressons aux valeurs des acceptances obtenues pour les mésons ϕ , ρ et ω . N^{exp} peut soit être le nombre de dimuons détectés dans les intervalles en masse correspondant à ces résonances (en ayant soustrait de bruit de fond combinatoire), soit être le nombre de résonances extrait de l'ajustement des spectres en masse (comme décrit au paragraphe 5.6). Nous calculons les acceptances correspondant à chaque définition de N^{exp} .

7.1.2 Paramètres des simulations.

Les paramètres de génération, utilisés pour le calcul des acceptances simulées, sont obtenus après ajustement des spectres expérimentaux (comme dans le paragraphe 5.4) et leurs valeurs sont données dans le tableau 7.1.

Pour la soustraction du bruit de fond des spectres expérimentaux, la valeur de R (correspondant au système p-Ag) utilisée est celle donnée dans [SOA98]: $R = 1.21(\pm 0.04)$.

Les valeurs des acceptances obtenues pour les tranches en masses $0.95 \leq M \leq 1.15$ GeV/ c^2 pour le méson ϕ et $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/ c^2 pour les mésons ω et ρ sont données dans le tableau 7.2 et celles pour toute masse dans le tableau 7.3.

composante	ϕ	ω	ρ	continuum
T (MeV)	227	230	220	$146 + 40 \times M^a$
σ_y	1.2	1.8	10.	10.

Tableau 7.1: Paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations en p-Ag 4000 A et 7000 A.

^a Avec M en GeV/ c^2 .

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ϕ pour: $0.95 \leq M \leq 1.15$ GeV/c ²						
4000 A	2.73±0.01	1.54±0.01	4.50±0.04	6.94±0.11	7.71±0.20	7.43±0.32
7000 A	0.76±0.01	0.17	1.41±0.01	3.55±0.06	4.30±0.12	4.77±0.21
ω pour: $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c ²						
4000 A	2.42±0.01	1.99±0.02	3.18±0.03	3.69±0.08	3.45±0.13	2.89±0.21
7000 A	0.55	0.22	0.99±0.01	1.78±0.04	2.09±0.07	1.97±0.12
ρ pour: $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c ²						
4000 A	2.74±0.02	2.30±0.02	3.63±0.05	3.80±0.11	3.77±0.21	3.35±0.34
7000 A	0.61±0.01	0.26±0.01	1.16±0.02	1.98±0.07	2.13±0.12	1.95±0.20

Tableau 7.2: Acceptances (en %) des résonances pour les tranches en masse $0.95 \leq M \leq 1.15$ et $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c². (Les incertitudes indiquées sont uniquement statistiques et elles n'apparaissent pas lorsqu'elles sont inférieures ou égales à 0.005 %.)

7.1.3 Résultats du test.

Les rapports expérimentaux et simulés obtenus pour les deux options pour les différents intervalles en masse transverse sont donnés dans le tableau 7.4 et présentés dans la figure 7.1.

Pour les mésons ω et ρ , les rapports expérimentaux et simulés sont partout compatibles.

Pour le méson ϕ , un écart entre les valeurs des deux rapports est observé pour les deuxième ($1.8 \leq M_T \leq 2.2$ GeV/c²) et troisième ($2.2 \leq M_T \leq 2.5$ GeV/c²) intervalles en masse transverse (les barres d'incertitude ne se recouvrent pas). L'écart le plus grand est de 12 % (pour le troisième intervalle en M_T), cependant les deux rapports ne sont séparés que de 2.4σ . Par contre, nous ne constatons pas de désaccord entre les deux valeurs pour les dimuons de masse transverse telle que $1.5 \leq M_T \leq 1.8$ GeV/c² (i.e. de faible masse transverse).

Conclusion :

La variation de l'acceptance expérimentale des dimuons de masse inférieure à 2 GeV/c², lorsque l'on passe d'un courant dans l'aimant de 4000 A à un courant de 7000 A, semble donc être reproduite de manière satisfaisante par les simulations.

Le seul paramètre important qu'il n'a pas encore été testé - et qui est également responsable des faibles valeurs d'acceptance des résonances ϕ , ρ et ω - est l'effet des 80 cm de fer (mis à la place du carbone) à la fin de l'absorbeur principal (pour l'expérience NA50) pour l'optimisation du dispositif expérimental.

Afin de tester si la dégradation des impulsions des muons dans les 80 cm de fer pourrait être mal simulée et par conséquent avoir une influence sur les valeurs des acceptances, une première étude a été faite à partir des données S-U 1992 "set-up psi" et 1991 "set-up phi". La différence entre ces deux dispositifs est la nature du matériau présent dans les 80 cm à la fin de l'absorbeur : du fer pour le "set-up psi" et du carbone pour le "set-up phi" (et la partie centrale du calorimètre électromagnétique qui a été retirée pour le "set-up phi"). La comparaison des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ (corrigés d'acceptance) obtenus pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c² à partir des deux sets de données expérimentales et de simulations

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ϕ :						
4000 A	3.70±0.02	2.15±0.02	5.97±0.04	9.27±0.12	10.30±0.22	10.56±0.38
7000 A	1.01±0.01	0.24	1.84±0.02	4.69±0.07	5.72±0.13	6.48±0.24
ω :						
4000 A	3.76±0.02	2.95±0.02	5.13±0.04	6.07±0.10	6.18±0.18	5.26±0.28
7000 A	0.86±0.01	0.32	1.57±0.02	2.91±0.05	3.45±0.09	3.41±0.15
ρ :						
4000 A	3.10±0.02	2.49±0.02	4.25±0.04	4.82±0.10	4.95±0.18	4.53±0.31
7000 A	0.69±0.01	0.28	1.33±0.02	2.41±0.06	2.67±0.11	2.41±0.18

Tableau 7.3: Acceptances (en %) des résonances (avec les incertitudes statistiques, elles n'apparaissent pas lorsqu'elles sont inférieures ou égales à 0.005 %).

correspondantes, montre qu'ils sont compatibles. Cependant, une expérience avec et sans les 80 cm de fer serait nécessaire afin de tester plus directement l'effet du cylindre de fer.

7.1.4 Conséquence sur la pente inverse du méson ϕ .

Nous avons cependant voulu évaluer l'effet des différences observées dans le paragraphe précédent pour le méson ϕ , sur la valeur de la pente effective obtenue pour les données Pb-Pb. Pour cela, les nombres de mésons ϕ produits en Pb-Pb ont été corrigés du rapport $\eta = \frac{(N^{\text{détectés}})_{4000A}/(Acc)_{4000A}}{(N^{\text{détectés}})_{7000A}/(Acc)_{7000A}}$ obtenu en p-Ag :

$$(N_\phi)_{Pb-Pb}^{\text{vraie}} = \frac{(N_\phi^{\text{détectés}})_{Pb-Pb}}{(Acc)_{Pb-Pb}^{\text{vraie}}} = \frac{(N_\phi^{\text{détectés}})_{Pb-Pb}}{(Acc)_{Pb-Pb}} \times \eta$$

En procédant ainsi pour les sections efficaces, nous avons effectué un ajustement de $\frac{d\sigma^\phi}{M_T dM_T}$ pour déterminer les valeurs des pentes inverses "vraies". Les résultats ainsi obtenus sont les suivants :

- sans correction (d'après le paragraphe 6.2.5) :

$$T_\phi = 228 \pm 6 \text{ MeV}, \chi^2 = 0.90$$

- avec correction par les valeurs de η déterminées pour $0.95 \leq M \leq 1.15 \text{ GeV}/c^2$:

$$T_\phi = 227 \pm 6 \text{ MeV}, \chi^2 = 0.46$$

- avec correction par les valeurs de η déterminées à partir de l'ajustement des spectres en masse ("fits") :

$$T_\phi = 221 \pm 5 \text{ MeV}, \chi^2 = 0.35$$

Bien que cette correction améliore la valeur du χ^2 , elle ne change pas de manière significative la valeur de T . Même si les valeurs des acceptances sont faibles pour les dimuons de masse transverse inférieure à $1.8 \text{ GeV}/c^2$, elles ne peuvent donc pas être mises en cause pour la valeur de la température effective obtenue pour le méson ϕ .

ΔM_T (GeV/c ²)	1.5-3.2	1.5-1.8	1.8-2.2	2.2-2.5	2.5-2.8	2.8-3.2
ϕ pour : $0.95 \leq M \leq 1.15$ GeV/c ²						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	3.59±0.04	8.63±0.22	3.35±0.06	2.15±0.06	1.77±0.07	1.52±0.09
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	3.57±0.04	9.02±0.21	3.18±0.05	1.96±0.04	1.79±0.07	1.56±0.10
ϕ :						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	3.80±0.09	9.43±0.70	3.59±0.13	2.24±0.10	1.75±0.10	1.46±0.11
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	3.656±0.03	9.12±0.18	3.24±0.04	1.98±0.04	1.80±0.06	1.63±0.08
ω pour : $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c ²						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	4.48±0.04	8.99±0.15	3.28±0.05	2.10±0.06	1.74±0.08	1.61±0.11
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	4.41±0.05	9.03±0.18	3.21±0.05	2.07±0.06	1.65±0.09	1.47±0.14
ω :						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	4.39±0.07	9.15±0.33	3.26±0.07	2.10±0.07	1.74±0.09	1.68±0.12
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	4.36±0.04	9.17±0.15	3.26±0.04	2.09±0.05	1.79±0.07	1.54±0.11
ρ pour : $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c ²						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	4.48±0.04	8.99±0.15	3.28±0.05	2.10±0.06	1.74±0.08	1.61±0.11
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	4.51±0.07	8.95±0.24	3.12±0.07	1.91±0.09	1.77±0.14	1.72±0.25
ρ :						
$\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$	4.39±0.07	9.15±0.33	3.26±0.07	2.10±0.07	1.74±0.09	1.68±0.12
$\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$	4.47±0.05	9.04±0.18	3.19±0.05	2.00±0.07	1.85±0.10	1.88±0.19

Tableau 7.4: Valeurs des rapports $\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$ et $\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$ (les incertitudes indiquées sont statistiques).

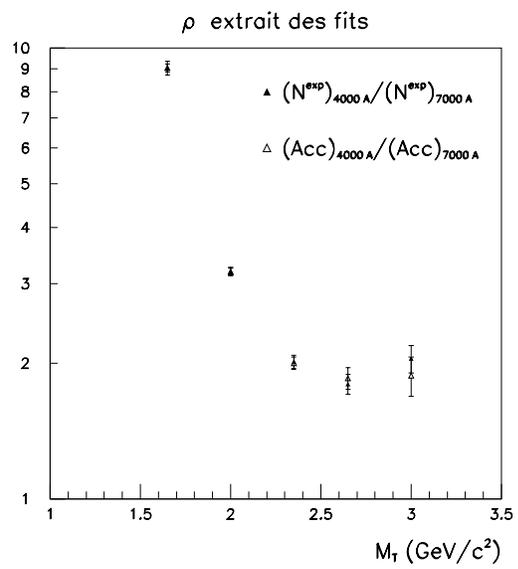
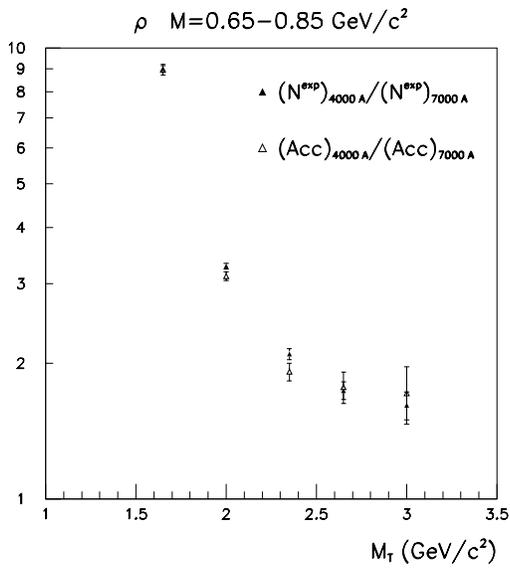
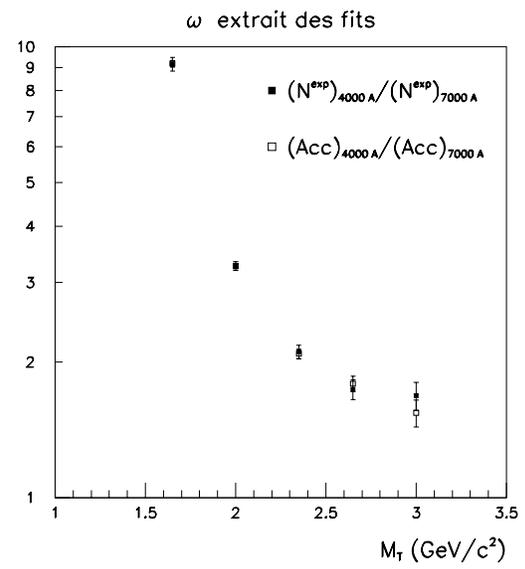
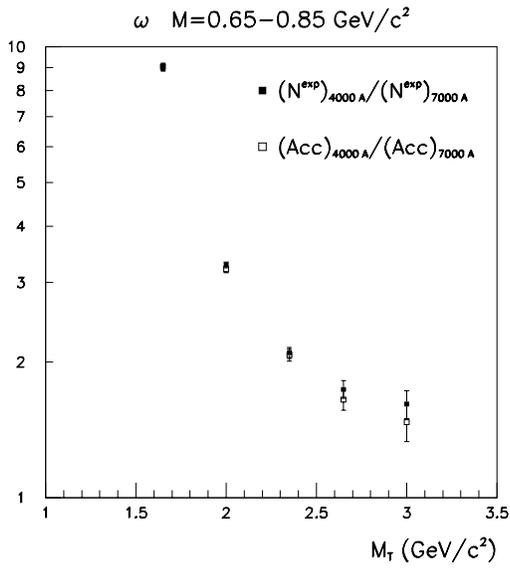
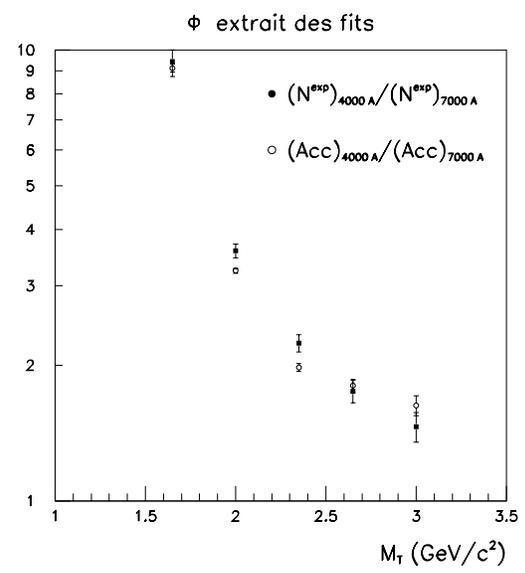
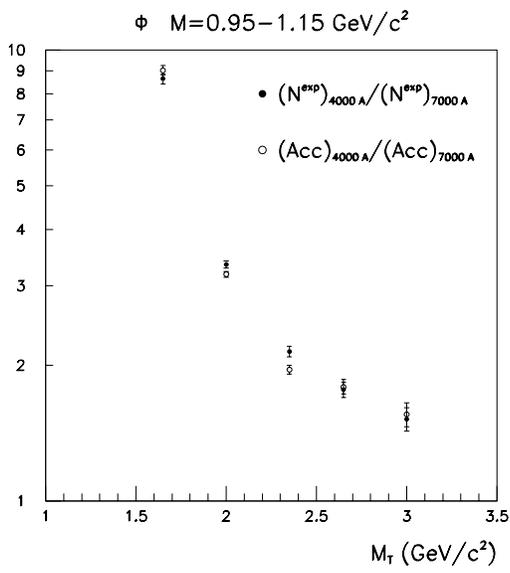


Figure 7.1: Rapports $\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$ et $\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$ correspondant aux tranches en masses (à gauche) et extraits des ajustements des spectres en masse ("fits" à droite).

Chapitre 8

Rapport $(K^+ + K^-)/\pi$.

Les paires de dimuons de même signe ($N^{\mu^+\mu^+}$ et $N^{\mu^-\mu^-}$) sont essentiellement dues à la combinaison aléatoire de deux muons issus de la désintégration de pions et de kaons. Du fait de la forte corrélation qui existe entre l'impulsion du muon et celle du pion ou du kaon, l'étude de ces paires peuvent nous renseigner sur l'évolution du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ avec la centralité des collisions Pb-Pb et S-U. Ce rapport nous fournit une information supplémentaire sur l'augmentation de la production des quarks étranges comparée à celle des quarks légers. La comparaison de la production des kaons à celle des pions a déjà été étudiée par l'expérience NA49 au SPS du CERN et l'est également par des expériences utilisant des faisceaux de plus basse énergie : l'expérience E866 à l'AGS (BNL, Au-Au à 11.1 GeV/c par nucléon) et l'expérience KaoS à SIS¹ (GSI², Au-Au à 1. GeV/c par nucléon).

Dans l'expérience NA38, une étude de la production des kaons et des pions à partir des paires de muons de même signe, différente de celle présentée ici, a été faite pour les collisions p-U, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon (voir [PER91, ABR88, ABR92]).

1. Heavy Ion Synchrotron
2. Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Allemagne

8.1 Extraction du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ à partir des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$.

Le nombre de paires de $\mu^+\mu^+$, $n^{\mu^+\mu^+}$, pour une collision A-B de paramètre d'impact b fixé est donné par :

$$\begin{aligned} n^{\mu^+\mu^+} &= \frac{n_{\pi^+}(n_{\pi^+} - 1)}{2} \langle \omega_{\pi} \rangle^2 \\ &+ \frac{n_{K^+}(n_{K^+} - 1)}{2} \langle \omega_K \rangle^2 \\ &+ n_{\pi^+} n_{K^+} \langle \omega_{\pi} \rangle \langle \omega_K \rangle \end{aligned}$$

où n_{π^+} et n_{K^+} sont les nombres de mésons π^+ et K^+ créés lors d'une collision A-B. $\langle \omega_{\pi} \rangle$ et $\langle \omega_K \rangle$ sont les probabilités moyennes pour un pion et un kaon de se désintégrer en $\mu \nu$.

Soit $\langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle$ la valeur moyenne de $n^{\mu^+\mu^+}$:

$$\begin{aligned} \langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle &= \langle \frac{n_{\pi^+}(n_{\pi^+} - 1)}{2} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle^2 \\ &+ \langle \frac{n_{K^+}(n_{K^+} - 1)}{2} \rangle \langle \omega_K \rangle^2 \\ &+ \langle n_{\pi^+} \rangle \langle n_{K^+} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle \langle \omega_K \rangle \end{aligned}$$

Si nous supposons que les multiplicités des pions et des kaons vérifient une distribution de Poisson, c'est à dire $\langle n \rangle = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$, nous pouvons écrire :

$$\langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle = \frac{1}{2} (\langle n_{\pi^+} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle + \langle n_{K^+} \rangle \langle \omega_K \rangle)^2 \quad (8.1)$$

Nous avons les relations équivalentes pour $\mu^-\mu^-$.

Soient $Acc^{\mu^+\mu^+}$ la probabilité de détecter une paire $\mu^+\mu^+$ (qui est encore l'acceptance de la paire) et N_{A-B} le nombre total de collisions A-B (noyau-noyau) ayant eu lieu lors de la prise de données. Le nombre de paires $\mu^+\mu^+$ mesurées $N_{exp}^{\mu^+\mu^+}$ s'exprime alors de la manière suivante :

$$\begin{aligned} N_{exp}^{\mu^+\mu^+} &= N_{A-B} \frac{1}{2} (\langle n_{\pi^+} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle + \langle n_{K^+} \rangle \langle \omega_K \rangle)^2 Acc^{\mu^+\mu^+} \\ &= N_{A-B} \langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle Acc^{\mu^+\mu^+} \end{aligned}$$

8.1.1 Utilisation du rapport $N^{\mu^+\mu^+}/N^{\mu^-\mu^-}$.

Il est très avantageux d'utiliser le rapport des nombres de paires de muons de même signe détectées pour les deux polarités du champ :

$$\frac{N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp+} N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp-}}{N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp+} N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp-}}$$

puisqu'il permet de s'affranchir du calcul des acceptances. En effet,

$$\frac{N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp+} N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp-}}{N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp+} N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp-}} = \frac{N_{A-B}^{chp+} \langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle Acc^{\mu^+\mu^+,chp+} \times N_{A-B}^{chp-} \langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle Acc^{\mu^+\mu^+,chp-}}{N_{A-B}^{chp+} \langle n^{\mu^-\mu^-} \rangle Acc^{\mu^-\mu^-,chp+} \times N_{A-B}^{chp-} \langle n^{\mu^-\mu^-} \rangle Acc^{\mu^-\mu^-,chp-}}$$

où N_{A-B}^{chp+} et N_{A-B}^{chp-} sont les nombres de collisions A-B pendant la prise de données en champ + et en champ - respectivement.

$Acc^{\mu^+\mu^+,chp+}$, $Acc^{\mu^+\mu^+,chp-}$, $Acc^{\mu^-\mu^-,chp+}$ et $Acc^{\mu^-\mu^-,chp-}$ sont les acceptances des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ pour un champ positif et un champ négatif.

Or par invariance par conjugaison de charge, nous obtenons les relations :

$$\begin{aligned} Acc^{\mu^+\mu^+,chp+} &= Acc^{\mu^-\mu^-,chp-} \\ Acc^{\mu^+\mu^+,chp-} &= Acc^{\mu^-\mu^-,chp+} \end{aligned}$$

Aussi les acceptances s'éliminent dans le rapport (ainsi que N_{A-B}^{chp+} et N_{A-B}^{chp-}) et nous pouvons écrire :

$$\frac{N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp+} N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp-}}{N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp+} N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp-}} = \left(\frac{\langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle}{\langle n^{\mu^-\mu^-} \rangle} \right)^2 \quad (8.2)$$

Remarque: Les acceptances s'éliminant deux à deux, il n'est donc pas nécessaire d'appliquer la coupure image (voir paragraphe 4.3) qui elle permet d'égaliser les acceptances des paires quelque soit la charge des muons et le signe du champ magnétique dans l'aimant.

8.1.2 Expression du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$.

Nous posons : $x = \left(\frac{N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp+} N_{exp}^{\mu^+\mu^+,chp-}}{N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp+} N_{exp}^{\mu^-\mu^-,chp-}} \right)^{\frac{1}{4}}$.

Nous avons donc, d'après les relations 8.2 et 8.1:

$$\begin{aligned} x &= \sqrt{\frac{\langle n^{\mu^+\mu^+} \rangle}{\langle n^{\mu^-\mu^-} \rangle}} \\ &= \frac{\langle n_{\pi^+} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle + \langle n_{K^+} \rangle \langle \omega_K \rangle}{\langle n_{\pi^-} \rangle \langle \omega_{\pi} \rangle + \langle n_{K^-} \rangle \langle \omega_K \rangle} \end{aligned}$$

La probabilité ω pour un pion ou un kaon, d'impulsion longitudinale p_z et de paramètres relativistes γ et β dans le référentiel du laboratoire, de se désintégrer sur une distance z en un muon et un neutrino est donnée par :

$$\begin{aligned} \omega_m &= Br(m \rightarrow \mu \nu) \left(1 - exp \left(- \frac{z}{\cos \alpha \gamma \beta c \tau_m} \right) \right) \\ &= Br(m \rightarrow \mu \nu) \left(1 - exp \left(- \frac{z M_m}{p_z \tau_m} \right) \right) \end{aligned}$$

où $m = \pi$ ou K , $Br(m \rightarrow \mu \nu)$ est le rapport de branchement du méson considéré, τ_m sa durée de vie au repos, M_m sa masse et α est l'angle entre son vecteur impulsion et l'axe du faisceau. Les caractéristiques des mésons π et K sont données dans le tableau 8.1.

Nous cherchons maintenant une relation approchée de l'expression de ω_m , qui sera justifiée par des observations expérimentales et grâce à des simulations.

Observation des spectres expérimentaux.

Les distributions en impulsion longitudinale (p_z^μ) et transverse (p_T^μ) des muons issus des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ détectés expérimentalement dans les collisions Pb-Pb et S-U sont présentées dans les figures 8.1 et 8.2.

Nous observons que l'impulsion longitudinale des muons mesurés est telle que : $p_z^\mu \geq 8$ GeV/c pour Pb-Pb (figure 8.1 b)) et $p_z^\mu \geq 6$ GeV/c pour S-U (figure 8.2 b)).

	masse (MeV/c ²)	$Br(m \rightarrow \mu \nu)$	$c\tau$ (m)
π	139.57	100 %	7.804
K	493.7	63.5 %	3.713

Tableau 8.1: Caractéristiques des mésons π et K .

Informations issues des simulations.

De plus, comme nous le verrons au paragraphe suivant consacré aux simulations :

- Il existe une forte corrélation entre l'impulsion des mésons (π et K) et celles des muons. En particulier, pour l'impulsion longitudinale elle peut s'approximer par $p_z^\mu \approx 0.8 p_z^{\pi,K}$.
- La distance z , le long de l'axe du faisceau, entre le point de désintégration des pions et des kaons et les cibles est inférieure à 4 mètres.

Ces différentes considérations nous autorisent à écrire, puisque $\frac{z M_m}{p_z \tau_m} \ll 1$:

$$1 - \exp\left(-\frac{z M_m}{p_z \tau_m}\right) \approx \frac{z M_m}{p_z \tau_m}$$

$$\omega_m \approx Br(m \rightarrow \mu \nu) \frac{z M_m}{p_z \tau_m}$$

Et en considérant la valeur moyenne de ω_m :

$$\langle \omega_m \rangle = Br(m \rightarrow \mu \nu) \frac{z M_m}{\langle p_z \rangle \tau_m}$$

Si $\langle p_z^\pi \rangle \approx \langle p_z^K \rangle$, autre condition à vérifier grâce aux simulations, alors nous pouvons exprimer x de la manière suivante :

$$x = \frac{\langle n_{\pi^+} \rangle + \langle n_{K^+} \rangle f_K}{\langle n_{\pi^-} \rangle + \langle n_{K^-} \rangle f_K}$$

avec $f_K = \frac{M_K Br(K \rightarrow \mu \nu) \tau_\pi}{M_\pi \tau_K} = 4.7$ (et $Br(\pi \rightarrow \mu \nu) = 1$).

Or des expériences au SPS du CERN ont mesuré d'une part les rapports $\frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} : \frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} \approx 1.8$ en Pb-Pb d'après les expériences NA49 ($\frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} = 1.8 \pm 0.1$ pour tout y) [ROL98] et NA44 ($\frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} = 1.85 \pm 0.09$ pour $y = 2.4 - 3.5$) [KAN98] et en S-S à 200 GeV/c d'après l'expérience NA35 ($\frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} = 1.8 \pm 0.1$) [BAC93].

D'autre part, l'égalité $\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle = \langle n_\pi \rangle$ est vérifiée expérimentalement par l'expérience NA49 (en Pb-Pb) [SIK99] et par l'expérience NA44 (en Pb-Pb, S-Pb et S-S) [XU96] dans notre domaine en impulsion transverse.

Ainsi, si nous posons $R_K = \frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{K^-} \rangle} = 1.8$ et si nous considérons $\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle = \langle n_\pi \rangle$, la quantité x devient :

$$x = \frac{1 + \frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_\pi \rangle} f_K}{1 + \frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_\pi \rangle} \frac{1}{R_K} f_K}$$

Nous en déduisons :

$$\boxed{\frac{\langle n_{K^+} \rangle}{\langle n_{\pi} \rangle} = \frac{x-1}{R_K-x} \frac{R_K}{f_K}} \quad (8.3)$$

$$\boxed{\frac{\langle n_{K^+} \rangle + \langle n_{K^-} \rangle}{\langle n_{\pi} \rangle} = \frac{x-1}{R_K-x} \frac{1+R_K}{f_K}} \quad (8.4)$$

Ces deux expressions nous permettent donc d'extraire le rapport K/π à partir de x , c'est-à-dire du rapport des paires de muons de même signe.

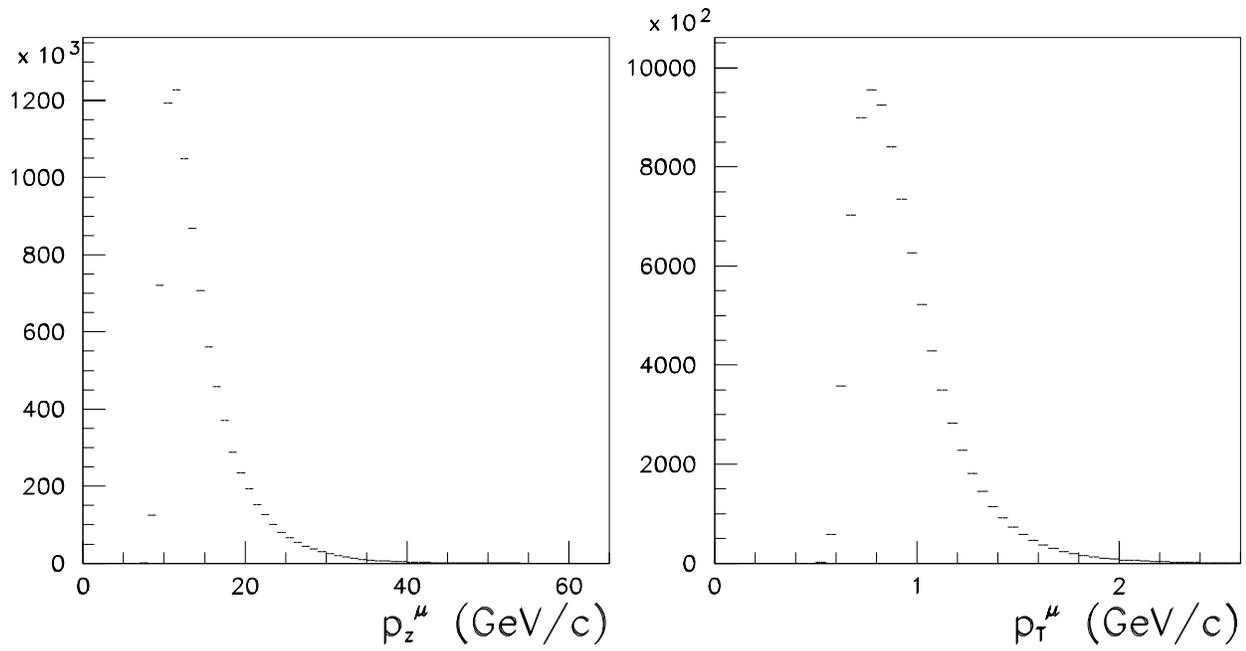


Figure 8.1: *Pb-Pb*: distributions expérimentales des muons des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$: a) p_z^μ et b) p_T^μ .

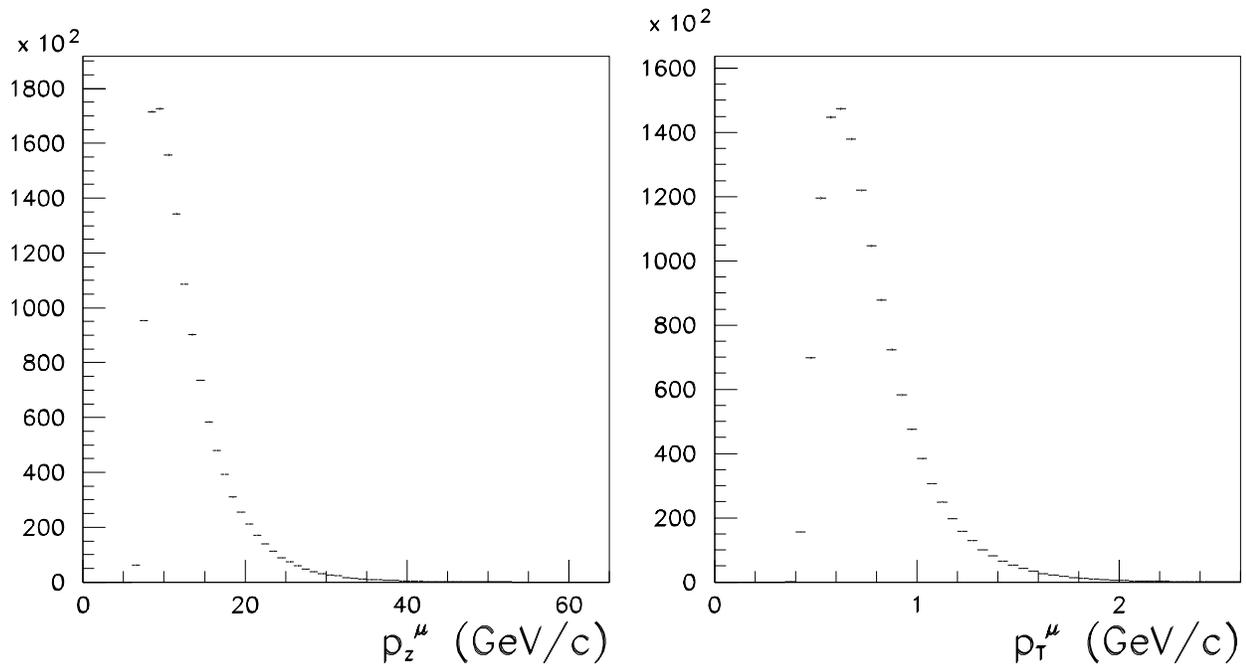


Figure 8.2: *S-U*: distributions expérimentales des muons des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$: a) p_z^μ et b) p_T^μ .

8.2 Simulations.

Pour estimer les paramètres non accessibles à l'expérience et nécessaires pour l'analyse des données expérimentales nous avons effectué des simulations utilisant GEANT et dans lesquelles la description du dispositif expérimental a été introduite.

Les collisions Pb-Pb et S-U sont simulées par FRITIOF puis les particules produites sont propagées à travers l'appareillage afin de pouvoir déterminer le rapport $p_z^\mu/p_z^{\pi,K}$ et vérifier que $\langle p_z^\pi \rangle \approx \langle p_z^K \rangle$ et $z_{pr}^\mu < 4$ m (d'après les hypothèses faites dans le paragraphe précédent). Nous souhaitons également estimer le rapport $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$, afin de pouvoir mener une étude en fonction de l'impulsion transverse des mésons et évaluer la proportion de muons détectés issus de la désintégration d'un méson π ou K produit lors de l'interaction d'une particule ou d'un fragment dans l'un des absorbeurs.

Les différentes étapes de la simulation sont les suivantes :

1. simulation d'une collision Pb-Pb ou S-U par FRITIOF
2. propagation de toutes les particules produites à travers le dispositif expérimental ainsi que des fragments mais excepté les photons, les électrons, les positrons et les neutrinos (puisque'ils ne peuvent pas donner naissance à un pion ou à un kaon)
3. simulation de la désintégration des pions et des kaons
4. propagation des muons dans les absorbeurs puis dans le spectromètre

La probabilité d'obtenir un trigger dimuon étant très faible (une collision sur 10^5), nous n'avons pas simulé le système de déclenchement. Nous avons par contre sélectionné les muons arrivant dans l'hodoscope R_4 et vérifiant la coïncidence V (cf. paragraphe 2.3.5). Pour nous rapprocher des conditions introduites par le trigger nous avons imposé les mêmes coupures sur les impulsions des muons que celles dues au dispositif expérimental, que nous avons déterminées à partir des données expérimentales (d'après les figures 8.1 et 8.2 puisque $p^\mu \approx p_z^\mu$) :

$$p^\mu \geq 8. \text{ GeV}/c \quad \text{et} \quad p_T^\mu \geq 0.5 \text{ GeV}/c \quad \text{pour Pb} - \text{Pb}$$

$$p^\mu \geq 6. \text{ GeV}/c \quad \text{et} \quad p_T^\mu \geq 0.39 \text{ GeV}/c \quad \text{pour S} - \text{U}$$

p^μ et p_T^μ sont les impulsions des muons à leur production, elles doivent être directement comparables aux impulsions expérimentales reconstruites des muons puisque le programme de reconstruction corrige les effets de diffusion multiple et la perte d'énergie des muons dans les absorbeurs.

En résumé, nous considérons dans les simulations qu'un muon sera détecté s'il vérifie les conditions suivantes que nous appellerons "conditions de détection" :

- il est détecté dans l'hodoscope R_4
- il vérifie la coïncidence V
- son impulsion totale est telle que : $p^\mu \geq 8. \text{ GeV}/c$ pour Pb-Pb ; $p^\mu \geq 6. \text{ GeV}/c$ pour S-U
- son impulsion transverse est telle que : $p_T^\mu \geq 0.5 \text{ GeV}/c$ pour Pb-Pb ; $p_T^\mu \geq 0.39 \text{ GeV}/c$ pour S-U

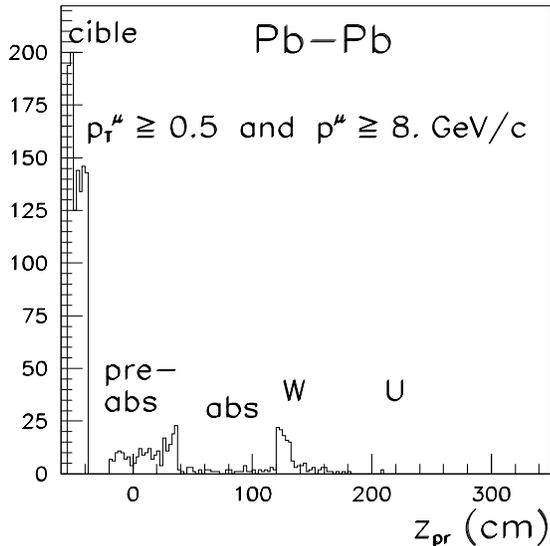


Figure 8.3: *Simulations Pb-Pb: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}) des pions et des kaons en sélectionnant les muons tels que $p_T^\mu \geq 0.5$ et $p^\mu \geq 8$. GeV/c.*

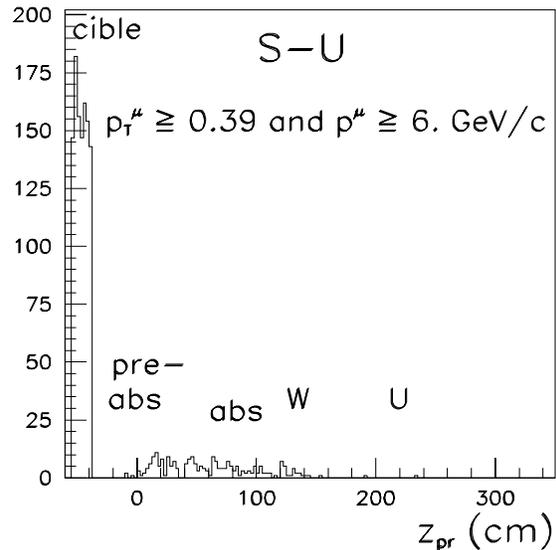


Figure 8.4: *Simulations S-U: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}) des pions et des kaons en sélectionnant les muons tels que $p_T^\mu \geq 0.39$ et $p^\mu \geq 6$. GeV/c.*

8.2.1 Proportion de mésons π et K produits lors d'interactions dans les absorbeurs.

Nous étudions tout d'abord la proportion de muons détectés, issus de la désintégration d'un pion ou d'un kaon produit lors d'une interaction dans les absorbeurs. Les quantités que nous souhaitons déterminer grâce aux simulations doivent en effet être calculées à partir des mésons (simulés) produits directement ou après désintégration d'une particule plus lourde (ceci affecte principalement les mésons π lors des désintégrations de K_s^0 , Λ , Σ^+ , Σ^-), puisque c'est à la physique de ce signal que nous nous intéressons. De plus, il est très important d'estimer ce taux de π et K produits dans les absorbeurs pour en tenir compte lors de l'interprétation des résultats de l'analyse expérimentale.

Pour déterminer si un muon est issu d'un méson produit lors d'une interaction dans l'un des absorbeurs, nous nous intéressons à la projection de son point de production sur l'axe du faisceau, information donnée dans GEANT. Les figures 8.3 et 8.4 montrent la projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}) des pions et des kaons dont les muons issus de leur désintégration sont parvenus jusqu'à l'hodoscopre R_4 et vérifient la coïncidence V (sur ces figures sont indiqués les éléments du dispositif expérimental correspondant à z_{pr}).

Nous observons qu'une part importante de mésons est produite dans le préabsorbeur et dans la partie faite de tungstène de l'absorbeur principal. Les mésons non issus d'une interaction dans l'un des absorbeurs sont ceux dont $z_{pr} \leq z_{début\ pré-abs}$ où $z_{début\ pré-abs}$ ($= -21.1$ et -8.8 cm pour les dispositifs expérimentaux en collisions Pb-Pb et S-U respectivement) est l'abscisse du début du pré-absorbeur. Les pourcentages de pions et de kaons produits dans les absorbeurs sont donnés dans le tableau 8.2. Nous remarquons que pour les pions cette proportion est loin d'être négligeable, peut-être parce que nous simulons mal le trigger, et qu'en collisions Pb-Pb elle est environ 1.6 fois supérieure à ce que l'on obtient pour S-U.

Dans les figures 8.3 et 8.4, les taux de production de mésons dans la partie notée "abs" (corres-

pendant à $40 \leq z \leq 120$ cm) au début de l'absorbeur principal sont différents en Pb-Pb et S-U car le rayon du trou de 80 cm de longueur a été augmenté pour Pb-Pb: il est passé de 1 cm en S-U à 2.65 cm en Pb-Pb.

	Total (π et K)	π	K
Pb-Pb			
$p_T^\mu \geq 0.5$ et $p_z^\mu \geq 8$. GeV/c	27.6 ± 1.1 %	34.4 ± 1.5 %	12.4 ± 1.5 %
S-U			
$p_T^\mu \geq 0.39$ et $p_z^\mu \geq 6$. GeV/c	17.3 ± 1.0 %	22.5 ± 1.4 %	5.8 ± 1.2 %
$p_T^\mu \geq 0.5$ et $p_z^\mu \geq 8$. GeV/c	17.4 ± 1.5 %	22.7 ± 2.0 %	5.5 ± 1.6 %

Tableau 8.2: Proportion de mésons (dont les muons vérifient la coïncidence V et ont été détectés dans R_4) produits dans les absorbeurs. (Les incertitudes indiquées sont statistiques.)

Dans tout ce qui suit, concernant les simulations, seuls les muons vérifiant les “conditions de détection” et issus de la désintégration d’un pion ou d’un kaon produit en amont des absorbeurs ont été conservés.

8.2.2 Rapports $p_z^\mu/p_z^{\pi,K}$ et $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$.

Les valeurs des rapports $p_z^\mu/p_z^{\pi,K}$ et $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$ obtenus pour les muons vérifiant les conditions pour être détectés sont présentées dans les figures 8.5 à 8.8 et résumées dans le tableau 8.3. Nous observons une corrélation entre l’impulsion des muons et celle des parents. Cela justifie l’utilisation de la relation $p_z^\mu \approx p_z^{\pi,K}$ dans le paragraphe 8.1.2.

	p_z^μ/p_z^π	p_z^μ/p_z^K	p_z^μ/p_z^m	p_T^μ/p_T^π	p_T^μ/p_T^K	p_T^μ/p_T^m
Pb-Pb	0.85 ± 0.10	0.80 ± 0.14	0.83 ± 0.12	0.90 ± 0.27	0.96 ± 0.22	0.92 ± 0.25
S-U	0.83 ± 0.11	0.77 ± 0.17	0.81 ± 0.14	0.89 ± 0.28	0.97 ± 0.24	0.92 ± 0.27

Tableau 8.3: Rapports des impulsions des muons sur les impulsions des parents pour les collisions Pb-Pb et S-U.

Les valeurs de p_T^μ/p_T^π et p_T^μ/p_T^K sont proches. Dans la suite de l’analyse nous utiliserons la valeur moyenne correspondant à la somme des deux distributions:

$$p_T^\mu/p_T^m = 0.92$$

avec $m = \pi$ ou K , puisque expérimentalement il n’est pas possible de différencier un muon issu d’un pion, d’un muon issu d’un kaon.

8.2.3 $\langle p_z^\pi \rangle$ et $\langle p_z^K \rangle$.

Les figures 8.9 et 8.10 présentent les distributions en impulsion longitudinale des pions et des kaons dont les muons ont vérifié les différentes conditions permettant de s’approcher de celles du trigger.

Nous avons donc :

$$\langle p_z^\pi \rangle = 16.5 \text{ GeV}/c \text{ et } \langle p_z^K \rangle = 16.7 \text{ GeV}/c \text{ pour Pb - Pb}$$

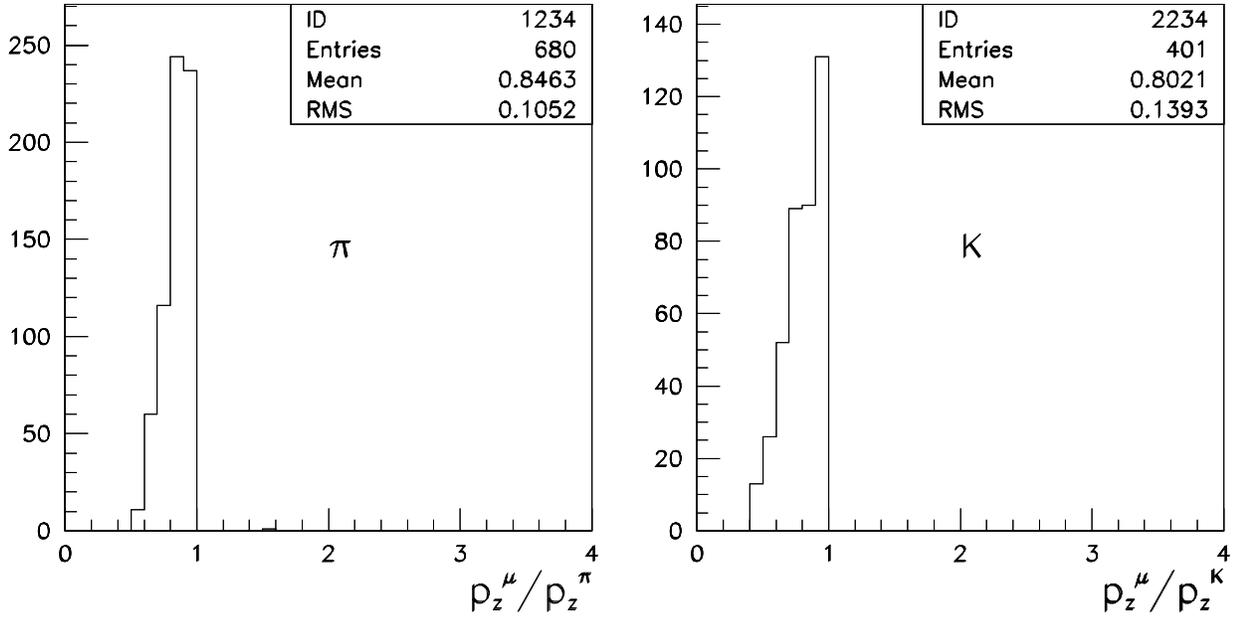


Figure 8.5: Simulations Pb-Pb: spectres du rapport a) p_z^μ/p_z^π , b) p_z^μ/p_z^K .

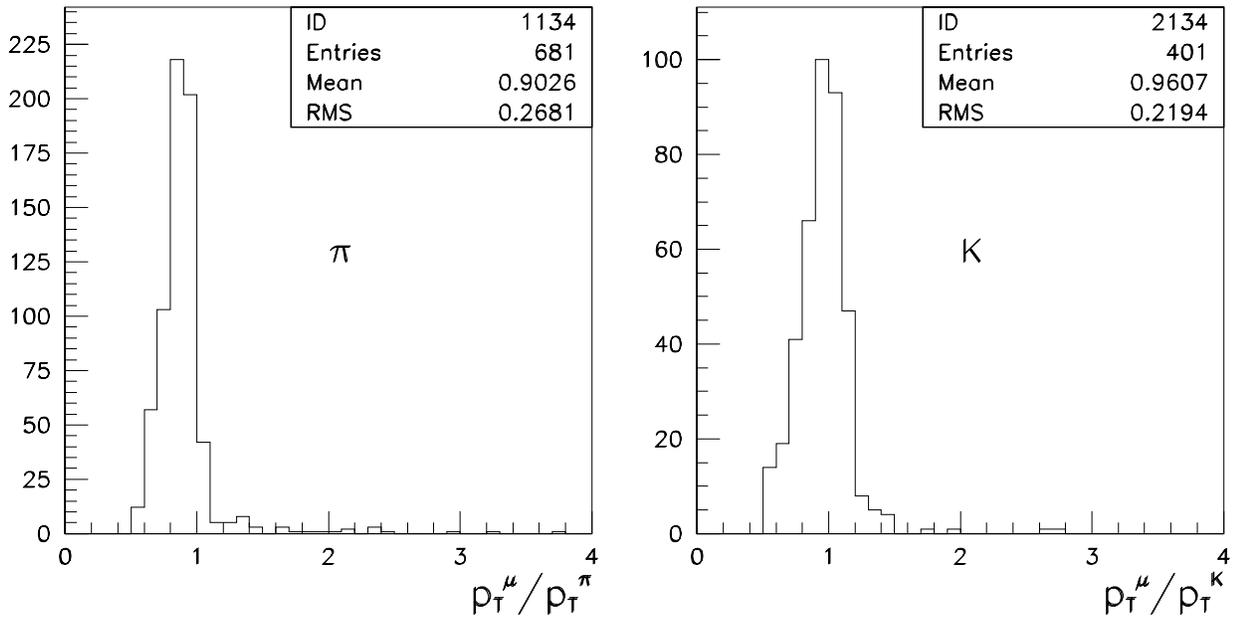


Figure 8.6: Simulations Pb-Pb: spectres du rapport a) p_T^μ/p_T^π , b) p_T^μ/p_T^K .

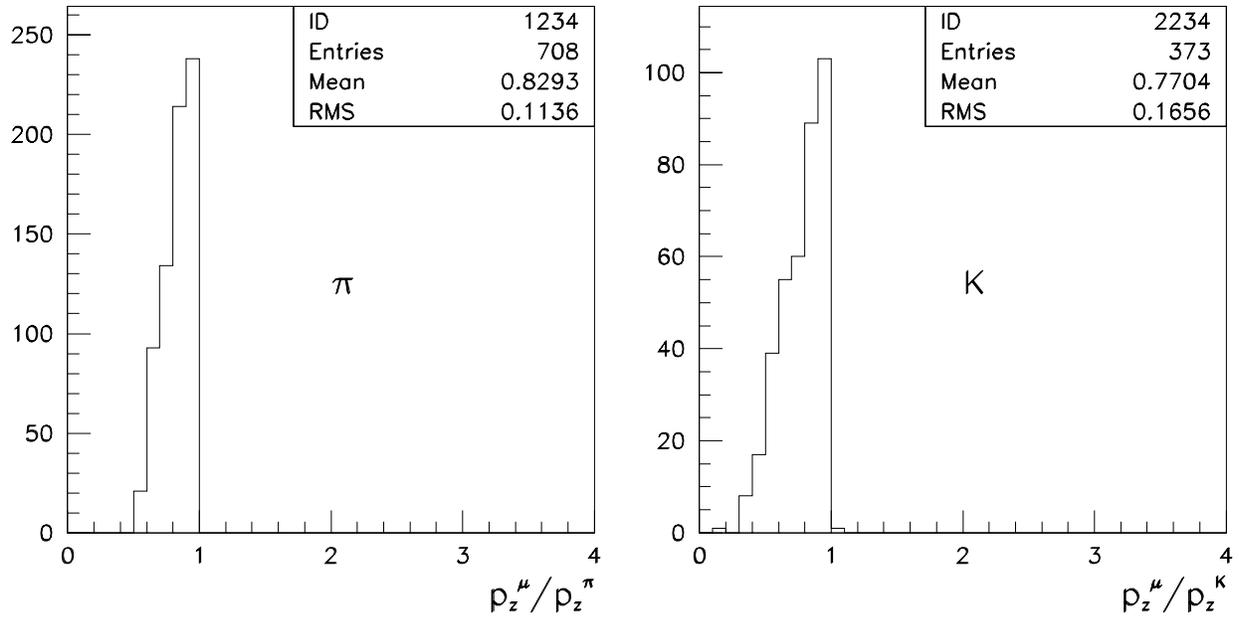


Figure 8.7: Simulations S-U: spectres du rapport a) p_z^μ / p_z^π , b) p_z^μ / p_z^K .

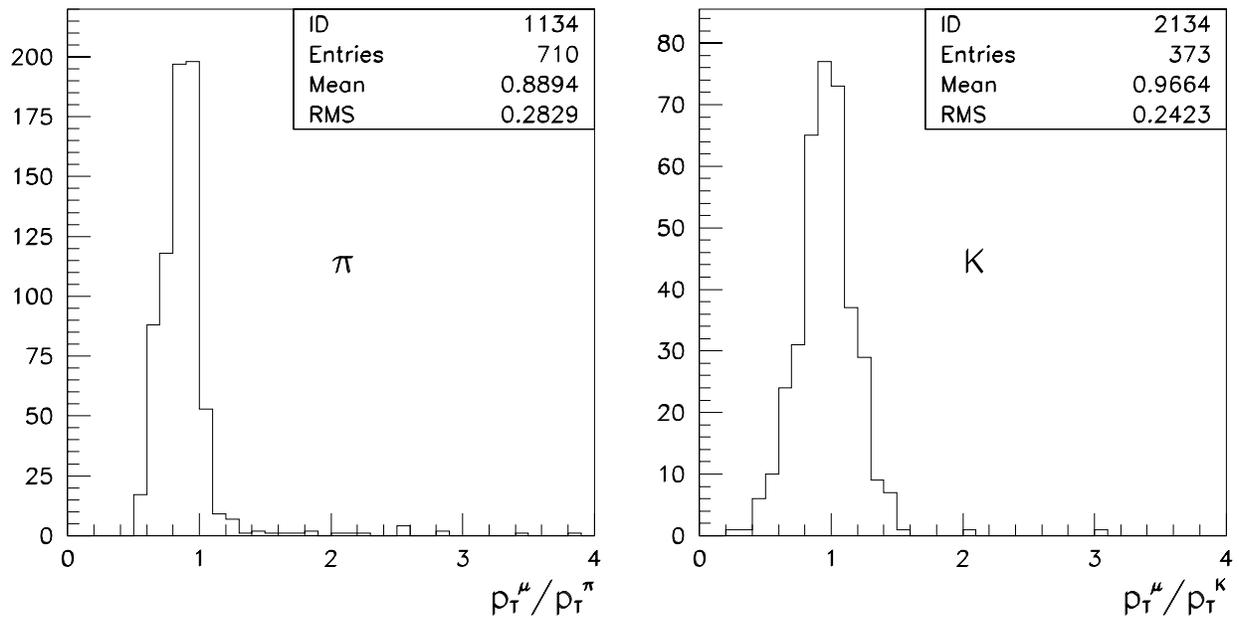


Figure 8.8: Simulations S-U: spectres du rapport a) p_T^μ / p_T^π , b) p_T^μ / p_T^K .

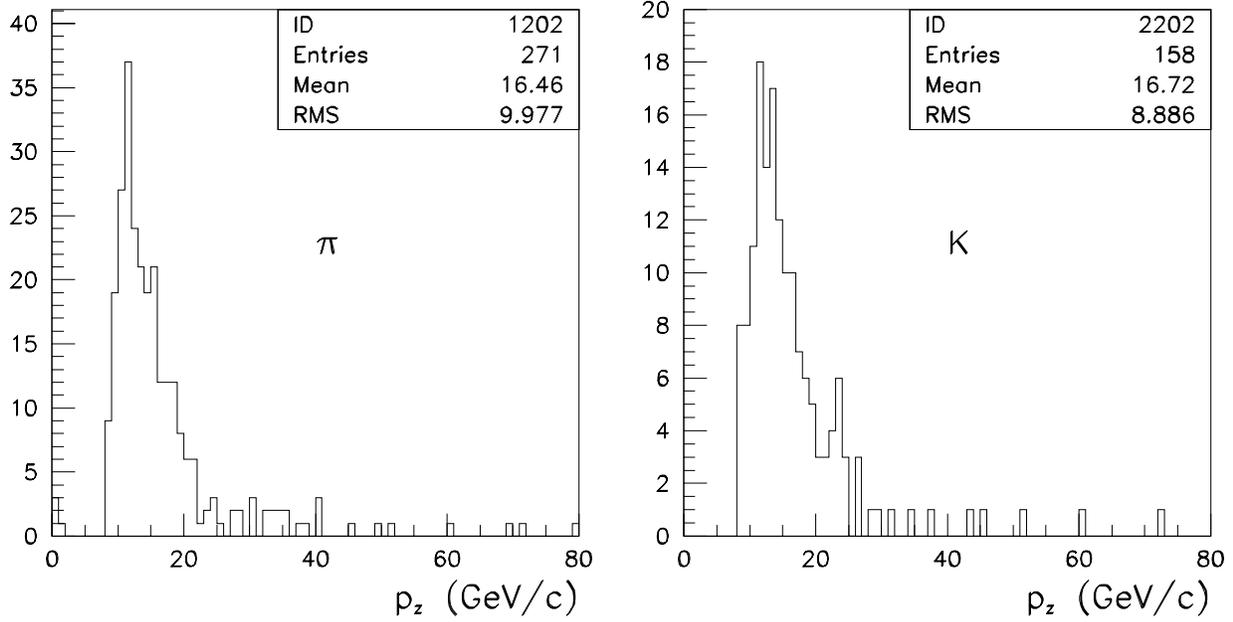


Figure 8.9: Simulations Pb-Pb: valeur moyenne des impulsions longitudinales des pions et des kaons.

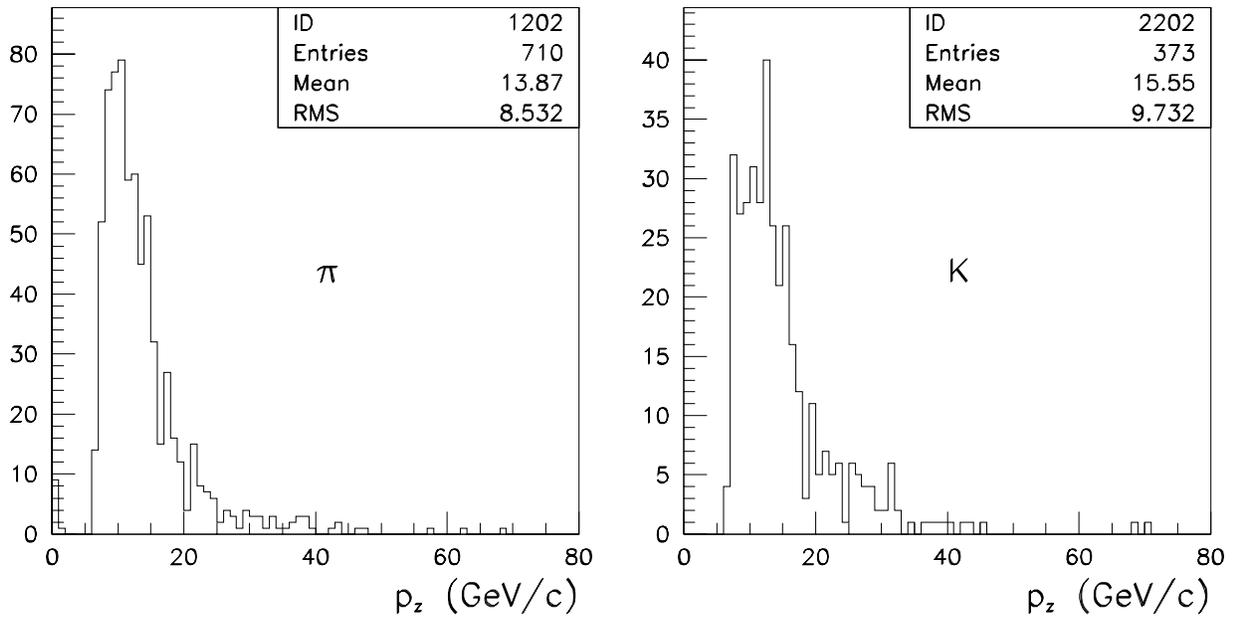


Figure 8.10: Simulations S-U: valeur moyenne des impulsions longitudinales des pions et des kaons.

$$\langle p_z^\pi \rangle = 13.9 \text{ GeV}/c \text{ et } \langle p_z^K \rangle = 15.5 \text{ GeV}/c \text{ pour } S - U$$

Notre hypothèse du paragraphe 8.1.2 est donc vraie (plus pour Pb-Pb que pour S-U), les mésons correspondant aux muons que nous détectons vérifient $\langle p_z^\pi \rangle \approx \langle p_z^K \rangle$.

8.2.4 Désintégration des mésons π et K le long de l'axe du faisceau.

La figure 8.11 présente la projection sur l'axe du faisceau, du vertex de désintégration des pions et des kaons dont les muons vérifient les "conditions de détection". Les abscisses du début des pré-absorbeurs étant -21.1 cm pour le dispositif expérimental des collisions Pb-Pb et -8.8 cm pour celui des collisions S-U, nous constatons qu'une part importante des mésons π et K se désintègrent à l'intérieur des absorbeurs. Seulement 34.8 % des muons pour Pb-Pb et 42.8 % pour S-U sont produits entre les cibles et le pré-absorbeur.

Nous observons également que l'hypothèse faite au paragraphe 8.1.2 est vraie : $z_{pr}^\mu < 4$ m.

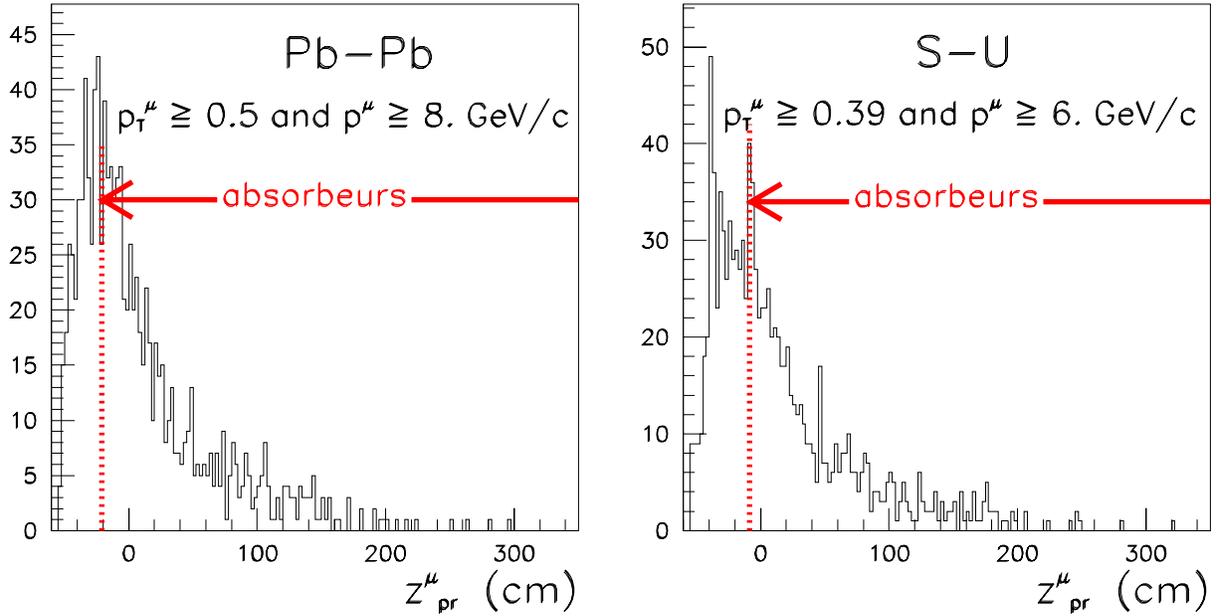


Figure 8.11: *Simulations: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}^μ) des muons (ou vertex de désintégration des pions et des kaons) a) pour Pb-Pb et b) pour S-U.*

8.3 Rapport $(K^+ + K^-)/\pi$: résultats et discussion.

Les rapports $(K^+ + K^-)/\pi$ obtenus à partir des paires de muons de même signe sont présentés dans les figures 8.12 à 8.15 pour les systèmes Pb-Pb et S-U, pour différents intervalles en impulsion transverse des muons. Pour les deux systèmes, nous observons une augmentation continue du rapport avec le nombre de nucléons participants.

Remarque : Les rapports présentés ont été obtenus en appliquant la coupure image. Si cette coupure est retirée, nous constatons une légère augmentation des rapports pour les deux systèmes : de 1 à 2 % pour Pb-Pb et de 3 à 4 % pour S-U.

Cependant, les valeurs absolues des rapports obtenues pour chacun des deux systèmes sont à prendre avec précaution et ne sont pas directement comparables pour les raisons suivantes :

- Les pourcentages d'interaction dans les absorbeurs étant relativement importants et différents selon le système, ceci affecte la valeur du rapport. Mais, ces pourcentages étant indépendants de la centralité de la collision, ces interactions doivent n'avoir que peu d'effets sur la forme de l'évolution du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ avec la centralité.
- La quantité R_K utilisée pour le calcul du rapport est connue à 6 % près ($R_K = 1.8 \pm 0.1$). Les variations moyennes des valeurs des rapports avec R_K sont données dans les tableau 8.4. Ainsi si les valeurs de R_K ne sont pas égales pour les deux systèmes, la normalisation des rapports sera donc différente. Pour contre ceci ne change pas l'allure de l'évolution du rapport avec N_{part} .
- Les rapports $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$ pour les simulations n'ont pas été obtenus en utilisant les impulsions reconstruites des muons. Or la valeur du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ varie très rapidement avec le domaine en impulsion des mésons considéré, comme nous l'observons dans les figures 8.12 et 8.14. Ainsi, puisque le dispositif expérimental était différent pour les deux systèmes, l'incertitude sur la valeur de $p_T^\mu/p_T^{\pi,K}$ peut avoir un effet important le rapport $(K^+ + K^-)/\pi$.

Variation du rapport	$R_K = 1.7$	$R_K = 1.9$
Pb-Pb	+ 30 %	- 18 %
S-U	+ 20 %	- 14 %

Tableau 8.4: Variation du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ avec R_K (par rapport à $R_K = 1.8$) pour Pb-Pb et S-U.

Mais ces différentes observations n'ont un effet que sur la normalisation du rapport et non pas sur l'allure de son évolution avec le nombre de nucléons participants. Il est ainsi très intéressant de remarquer que le comportement du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ en fonction de N_{part} est très similaire à celui du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ vu au chapitre 6.

On peut préciser que comparé aux expériences qui détectent les pions et les kaons, comme dans les collaborations NA49 (CERN/SPS), E866 (AGS/BNL) et KaoS (SIS/GSI), notre méthode est très indirecte.

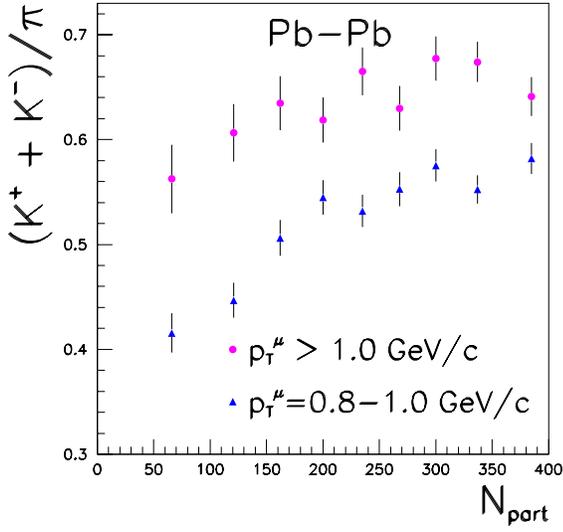


Figure 8.12: *Pb-Pb*: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour deux intervalles en p_T^μ (avec la coupure image): $p_T^\mu = 0.8 - 1.0 \text{ GeV}/c$ (correspondant à $p_T^{\pi,K} \approx 0.87 - 1.09 \text{ GeV}/c$) et $p_T^\mu \geq 1.0 \text{ GeV}/c$ ($p_T^{\pi,K} \geq 1.09 \text{ GeV}/c$).

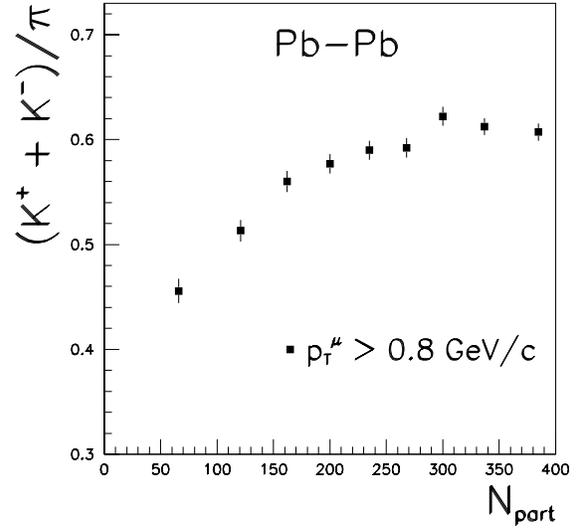


Figure 8.13: *Pb-Pb*: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour tout le domaine en p_T^μ accessible expérimentalement (avec la coupure image): $p_T^\mu > 0.8 \text{ GeV}/c$ ($p_T^{\pi,K} > 0.87 \text{ GeV}/c$).

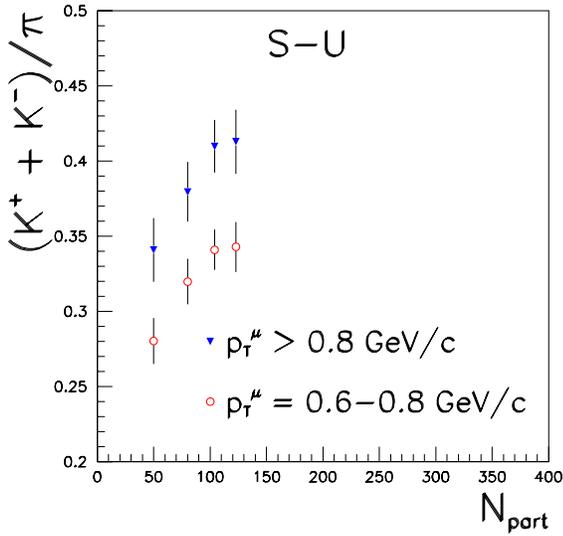


Figure 8.14: *S-U*: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour deux intervalles en p_T^μ (avec la coupure image): $p_T^\mu = 0.6 - 0.8 \text{ GeV}/c$ ($p_T^{\pi,K} \approx 0.65 - 0.87 \text{ GeV}/c$) et $p_T^\mu \geq 0.8 \text{ GeV}/c$ ($p_T^{\pi,K} \geq 0.87 \text{ GeV}/c$).

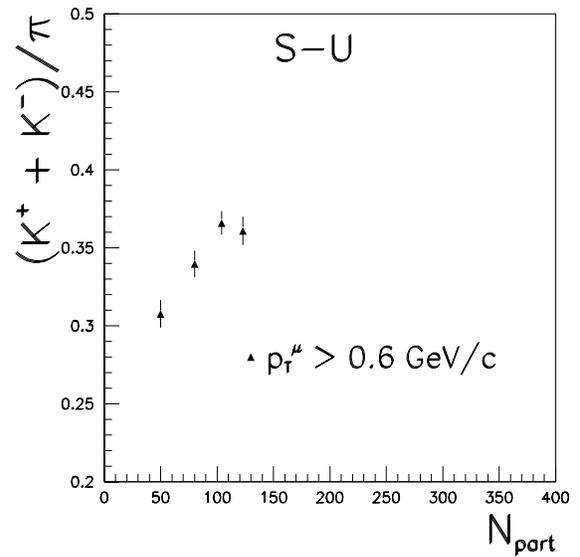


Figure 8.15: *S-U*: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour tout le domaine en p_T^μ accessible expérimentalement (avec la coupure image): $p_T^\mu > 0.6 \text{ GeV}/c$ ($p_T^{\pi,K} > 0.65 \text{ GeV}/c$).

Chapitre 9

Discussion.

Dans cette dernière partie, nous nous proposons de discuter les résultats obtenus pour les rapports $\phi/(\rho + \omega)$ et les multiplicités des mésons ϕ et $\rho + \omega$. Puis nous nous intéressons aux valeurs des températures effectives en insistant sur celle extraite pour la résonance ϕ . Nous comparons ces résultats à ceux obtenus pour le système S-U (annexe B) et par d'autres collaborations au SPS du CERN et par des expériences utilisant des faisceaux de plus basse énergie.

9.1 Rapport $\phi/(\rho + \omega)$ et multiplicités.

9.1.1 Evolution en fonction de N_{part} .

Les résultats obtenus dans les collisions Pb-Pb pour le rapport $\phi/(\rho + \omega)$ et présentés au chapitre 6 font apparaître une augmentation régulière du rapport dans les collisions Pb-Pb, d'un facteur 1.7 entre les collisions centrales et les collisions les plus périphériques. L'étude des multiplicités nous a permis de vérifier que ce comportement était bien dû à une augmentation de la production du méson ϕ et non pas à une baisse de celle des mésons ρ et ω .

Une augmentation d'un facteur 1.5 environ avait été observée pour le rapport $\phi/(\rho + \omega)$, par la première étude réalisée à partir des données Pb-Pb de 1995 [AST97] (cf figure 1.10).

L'expérience NA49 au SPS du CERN utilise les pions comme référence pour étudier la production du méson ϕ . Les résultats préliminaires (présentés pour la première fois à la conférence Quark Matter en janvier 2001) de l'étude du rapport ϕ/π en fonction du nombre de nucléons participants sont donnés dans la figure 9.1. Comme pour le rapport $\phi/(\rho + \omega)$, une augmentation continue du rapport ϕ/π est observée en fonction de la centralité de la collision. Nous constatons que la valeur du rapport ϕ/π est multipliée par 2 entre $N_{part} = 70$ et $N_{part} = 350$, ce qui est très proche du facteur 1.7 que nous obtenons pour $\phi/(\rho + \omega)$.

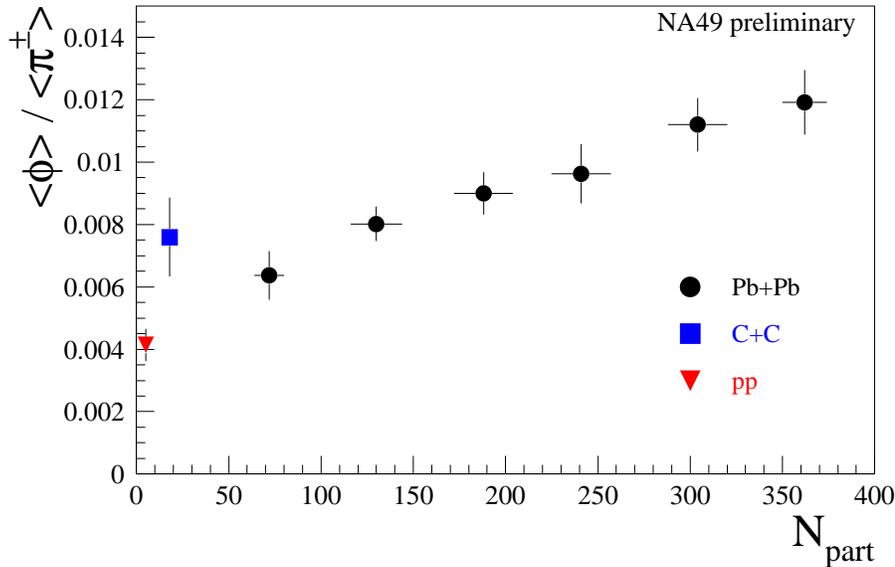


Figure 9.1: Evolution du rapport ϕ/π (où $\pi^\pm = 1/2(\pi^+ + \pi^-)$) en fonction du nombre de nucléons participants, mesuré par l'expérience NA49 [FRIE01].

Ni le rapport $\phi/(\rho + \omega)$, ni la multiplicité du méson ϕ divisée par le nombre de nucléons participants ne présentent un phénomène de saturation à partir de 100 nucléons participants. Le méson ϕ semble donc avoir un comportement différent de celui observé pour les baryons multi-étranges dont les taux de production mesurés par l'expérience WA97 au SPS du CERN dans les collisions Pb-Pb (cf 1.5.2), saturent pour $N_{part} \geq 100$. Par contre, une tendance vers la saturation est constatée pour le méson ϕ dans NA50 pour $N_{part} > 250$. Il est également intéressant de remarquer que $N_{part} = 250 - 300$ correspond (d'après le tableau 4.2) à une énergie transverse E_T d'environ 80 GeV, là précisément où

est observée la deuxième chute de la production du méson J/ψ .

Contrairement aux kaons, le méson ϕ n'est pas alimenté par les désintégrations d'autres particules et sa production est fortement défavorisée dans les collisions hadroniques (par la règle d'OZI). Cependant, l'allure de l'évolution des rapports $\phi/(\rho + \omega)$ et de la multiplicité du méson ϕ divisée par le nombre de nucléons participants apparaît être très similaire à celle qui est obtenue pour le rapport K/π ou pour les multiplicités des kaons divisée par N_{part} . C'est déjà ce que nous avons remarqué au chapitre 8, mais c'est surtout le comportement qui est observé par les expériences mesurant directement les pions et les kaons pour des énergies incidentes allant de 1 GeV par nucléon aux énergies du SPS. De plus, les multiplicités divisées par N_{part} des mésons $\rho + \omega$ et des pions sont toutes deux pratiquement plates.

Le rapports K/π obtenus par l'expérience NA49 au SPS du CERN dans les collisions Pb-Pb et par l'expérience E866 à BNL dans les collisions Au-Au à 11.1 GeV par nucléon sont présentés dans les figures 9.2 et 9.4 en fonction du nombre de nucléons participants. Les multiplicités des pions et des kaons ont également été étudiées par l'expérience NA49 et par l'expérience KaoS auprès de l'accélérateur SIS à GSI dans les collisions Au-Au à 1 GeV par nucléon (figures 9.3 et 9.5).

Les résultats obtenus pour le rapport K/π et la multiplicité des kaons aux énergies du SPS et de l'AGS, présentent une évolution avec le nombre de nucléons participants suivie d'une "saturation" pour $N_{part} > 250 - 300$. Ce comportement est moins clair pour une énergie de 1 GeV par nucléon à SIS. Le fait que ce phénomène de saturation pour les collisions les plus centrales soit également observé pour les énergies de l'AGS (et éventuellement de SIS à GSI) laisserait envisager comme explication un effet géométrique. Par effet géométrique, nous entendons qu'au delà d'une faible valeur du paramètre d'impact, l'état du système formé varie peu du point de vue de la production d'étrangeté.

9.1.2 Comparaison aux systèmes deuton-noyau et p-p.

Nous souhaitons maintenant comparer l'augmentation de la production du méson ϕ observée à l'intérieur du système Pb-Pb à celle obtenue entre les collisions Pb-Pb centrales et les systèmes plus légers.

D'après les figures 1.10 [AST97] et 6.4, l'accroissement du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ entre les collisions Pb-Pb et deuton-noyau à 200 GeV par nucléon est :

$$\frac{(\phi/(\rho + \omega))_{Pb-Pb}}{(\phi/(\rho + \omega))_{d-C,d-U}} \approx 2$$

L'augmentation observée par l'expérience NA49 pour le rapport ϕ/π entre Pb-Pb et p-p à 158 GeV par nucléon est [AFA00b] :

$$\frac{(\phi/\pi)_{Pb-Pb}}{(\phi/\pi)_{p-p}} = 3.0 \pm 0.7$$

Le facteur d'accroissement par rapport aux systèmes légers est donc supérieur à celui observé à l'intérieur du système Pb-Pb. Ceci suggère qu'en ce qui concerne la production de quarks étranges relative à celle des quarks légers, les collisions noyau-noyau se comportent différemment des collisions élémentaires nucléon-nucléon.

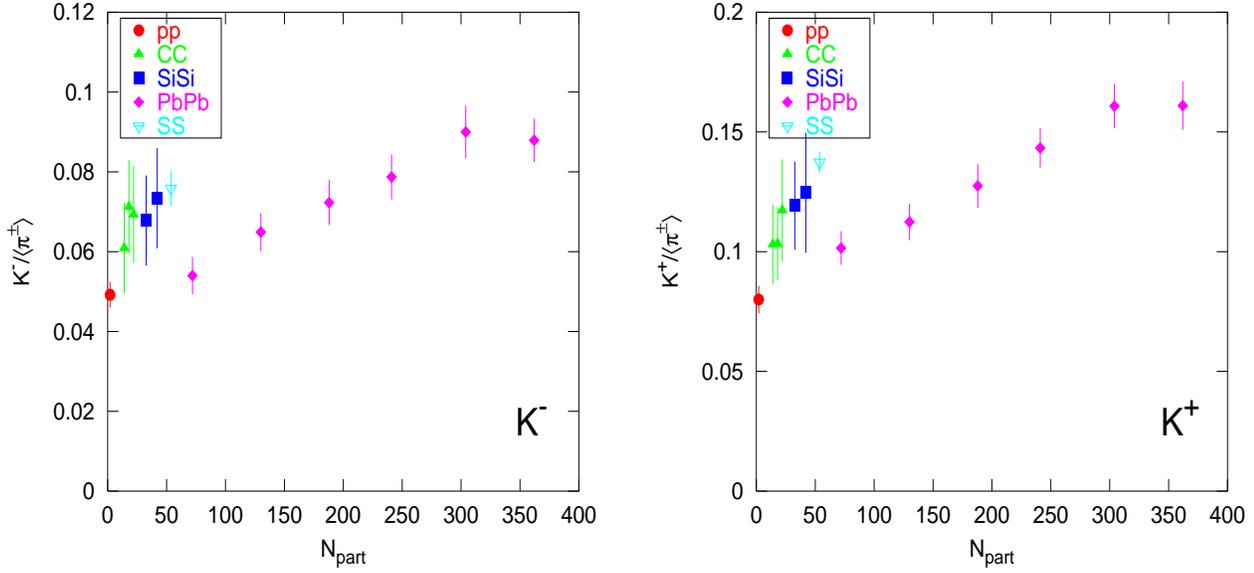


Figure 9.2: *Rapports K^-/π et K^+/π (avec $\pi^\pm = 1/2(\pi^+ + \pi^-)$) dans les collisions Pb-Pb, C-C, Si-Si et p-p à 158 GeV par nucléon mesurés par l'expérience NA49 et S-S à 200 GeV par nucléon extrait par l'expérience NA35 en fonction de N_{part} (résultats préliminaires) [BLU01].*

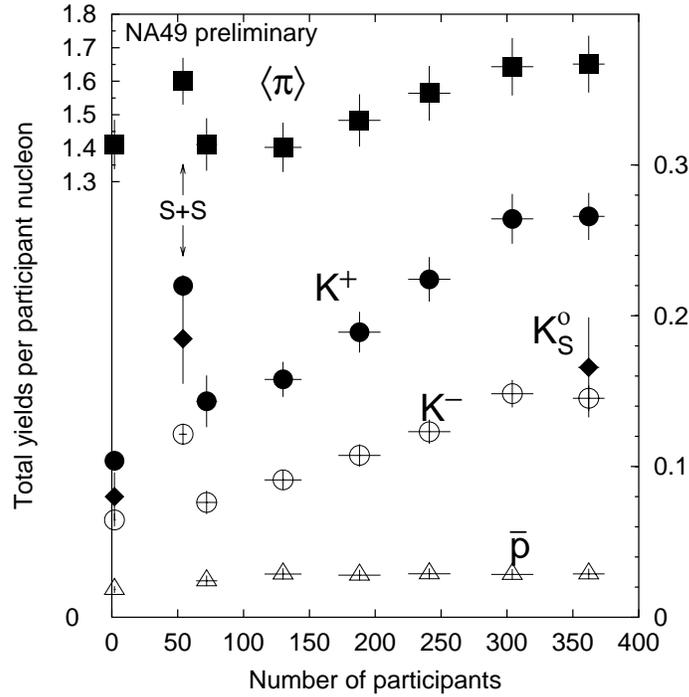


Figure 9.3: *Multiplicités des mésons π et K divisées par le nombre de nucléons participants obtenues par l'expérience NA49 [SIK99].*

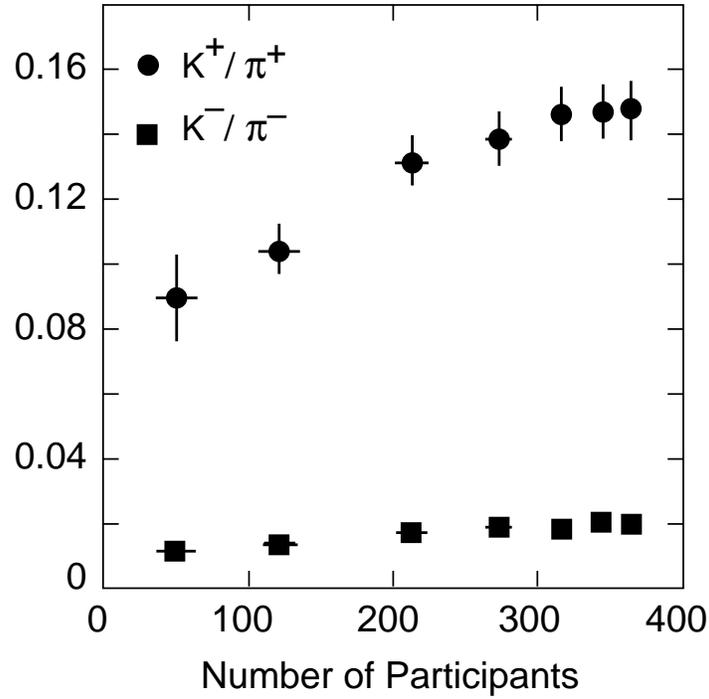


Figure 9.4: Rapports K^+/π^+ et K^-/π^- obtenus par l'expérience E866 à l'AGS (BNL) dans les collisions Au-Au à 11.1 GeV par nucléon [WAN96].

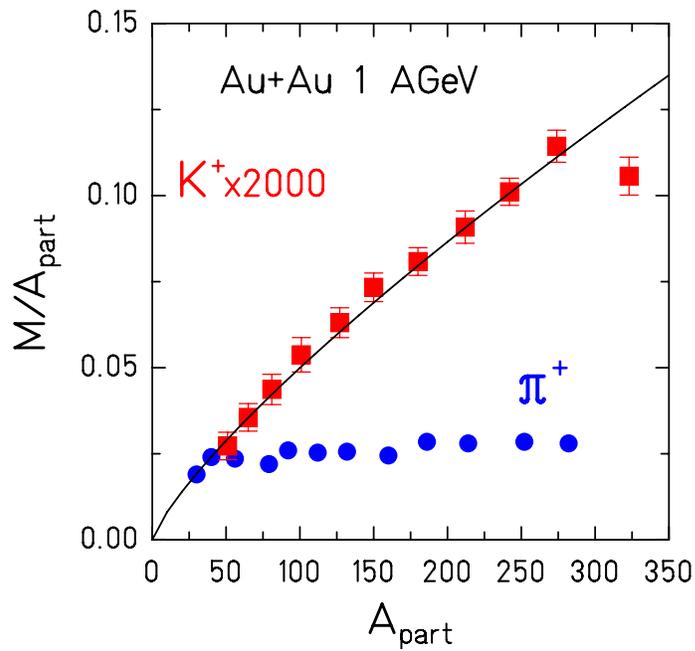


Figure 9.5: Multiplicités des mésons π et K divisées par le nombre de nucléons participants (A_{part}) obtenues par l'expérience KaoS à SIS (GSI) dans les collisions Au-Au à 1 GeV par nucléon [SEN00].

9.1.3 Comparaison au système S-U.

Comme cela peut être constaté dans les figures 6.2 et B.2 pour les systèmes Pb-Pb et S-U, aucune tendance particulière n'est observée en fonction de M_T .

Afin de pouvoir comparer la valeur et le comportement du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ des deux systèmes, la figure 9.6 présente les rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction du nombre de nucléons participants pour Pb-Pb et S-U correspondant à $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c². Une analyse pour un même domaine en impulsion transverse de la production des résonances ϕ , ρ et ω a également été menée pour ces deux systèmes : pour $1.2 \leq p_T \leq 3$. GeV/c (figure 9.7).

Ces deux représentations correspondant à un domaine commun en M_T ou p_T , font apparaître une valeur du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en S-U de 20 à 25 % supérieure à celle obtenue en Pb-Pb pour une même valeur de N_{part} . On s'attendrait plutôt à ce que les rapports correspondant aux deux systèmes soient dans la continuité l'un de l'autre si la variable N_{part} est la variable adéquate pour cette comparaison.

L'étude faite dans [AST97] sur les mêmes données pour les collisions S-U et sur les données Pb-Pb accumulées en 1995 est présentée dans la figure 9.8 avec les résultats obtenus à partir de notre propre analyse. D'une part, nous constatons que pour le système S-U les deux analyses donnent des résultats compatibles. D'autre part, l'analyse [AST97] suggère la continuité des données Pb-Pb et S-U. Toutefois, le fait que les barres d'incertitude soient importantes pour l'analyse des données Pb-Pb de 1995 (statistique 3 à 4 fois plus faible qu'en 1995) et que le nombre d'intervalles en E_T soit seulement de quatre ne permet pas de conclure définitivement.

Le comportement observé à partir des résultats de notre analyse paraît néanmoins être analogue à celui qui a été mis en évidence par l'expérience NA49, pour les rapports ϕ/π et K/π présentés dans les figures 9.1 et 9.2, entre les collisions Pb-Pb et les systèmes noyau-noyau plus légers : en particulier, le rapport K/π en S-S correspondant à $N_{part} \approx 70$ est de 30 à 35 % supérieur à celui en Pb-Pb pour la même valeur de N_{part} .

Compte tenu des observations faites sur la comparaison de la valeur du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ entre les systèmes Pb-Pb, S-U et deuton-noyau, nous pouvons nous intéresser à la variable λ_s .

Le contenu total (dans 4π) en paires $s\bar{s}$ comparé à celui en paires de quarks légers a été calculé par un modèle thermique [BEC98] dont les paramètres sont ajustés sur des taux de production ou des rapports de taux de production de particules mesurés expérimentalement. La figure 9.9 présente la variable λ_s définie par :

$$\lambda_s = \frac{\langle s\bar{s} \rangle}{0.5(\langle u\bar{u} \rangle + \langle d\bar{d} \rangle)}$$

et obtenue par ce modèle pour différents systèmes en fonction de \sqrt{s} . Les points "A+B collisions" correspondent aux collisions centrales pour les systèmes Pb-Pb à 158 GeV par nucléon, S-S et S-Ag à 200 GeV par nucléon. Les valeurs de λ_s obtenues pour les systèmes S-S, S-Ag et Pb-Pb sont très proches. Il est important de préciser que les paramètres de ce modèle, pour les collisions "A+B", ont été ajustés sur les données expérimentales des expériences NA49 et NA35, sachant que les kaons représentent 70 % des quarks étranges.

La figure 9.9 montre également que λ_s augmente d'un facteur 2 lorsque l'on passe des collisions nucléon-nucléon aux collisions A-B. Ceci est analogue à ce que nous avons observé dans le paragraphe 9.1.2 pour le rapport $\phi/(\rho + \omega)$ entre le système Pb-Pb et les collisions d-C et d-Cu.

$$1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$$

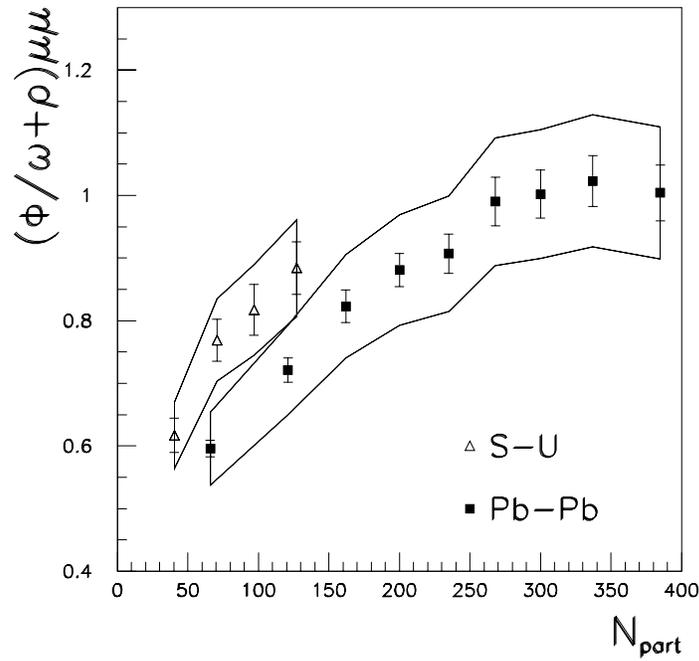


Figure 9.6: Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U en fonction de N_{part} pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$. (Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les "enveloppes" aux incertitudes totales.)

$$1.2 \leq p_T \leq 3. \text{ GeV}/c$$

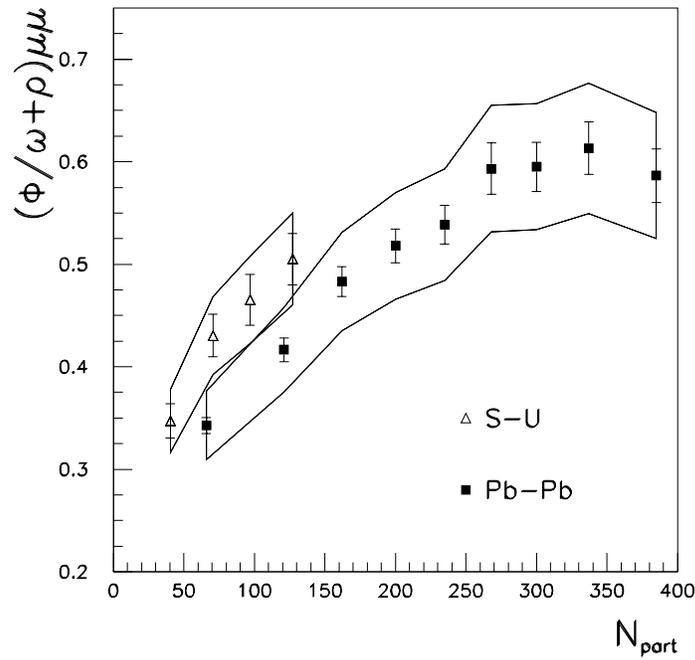


Figure 9.7: Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U en fonction de N_{part} pour $1.2 \leq p_T \leq 3. \text{ GeV}/c$. (Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les "enveloppes" aux incertitudes totales.)

$$1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$$

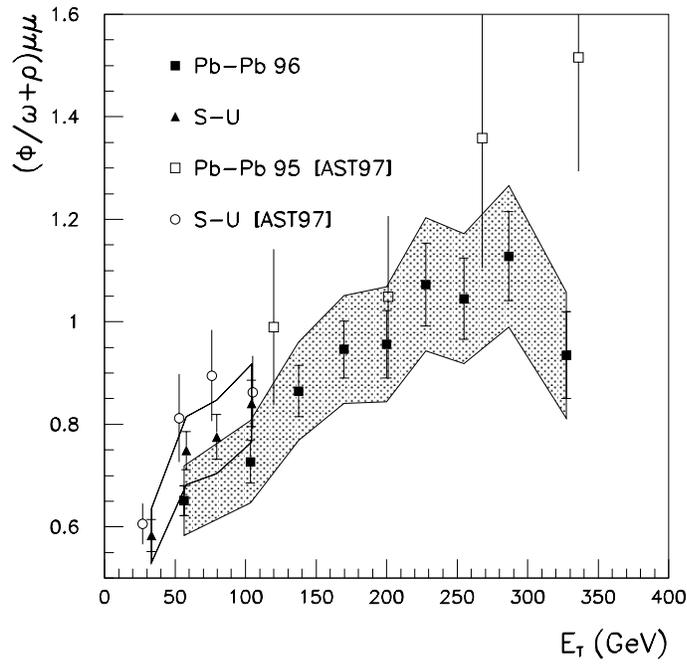


Figure 9.8: Comparaison des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U obtenus lors de l'étude décrite dans [AST97] et par notre analyse. Ces rapports sont calculés pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$ en sommant les nombres de résonances mesurées dans les 5 intervalles en M_T et sont tracés en fonction de l'énergie transverse E_T normalisée à celle de S-U (comme dans [AST97]).

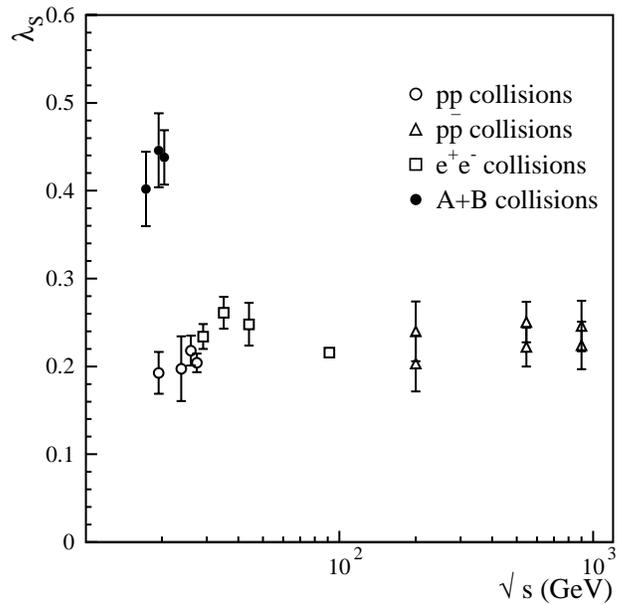


Figure 9.9: λ_s en fonction de \sqrt{s} pour différents systèmes [BEC98].

9.2 Les températures effectives.

Les températures effectives obtenues avec la paramétrisation en $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour les résonances ϕ et $\rho + \omega$ et pour tout le domaine en énergie transverse sont les suivantes :

Pour Pb-Pb :

$$T_\phi = 228 \pm 10 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad T_{\rho+\omega} = 224 \pm 10 \text{ MeV}$$

Pour S-U :

$$T_\phi = 239 \pm 10 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad T_{\rho+\omega} = 242 \pm 10 \text{ MeV}$$

Les pentes inverses obtenues pour les deux systèmes sont très proches.

Ces valeurs ne varient pas avec la centralité de la collision, contrairement à ce qui est observé pour le méson J/ψ [ABR00c]. Pour la résonance J/ψ , la température effective augmente avec l'énergie transverse et semble saturer pour les collisions les plus centrales, les valeurs des pentes inverses extraites avec la distribution $M_T^2 K_1(\frac{M_T}{T})$ évoluent de $207 \pm 2 \text{ MeV}$ à $255 \pm 4 \text{ MeV}$.

Comparaison avec l'expérience NA49.

L'expérience NA49, qui détecte le méson ϕ dans le canal de désintégration $K^+ K^-$, a récemment présenté la variation de la température effective avec N_{part} dans les collisions Pb-Pb [FRIE01]. Cette étude préliminaire laisse apparaître une légère augmentation de cette quantité avec la centralité.

En ce qui concerne la valeur de la pente inverse du méson ϕ , celle que nous avons extraite pour les collisions centrales, est très inférieure à celle déterminée par la collaboration NA49. Pour les collisions Pb-Pb les plus centrales représentant environ 5 % de la section efficace totale et pour tout le domaine en rapidité, la valeur de la pente inverse de la résonance ϕ est [AFA00b] :

$$T_\phi^{NA49} = 305 \pm 15 \text{ MeV}$$

Afin de pouvoir comparer les deux résultats, nous avons sommé le nombre de mésons ϕ mesurés pour les deux derniers intervalles en énergie transverse pour calculer la multiplicité du ϕ correspondant à 5 % de la section efficace totale. Les spectres en masse transverse des multiplicités obtenus par les deux expériences sont présentés dans la figure 9.10. Dans cette figure les multiplicités correspondent aux domaines cinématiques suivants : $-1 < \cos\theta_{CS} < 1$, $3.0 < y < 3.8$ pour NA49 et $2.91 < y < 3.91$ pour NA50. Les nombres de résonances ont également été corrigés du rapport de branchement. La température effective extraite de ces spectres est de 294 MeV^1 pour NA49 et de 230 MeV pour NA50.

Les domaines en masse transverse couverts par les deux expériences sont différents. Or le phénomène de flot transverse (cf paragraphe 1.3) varie suivant l'intervalle en M_T considéré et pourrait expliquer en partie la différence. Cependant les pentes inverses extraites dans le domaine commun en masse transverse ($M_T \approx 1.5 - 2.2 \text{ GeV}/c^2$) présentent le même décalage.

Il a également été avancé comme explication à ce désaccord sur la valeur de la pente inverse du ϕ , le fait que les deux expériences ne mesurent pas la résonance ϕ dans le même canal de désintégration [SHU99]. Une part importante de mésons ϕ pourraient se désintégrer dans le gaz de hadrons (jusqu'à 50 % d'après [SHU99]). Les kaons pourraient être absorbés lors d'interactions avec le milieu environnant, en particulier les kaons de faible impulsion transverse puisque pour les petites valeurs de M_T , notre spectre est très au dessus de celui obtenu par l'expérience NA49. Les caractéristiques cinématiques des kaons pourraient également être modifiées lors d'éventuelles interactions dans le gaz de hadrons. L'un et/ou l'autre de ces processus s'ils ont lieu, ont un effet sur le spectre du méson ϕ et pourraient expliquer l'origine de ce désaccord.

1. Le spectre en M_T présenté ici correspond à des données préliminaires, ceci explique que la température obtenue soit de 10 MeV inférieure à cette issue de la référence [AFA00b].

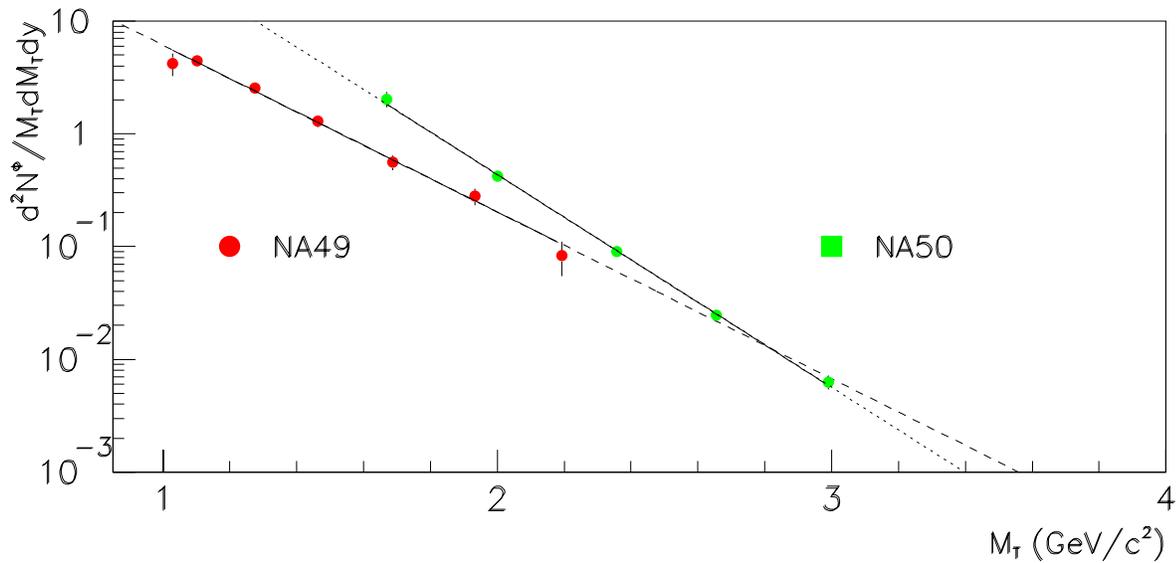


Figure 9.10: Multiplicité du méson ϕ pour les collisions les plus centrales en fonction de la masse transverse, obtenue par les expériences NA49 et NA50.

Comportement analogue pour Ω et ϕ ?

Nous avons vu dans le paragraphe 1.3, que la température effective des particules pouvait être décrite à l'aide de deux paramètres: la température à l'instant du freeze-out thermique et la vitesse moyenne du flot collectif transverse. Pour les petites impulsions T_{slope} doit, d'après [XU96], augmenter linéairement avec la masse de la particule. Aussi la représentation montrant la température effective en fonction de la masse des particules (figure 9.11) est couramment utilisée.

Nous observons dans la figure 9.11 que la température effective obtenue pour les baryons Ω et $\bar{\Omega}$ s'écarte fortement du comportement linéaire. La valeur de la température effective que nous obtenons pour la résonance ϕ est également nettement inférieure à celle déduite de la droite de la figure 9.11.

L'explication avancée pour la faible valeur de la pente inverse des baryons Ω et $\bar{\Omega}$ est que ces particules sont uniquement constituées de quarks étranges. Leur section efficace d'interaction dans le gaz de hadrons doit être plus faible que celle des autres hadrons constitués de quarks légers, ils se découplent donc plus tôt du gaz de hadrons et seront moins affectés par le flot transverse collectif. Le méson ϕ étant également uniquement constitué de quarks étranges doit donc vérifier le même scénario.

Les auteurs de la référence [CSI99] utilisent un modèle, le Microscopical COalescence Rehadronization (MICOR), faisant l'hypothèse que les hadrons sont produits à partir d'un état déconfiné et négligeant les interactions dans le gaz hadronique. Ils se sont particulièrement intéressés aux températures effectives du méson ϕ et des baryons Ω et $\bar{\Omega}$, qui, de part leur faible section efficace d'interaction doivent refléter l'état du système juste après l'hadronisation. Les pentes effectives extraites de données expérimentales et déduites du modèle MICOR avec la distribution en masse transverse $dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \exp(-M_T/T)$ pour $M_T - M > 0.3 \text{ GeV}/c^2$ (où M est la masse au repos) sont reportées dans la figure 9.12. Nous constatons que le modèle MICOR qui n'introduit pas d'interactions dans le gaz de hadrons reproduit les températures effectives du méson ϕ et des baryons Ω et $\bar{\Omega}$, ainsi que celle des mésons $\rho + \omega$ (notée " ρ " dans la figure 9.12). Ceci semble indiquer que dans la région de masse transverse $M_T - M > 0.3 \text{ GeV}/c^2$, les distributions de ces particules ne soient que peu modifiées

par les collisions entre hadrons (dans le gaz de hadrons).

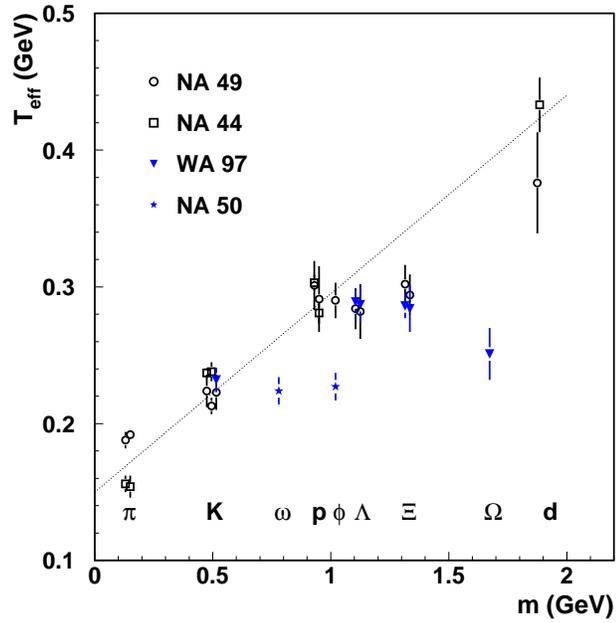


Figure 9.11: Températures effectives extraites des spectres en masse transverse pour les collisions Pb-Pb au SPS du CERN et mesurées par différentes expériences en fonction de la masse des particules.

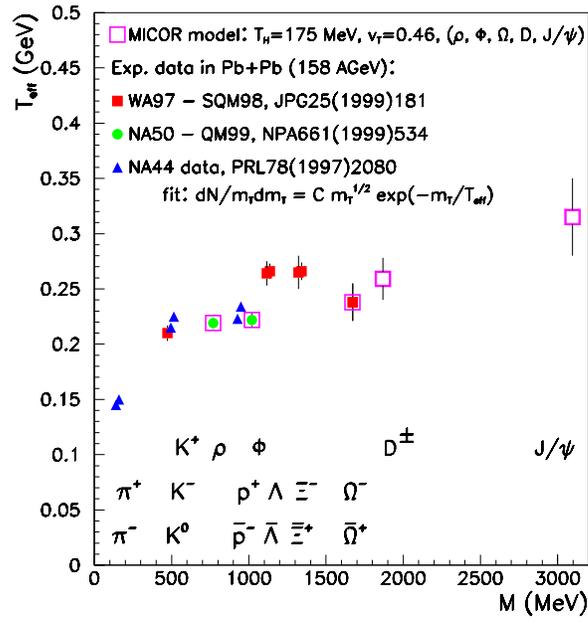


Figure 9.12: *Pentes effectives obtenues avec la distribution $dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \exp(-M_T/T)$ pour $M_T - M > 0.3$ GeV/c² expérimentalement et à partir du modèle MICOR [LEV00, CSI99].*

Conclusion.

La production des mésons ϕ , ρ et ω a été étudiée en fonction du nombre de nucléons participant à la collision N_{part} et de la masse transverse dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon et S-U à 200 GeV par nucléon. Pour les deux systèmes, le rapport augmente avec N_{part} . Pour les collisions Pb-Pb, les 9 intervalles qui ont été déterminés grâce à la haute statistique accumulée en 1996 nous permettent d'observer un effet de saturation du rapport $\phi/(\rho+\omega)$ au delà de 250 nucléons participants.

Pour la première fois, les multiplicités des résonances ϕ et $\rho + \omega$ ont été extraites, pour le système Pb-Pb. La multiplicité divisée par le nombre de nucléons participants des mésons $\rho + \omega$ ne présente aucune évolution avec N_{part} , par contre, pour le méson ϕ une augmentation suivie d'un phénomène de saturation est observé. Ceci a montré que l'augmentation du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ observée pour $N_{part} \leq 250$ en Pb-Pb est uniquement due à l'accroissement du taux de production du méson ϕ .

Cependant, les résultats obtenus pour les collisions Pb-Pb ne permettent pas de conclure qu'une saturation de la production du méson ϕ est atteinte dans les collisions Pb-Pb.

L'utilisation de la variable N_{part} a rendu possible la comparaison de l'évolution avec la centralité de la collision des quantités mesurées à celles obtenues par d'autres expériences. Ainsi, le comportement du méson ϕ apparaît être différent de celui observé pour les baryons multi-étranges mesurés par l'expérience WA97 dont les taux de production saturent à partir de 100 nucléons participants. Par contre, le comportement des multiplicités divisées par N_{part} des mésons ϕ , $\rho + \omega$ et du rapport $\phi/(\rho + \omega)$ semblent respectivement très analogues à ce qui est observé pour les kaons, les pions et le rapport K/π dans l'expérience NA49 aux énergies du SPS du CERN et à plus basses énergies.

Les températures effectives des mésons ϕ et $\rho + \omega$ sont autour de 230-240 MeV pour les systèmes Pb-Pb et S-U et sont invariantes avec la centralité de la collision.

La faible valeur de la température effective extraite pour le méson ϕ suggère que cette particule interagit peu dans le gaz de hadrons, et que comme les baryons Ω et $\bar{\Omega}$ elle se découple plus tôt que les autres particules.

L'étude de la production des résonances ϕ , ρ et ω dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes se poursuivra dans des conditions plus propices au SPS du CERN grâce à l'expérience NA60 en 2001 et 2002. Cette expérience utilisera le dispositif expérimental de l'expérience NA50 en lui ajoutant un nouveau détecteur à pixels placé entre la cible et le pré-absorbeur. Ce détecteur permettra de mesurer avec précision le vertex de l'interaction avant que les muons ne rentrent dans l'absorbeur. La résolution en masse sera donc considérablement améliorée passant de 70 MeV pour le méson ϕ actuellement pour l'expérience NA50 à 20 MeV pour NA60 et le rapport signal sur bruit de fond combinatoire sera augmenté.

L'utilisation de ce nouveau détecteur à pixels et d'un champ dans l'aimant du spectromètre correspondant à une intensité de 3000 A, augmentera fortement l'acceptance pour les résonances de basse masse et tout le domaine en impulsion transverse sera accessible pour les mésons ϕ et ω . Ainsi l'acceptance sera toujours supérieure à 4 % pour le ϕ et à 1 % pour le ω permettant de s'abstraire des problèmes concernant les faibles valeurs d'acceptance traités au chapitre 7. Il sera donc possible d'avoir accès à la même région en masse transverse que l'expérience NA49. Ceci devrait donc nous renseigner sur l'origine de l'écart observé sur la valeur de la température effective du méson ϕ avec l'expérience NA49.

L'étude des mésons vecteurs J/ψ , ψ' , χ_c et Υ (mésons $b\bar{b}$) se poursuit actuellement à RHIC (BNL) dans l'expérience PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment) dans des collisions Au-Au, proton-proton et proton-noyau à des énergies dans le centre de masse nucléon-nucléon de 60 à 200 GeV par nucléon (à comparer à 20 GeV par nucléon au SPS du CERN). Elle se continuera encore à plus haute énergie avec la construction du LHC (CERN), dans l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment), dans des collisions Pb-Pb et p-p à des énergies de 5400 GeV par nucléon.

Enfin, l'expérience STAR (Solenoidal Tracker At RHIC) à RHIC continue l'étude de la production des baryons multi-étranges. De plus, les expériences STAR et PHENIX s'intéressent à la production du méson ϕ dans les deux canaux de désintégration K^+K^- et e^+e^- afin de mesurer les effets de la restauration de la symétrie chirale.

Annexe A

Détails de l'analyse du système S-U.

Les détails de l'analyse des données S-U à 200 GeV par nucléon de l'expérience NA38 et les caractéristiques du dispositif expérimental sont décrits dans cette annexe. La procédure est identique à celle qui a été utilisée pour étudier la production des mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions Pb-Pb dans l'expérience NA50.

Les données S-U de 1991 analysées ici correspondent à un dispositif expérimental optimisé pour la détection des particules de basse masse ("set up phi"), en particulier pour les mésons ϕ , ρ et ω . Pour les données S-U, les acceptances sont donc plus grandes et le domaine accessible expérimentalement en M_T est plus large qu'en Pb-Pb. Par contre la statistique est très faible pour $M_T \geq 2.5 \text{ GeV}/c^2$. Nous n'avons donc pas utilisé les mêmes intervalles en masse transverse qu'en Pb-Pb, 6 intervalles en M_T différents de ceux utilisés pour Pb-Pb ont été déterminés pour S-U. De plus, 4 intervalles en énergie transverse ont été choisis.

A.1 Dispositif expérimental de l'expérience NA38.

Des modifications du dispositif expérimental de l'expérience NA38 ont été effectuées pour étudier les collisions Pb-Pb dans l'expérience NA50, l'expérience NA38 étant antérieure à NA50.

Les principales différences du dispositif expérimental de NA38 par rapport à celui de NA50 sont les suivantes :

- Le détecteur de faisceau :

Ce détecteur était également constitué de deux plans mais faits de lames de scintillateurs de 1 mm d'épaisseur (au lieu de lames de quartz pour Pb-Pb).

- Le dispositif de cible active : la cible utilisée avait une épaisseur totale de 10 mm.

Pour l'expérience NA38, le dispositif de cible active était différent de celui de l'expérience NA50. Il était constitué de 24 positions de cibles.

Pour les données S-U, seulement 10 cibles ont été utilisées¹ (une position sur deux) de 1 mm d'épaisseur, afin de limiter le nombre d'interactions secondaires. La première cible ($10 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$) est plus grande que les suivantes ($2 \times 1 \times 1 \text{ mm}^3$) afin d'intercepter tout le faisceau et ainsi limiter le nombre d'interactions secondaires.

- Les absorbeurs :

1. 12 porte-cibles étaient en réalité en position, pour cette analyse mais nous avons choisi de ne considérer que les collisions ayant eu lieu dans les dix premières cibles.

Dans l'absorbeur principal, 80 cm tungstène remplaçaient le calorimètre à zéro degré. Pour les mesures de NA38 optimisées pour les particules de basse masse les 80 derniers centimètres de l'absorbeur constitués de fer ont été remplacés par du carbone.

Le préabsorbeur standard était fait de 40 cm d'alumine. Mais pour les données de NA38 en "set up phi", sa longueur a été augmentée : les trois couronnes centrales du calorimètre électromagnétique ont été remplacées par de l'alumine conduisant à une longueur totale du préabsorbeur de 52 cm.

– L'aimant :

L'intensité du courant dans les bobines était de 4000 A pour l'expérience NA38 correspondant à $B_o = 0.219$ Tm.

– Le calorimètre électromagnétique [CHA93]:

L'expérience NA38 disposait d'un seul détecteur pour déduire la centralité : le calorimètre électromagnétique.

Le calorimètre électromagnétique (calorimètre EM) a complètement été reconstruit pour NA50 (mais les principes de détection et de mesure sont strictement identiques pour les deux expériences). Aussi, la normalisation en énergie transverse E_T n'est pas la même en S-U qu'en Pb-Pb.

Son domaine d'acceptance en pseudo-rapacité était $\Delta\eta = [1.7-4.0]$ et il était constitué de 5 couronnes (mais seulement 3 couronnes pour le "set up phi" correspondant aux données analysées ici).

Résolution totale en énergie transverse :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{0.47}{\sqrt{E_T}}$$

A.2 Traitement des données expérimentales.

Les données expérimentales sont été traitées de la même manière que les données Pb-Pb, seules les sélections spécifiques à l'expérience NA50 et précisées dans le paragraphe 4.1.2 n'ont pas été appliquées (les détecteurs BHI et anti-halo n'étaient pas présents dans l'expérience NA38).

Pour les collisions S-U, ne disposant pas du spectre en E_T du minimum bias (le calorimètre à zéro degré a été introduit pour l'expérience NA50), les paramètres q et a (cf paragraphe 4.6.1) ont été ajustés sur le spectre en E_T du Drell-Yan. La production de Drell-Yan (DY) étant un processus dur, il est proportionnel au nombre de collisions :

$$\frac{dN^{DY}}{dE_T} \propto \int N_{coll}(b) P(E_T/b) \sigma_{DY}^{NN} d^2b$$

où σ_{DY}^{NN} est la section efficace nucléon-nucléon de production de Drell-Yan.

Les équivalences entre les différentes variables caractérisant la centralité de la collision pour S-U sont données dans le tableau A.1.

A.3 Les simulations.

Les fenêtres d'acceptance du spectromètre et de génération des simulations pour le système S-U sont présentées dans le tableau A.2.

Les pentes inverses et les largeurs des distributions gaussiennes en rapidité utilisées pour les collisions S-U sont reportées dans le tableau A.3.

Intervalle en E_T (GeV)	$\langle E_T \rangle$ (GeV)	N_{part}	N_{coll}	$\langle b \rangle$ (fm)
S-U :				
15 - 46	33.2	40	47	7.3
46 - 69.5	58.0	71	100	5.5
69.5 - 89	79.5	97	148	3.9
89 - 150	104.3	127	200	0.

Tableau A.1: Intervalles en E_T utilisés pour l'analyse et valeurs correspondantes de $\langle E_T \rangle$, N_{part} , N_{coll} et $\langle b \rangle$ pour le système S-U.

Variable	fenêtre d'acceptance	fenêtre de génération
M_T (GeV/ c^2)	$M_T \geq 0.8$	$M_T \geq 0.7$
y^*	$0. \leq y^* \leq 1.$	$-0.6 \leq y^* \leq 2.0$
$\cos\theta_{CS}$	$-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$	$-0.8 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.8$

Tableau A.2: S-U : fenêtres d'acceptance du spectromètre et de génération des simulations.

Ajustements.

La figure A.1 présente les distributions en M_T et y^* simulées et expérimentales pour les collisions S-U, correspondant au méson ϕ .

Les résultats des ajustements des spectres en masse transverse et en rapidité pour la résonance ϕ sont reportés dans la figure A.2. Sur le spectre en M_T , nous observons une remontée du rapport pour les masses transverses supérieures à 2.5 GeV/ c^2 , mais pour ce domaine en M_T la statistique est très faible comme le montrent les figures A.1, ces événements contribuent donc très peu.

Ajustement du continuum pour S-U.

La distribution en masse et la dépendance en masse de la température qui ont été utilisées pour la simulation du continuum pour le système S-U sont les suivantes :

$$\frac{dN}{dM} \propto \frac{1}{M^{1.3}} \exp(-M/0.41) \quad \text{et} \quad T(M) = 161.6 + 24 \times M \text{ MeV}$$

Nous n'avons pas besoin pour le système S-U de déformer les distributions en masse simulées reconstruites du continuum.

Acceptances.

Les acceptances par intervalle en masse transverse sont reportées dans le tableau A.4. Ces valeurs sont nettement supérieures à celles obtenues pour Pb-Pb. Les données S-U étudiées ici correspondent

S-U M_T

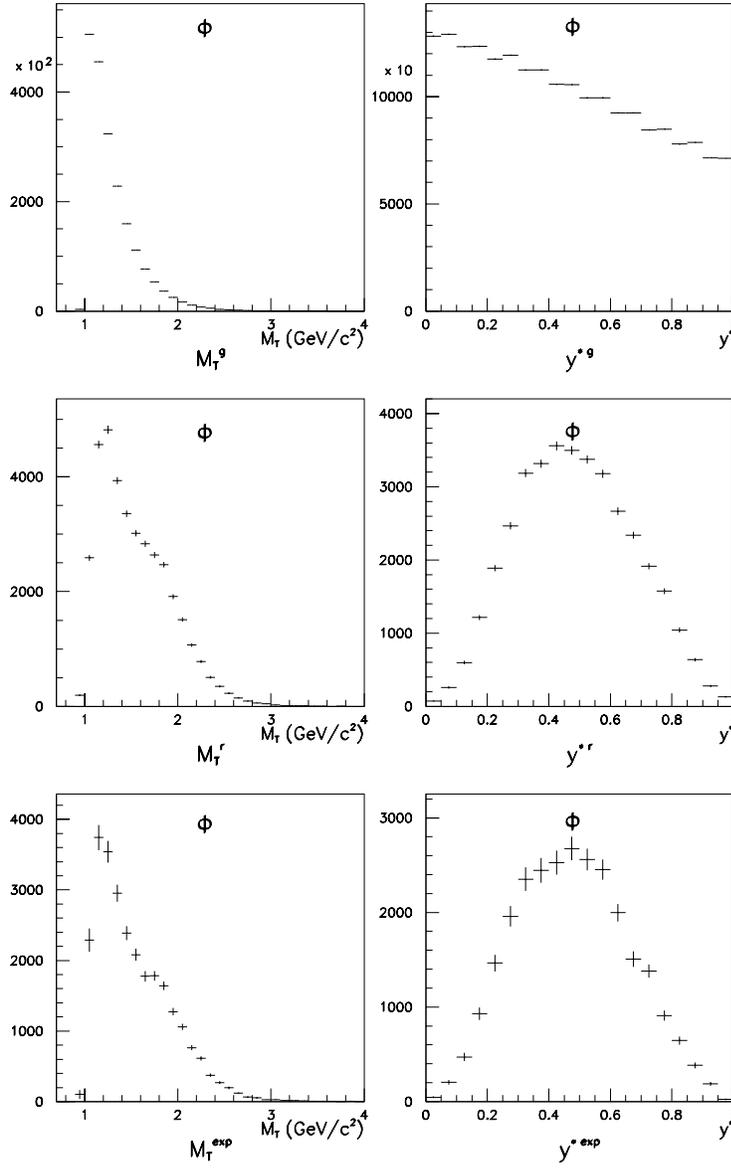


Figure A.1: Distributions en M_T et en y^* du méson ϕ : a) et b) générées ; c) et d) simulées reconstruites ; e) et f) expérimentales.

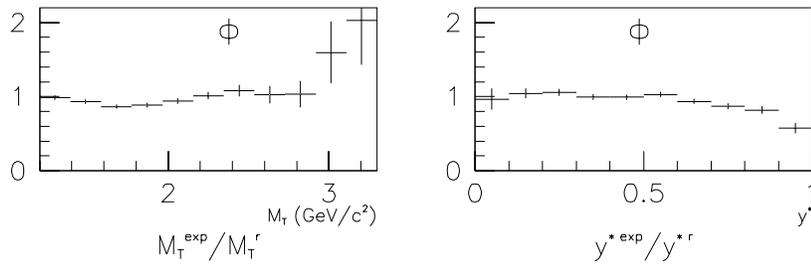


Figure A.2: Rapports et $(\frac{dN}{dM_T})_{\text{exp}}/(\frac{dN}{dM_T})_{\text{rec}}$ et $(\frac{dN}{dy^*})_{\text{exp}}/(\frac{dN}{dy^*})_{\text{rec}}$ obtenus pour le méson ϕ .

composante	ϕ	ω	ρ	continuum
T (MeV)	218	210	210	$161.6 + 24 \times M^a$
σ_y	1.24	1.24	1.24	10.

Tableau A.3: S-U : paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations.

à un dispositif expérimental optimisé pour étudier les particules de basse masse, les 80 cm de fer à la fin de l'absorbeur principal ayant été remplacés par du carbone. De plus, pour les prises de données de l'expérience NA38, le champ magnétique toroïdal correspondait à un courant de 4000 A. Ceci explique donc que les valeurs des acceptances soient plus grandes pour les collisions S-U qu'en Pb-Pb.

ΔM_T (GeV/c ²)	1.2-3.2	1.2-1.3	1.3-1.45	1.45-1.6	1.6-1.85	1.85-2.05	2.05-3.2
ϕ	4.25±0.02	2.28±0.03	3.07±0.03	3.76±0.04	6.61±0.06	10.69±0.13	13.88±0.17
ω	4.46±0.02	1.79±0.02	3.53±0.03	5.77±0.05	8.18±0.07	9.42±0.14	9.09±0.15
ρ	4.09±0.02	1.96±0.02	3.48±0.03	5.01±0.04	7.00±0.06	7.63±0.11	7.96±0.12

Tableau A.4: S-U : acceptances (en %) des résonances par intervalle en M_T avec uniquement l'incertitude statistique. (Lorsque aucune incertitude n'est indiquée, cela signifie qu'elle est inférieure à 0.005 %.)

système	S-U
$E_{Acc}^{\Delta M_T}(\phi) (meth) (%)$	3.5
$E_{Acc}^{\Delta M_T}(\omega) (meth) (%)$	3.4
$E_{Acc}^{\Delta M_T}(\rho) (meth) (%)$	3.4

Tableau A.5: Incertitudes de méthode sur les acceptances des résonances.

Décomposition des spectres en masse.

Les décompositions des spectres en masse tout E_T en leurs différentes composantes sont données dans les figures A.4 et A.5. Les ajustements des spectres correspondant à $1.2 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c² sont ceux de la figure A.6.

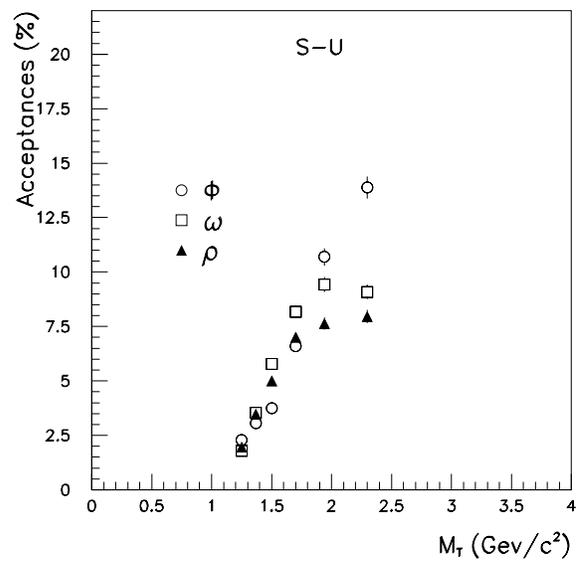


Figure A.3: *S-U*: acceptances des résonances ϕ , ρ et ω en fonction de M_T .

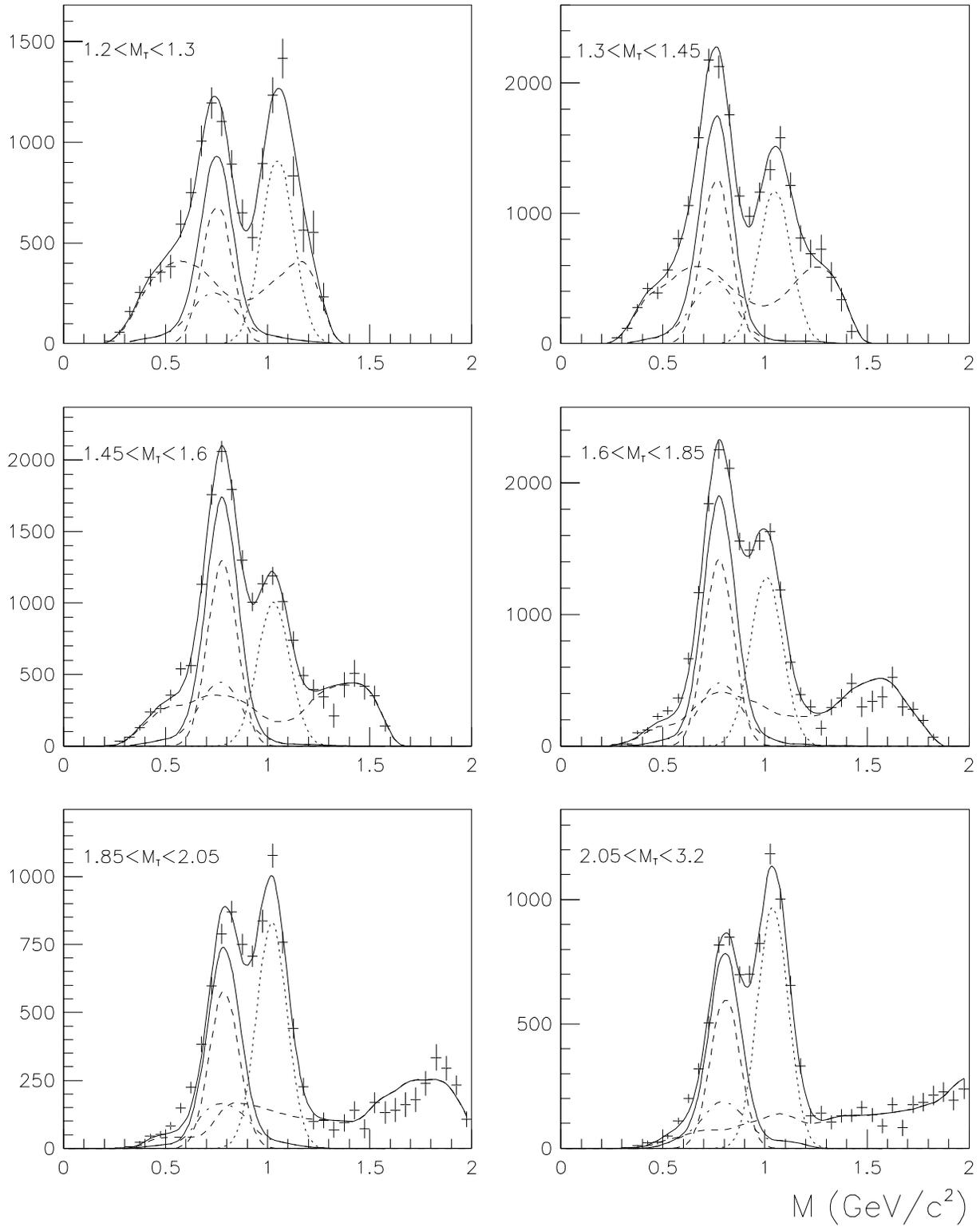


Figure A.4: *S-U*: ajustement des spectres en masse pour $E_T \geq 15$ GeV et pour les 6 intervalles en M_T .

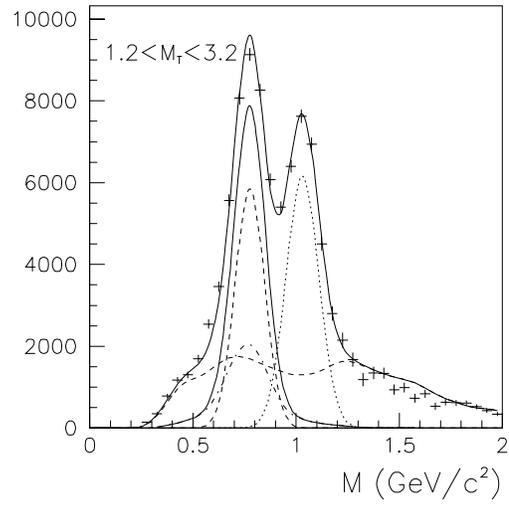


Figure A.5: *S-U*: ajustement des spectres en masse pour $E_T \geq 15$ GeV et $1.2 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/ c^2 .

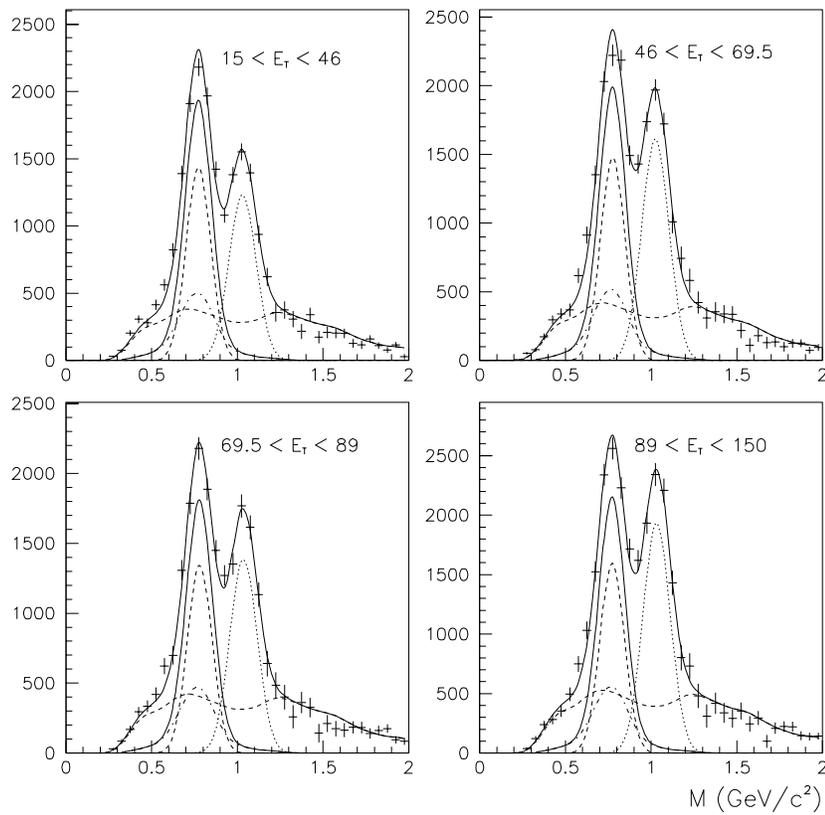


Figure A.6: *S-U*: ajustement des spectres en masse pour les 4 intervalles en E_T .

Annexe B

Résultats de l'analyse du système S-U.

Les résultats de l'analyse des données S-U de l'expérience NA38 obtenus avec la même procédure que celle utilisée pour le système Pb-Pb sont présentés dans cette annexe.

B.1 Les rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$.

B.1.1 Les incertitudes.

Les incertitudes de méthode sont déterminées de la même manière qu'en Pb-Pb et leurs valeurs sont données dans le tableau B.1.

	S-U
$E_{Acc \phi}^{\Delta M_T^i}$	3.5
$E_{Acc \omega}^{\Delta M_T^i}$	3.4
$E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_T^i}(meth)$	5.5

Tableau B.1: Tableau récapitulatif des incertitudes (en %) pour S-U.

Ces valeurs conduisent à une incertitude systématique globale :

$$\sqrt{(E_{Acc \phi}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{Acc \omega}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{\phi/(\rho+\omega)}^{\Delta M_T^i}(meth))^2} = 7.3 \% \text{ pour S-U.}$$

B.1.2 Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T .

La figure B.1 présente les rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T par intervalle en énergie transverse. Il ne semble pas y avoir un comportement particulier en fonction de M_T pour les différents intervalles en E_T . Le même rapport représenté pour tout le domaine en E_T dans le figure B.2 ne fait apparaître aucune évolution avec M_T . Ceci confirme ce qui avait été observé pour S-U dans la précédente analyse [AST97].

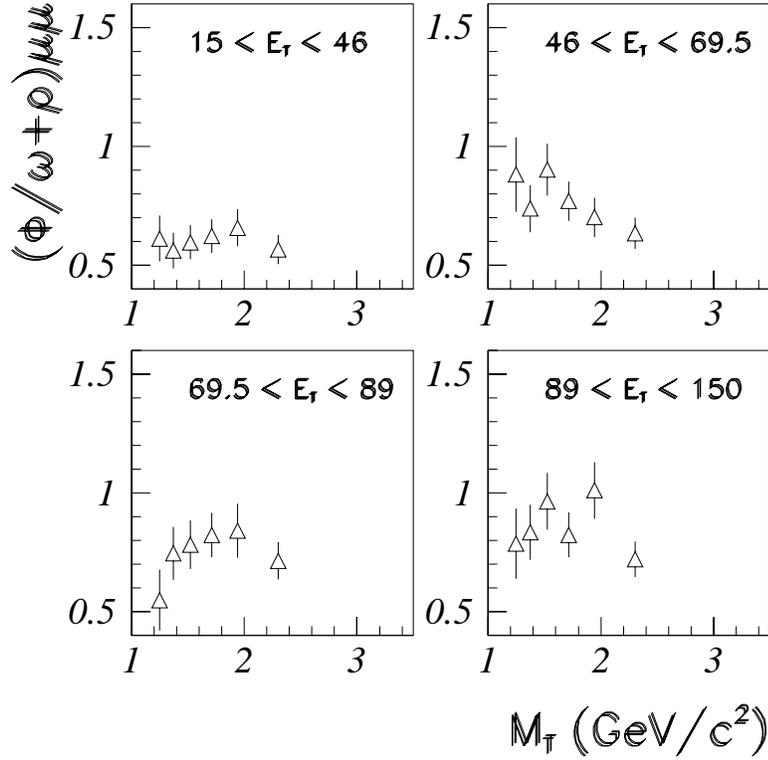


Figure B.1: Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour S-U pour les 4 intervalles en E_T .

B.1.3 $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T et de N_{part} .

L'évolution de ce rapport est présentée en fonction de l'énergie transverse pour les 6 intervalles en masse transverse dans la figure B.3 et pour tout le domaine en M_T (pour $1.2 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$) en fonction de N_{part} dans la figure B.4. Les valeurs des rapports correspondantes sont données dans le tableau B.2.

Sur la figure B.4, une augmentation en fonction de la centralité d'un facteur 1.4 est observée.

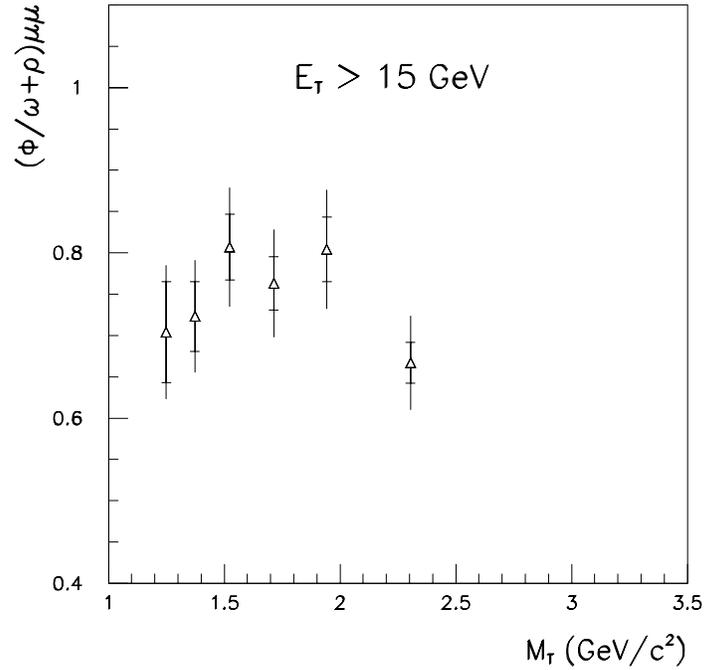


Figure B.2: Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de M_T pour $E_T \geq 15$ GeV. (Les barres d'erreurs terminées par un trait horizontal sont les incertitudes statistiques et les grandes barres correspondent à l'incertitude totale.)

ΔM_T (GeV/c ²)	1.2-3.2	1.2-1.3	1.3-1.45	1.45-1.6	1.6-1.85	1.85-2.05	2.05-3.2
tout E_T	.750±.016	.704±.061	.723±.042	.807±.040	.763±.032	.804±.039	.667±.025
ΔE_T^1	.610±.024	.613±.085	.562±.062	.597±.056	.624±.052	.658±.060	.567±.044
ΔE_T^2	.777±.032	.882±.142	.738±.081	.902±.085	.770±.059	.702±.064	.634±.047
ΔE_T^3	.735±.035	.549±.121	.746±.097	.782±.085	.824±.070	.841±.095	.715±.058
ΔE_T^4	.863±.037	.787±.136	.834±.097	.964±.094	.824±.073	1.011±.092	.721±.052

Tableau B.2: S-U: tableau de valeurs des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ (l'incertitude reportée est uniquement l'incertitude statistique).

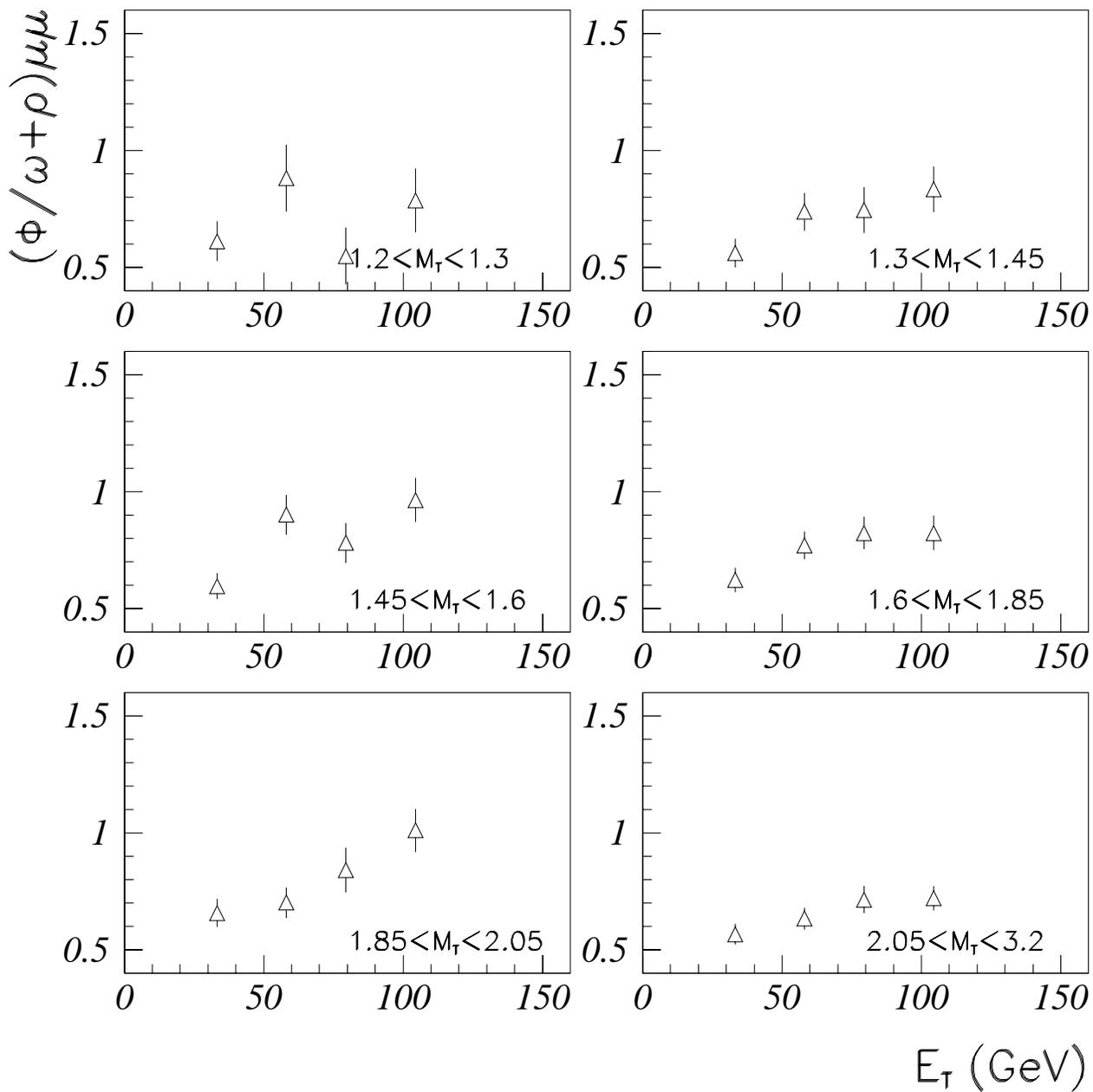


Figure B.3: Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de E_T pour les 6 intervalles en M_T .

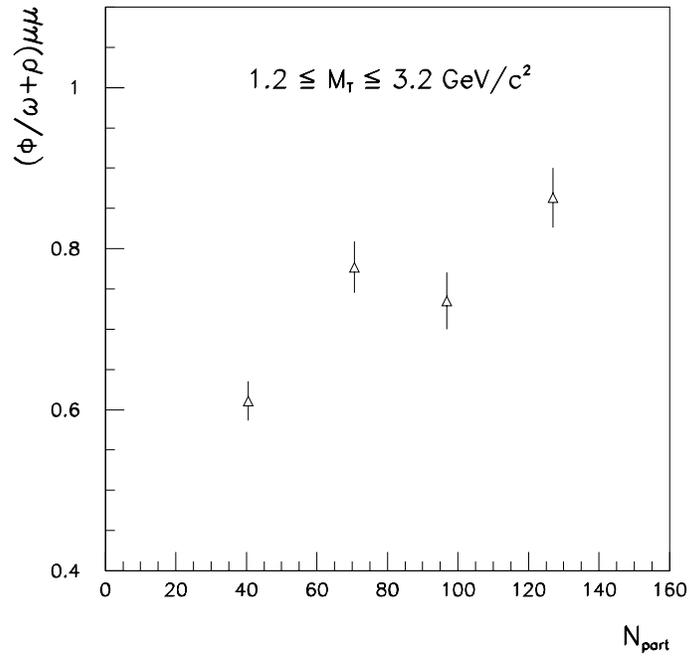


Figure B.4: Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\omega+\rho})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de N_{part} pour $1.2 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$. (Les barres d'erreurs tiennent uniquement compte des incertitudes statistiques, sachant que l'incertitude systématique est de 7.3 %.)

B.2 Les sections efficaces de production σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$.

B.2.1 Calcul de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour le système S-U.

Le calcul des sections efficaces pour le système S-U, est un peu différent de celui effectué pour le système Pb-Pb, puisque nous n'avons pas directement accès au nombre d'ions incidents (comptés par le détecteur de faisceau) mais, pour chaque run, à la quantité L :

$$L = 16 \times \frac{1}{2} \times \left(\frac{N_{BH1}}{\varepsilon_{BH1}} + \frac{N_{BH2}}{\varepsilon_{BH2}} \right) \times \varepsilon_{life\ time} \times \varepsilon_{dimurec}$$

où 16 est un facteur de prescaling du détecteur de faisceau, N_{BH_i} et ε_{BH_i} sont le nombre d'ions incidents comptés par le plan i du BH et l'efficacité correspondante.

Ainsi, l'expression permettant de calculer les sections efficaces est :

$$\sigma^R = \frac{N_R^{détectés}}{Acc_R \times Br_R} \times \frac{1}{L_{eff} n_{cibles}} \times \frac{1}{L} \times \frac{1}{\prod_i \varepsilon_i}$$

où $\prod_i \varepsilon_i = \varepsilon_{pile-up} \times \varepsilon_{réinter.} \times \varepsilon_{BI} \times \varepsilon_{trigger} \times \varepsilon_{cible} \times \varepsilon_{targetting} \times \eta_{ET}$

L'efficacité $\varepsilon_{BI} = 1 - a_{BI}$ permet de corriger la diminution de l'intensité du faisceau incident due à l'absorption à l'intérieur d'un détecteur appelé "beam in" (BI) qui était en placé en amont de la cible pour permettre l'alignement du faisceau.

ε_{cible} est l'efficacité de reconnaissance de la ciblète touchée par le dispositif de cible active, elle dépend du nombre de particules chargées produites lors de la collision et donc de E_T . ε_{cible} est calculée de la manière suivante :

$$\varepsilon_{cible} = \frac{N(NOCIBI=7 \text{ à } 26)}{N(NOCIBI=7 \text{ à } 26) + N(NOCIBI=0)}$$

$NOCIBI = 7$ à 26 signifie qu'une ciblète a été reconnue et $NOCIBI = 0$ que le dispositif de cible active n'a rien détecté. Les valeurs de ε_{cible} pour chaque intervalle en énergie transverse sont données dans le tableau B.3.

	$E_T \geq 15$ GeV	ΔE_T^1	ΔE_T^2	ΔE_T^3	ΔE_T^4
ε_{cible} (%)	96.0	83.5	97.5	99.1	99.3

Tableau B.3: Valeurs des efficacités cible pour chaque intervalle en énergie transverse pour S-U.

Nous devons aussi tenir compte du fait que la première ciblète ($10 \times 10 \times 1$ mm³) est plus grande que les autres ($2 \times 1 \times 1$ mm³) afin d'intercepter tout le faisceau. Pour cela nous calculons la longueur efficace effective de la ciblète \tilde{L}_{eff} : $\tilde{L}_{eff} = L_{eff}^{all} \times \varepsilon_{targetting}$ avec $\varepsilon_{targetting} = \frac{N^{all}}{N^1} \times \frac{L_{eff}^1}{L_{eff}^{all}}$. L_{eff}^1 est la longueur efficace de la première ciblète et L_{eff}^{all} celle de la cible totale. N^1 et N^{all} sont les nombres de paires de muons issues de la première ciblète et de toutes les ciblètes respectivement.

L'efficacité cible étant faible pour les événements périphériques, nous n'avons pas considéré les événements pour lesquels: $E_T \leq 15$ GeV pour la construction de nos spectres. Mais pour calculer les

sections efficaces totales, il nous faut considérer ces événements. Pour cela nous calculons l'efficacité η_{E_T} de la manière suivante, en faisant le rapport du nombre de dimuons détectés correspondant à un événement d'énergie transverse supérieure à 15 GeV et du nombre total de dimuons détectés :

$$\eta_{E_T} = \frac{N(E_T > 15 \text{ GeV et } NOCIBI=0 \text{ ou } 7 \text{ à } 26)}{N(NOCIBI = 0 \text{ ou } 7 \text{ à } 26)}$$

efficacités (%)	$\varepsilon_{pile-up}$	$\varepsilon_{réinter.}$	a_{BI}	$\varepsilon_{trigger}$	ε_{cible}	$\varepsilon_{targetting}$	η_{E_T}
eff. \pm err.	92 ± 1	92 ± 1	3.15	94 ± 4	96 ± 1 ($E_T \geq 15$ GeV)	80 ± 2	98 ± 1

Tableau B.4: Tableau des efficacités pour S-U.

A_S	32.066
A_U	238.029
σ^{S-U}	4463 mbarns
ρ_{cibles}	18.95 g/cm ³
n_{cibles}	4.79 10 ²² /cm ³
Λ_{S-U}	4.68 cm
ℓ	1 cm
L_{eff}	0.900 cm
$\frac{N^{all}}{N^1}$	7.3 ± 0.2
L	3.795 10 ¹¹

Tableau B.5: Tableau des quantités utilisées pour le calcul des sections efficaces pour S-U.

B.2.2 Les incertitudes sur σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$.

Incertitude sur la section efficace de la résonance R liée à la statistique et à la méthode :

$$\sqrt{(E_{N_R(stat)})^2 + (E_{AccR}^{\Delta M_T^i})^2 + (E_{N_R}^{\Delta M_T^i}(meth))^2}$$

Les incertitudes sur N_ϕ et $N_{\rho+\omega}$ sont données dans le tableau B.6.

Incertitude systématique pour S-U :

$$E_{\Pi_i \varepsilon_i} = \sqrt{(E_{\varepsilon_{pile-up}})^2 + (E_{\varepsilon_{réinter.}})^2 + (E_{\varepsilon_{trigger}})^2 + (E_{\varepsilon_{cible}})^2 + (E_{\varepsilon_{targetting}})^2 + (E_{\eta_{E_T}})^2} = 5.5\%$$

	S-U
$E_{N_\phi}^{\Delta M_T^i} (meth)$	5.6
$E_{N_{\omega+\rho}}^{\Delta M_T^i} (meth)$	11.6

Tableau B.6: Incertitudes de méthode (en %) sur N_ϕ et $N_{\omega+\rho}$ pour S-U.

B.2.3 Valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T .

Les valeurs des sections efficaces extraites pour les collisions S-U pour les 6 intervalles en M_T et pour tout E_T sont données dans le tableau B.7. (Comme pour le système Pb-Pb au paragraphe 6.2.4, les incertitudes reportées dans ces tableaux ne tiennent pas compte de l'incertitude systématique sur les valeurs des efficacités.)

ΔM_T (GeV/c ²)	1.2-3.2	1.2-1.3	1.3-1.45	1.45-1.6	1.6-1.85	1.85-2.05	2.05-3.2
σ^ϕ	242±16	67.3±6.3	64.2±5.2	44.7±3.5	32.6±2.4	12.2±0.91	11.0±0.79
$\sigma^{\rho+\omega}$	1365±166	403±54	375±47	233±29	181±22	64.1±8.1	69.6±8.7

Tableau B.7: S-U : valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ en mbarns par intervalle en M_T (pour $-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$ et $0. \leq y^* \leq 1.$).

B.2.4 Les pentes inverses.

Les valeurs des abscisses en masse transverse auxquelles nos sections efficaces sont reportées ont été calculées comme dans le paragraphe 6.2.5 mais pour les intervalles utilisés pour le système S-U.

Pour tout le domaine en E_T , les ajustements des sections efficaces avec la paramétrisation en $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ sont représentés dans la figure B.5 et les valeurs des pentes inverses obtenues avec les trois paramétrisations sont données dans le tableau B.8.

De la même manière qu'en Pb-Pb, l'analyse par intervalle en énergie transverse est présentée dans les figures B.6 et B.7 et conduit aux valeurs de température effective du tableau B.8. Les valeurs moyennes des $\chi^2/d.d.l.$ pour chaque intervalle en E_T sont pour S-U de 0.7 pour le ϕ et de 0.3 pour $\rho + \omega$. Nous observons que les pentes inverses des mésons ϕ et $\rho + \omega$ sont encore très similaires comme pour les collisions Pb-Pb et qu'elles sont très proches pour les deux systèmes.

Nous constatons que les températures effectives sont constantes en fonction de la centralité (comme pour Pb-Pb) conformément à ce qui avait été observé dans [AST97] et égales à (figure B.8) :

$$T_\phi \approx 237 \text{ MeV} (\chi^2/d.d.l. = 0.5) \quad \text{et} \quad T_{\rho+\omega} \approx 242 \text{ MeV} (\chi^2/d.d.l. = 0.5)$$

Comme pour Pb-Pb, les valeurs des pentes obtenues par les deux méthodes sont identiques.

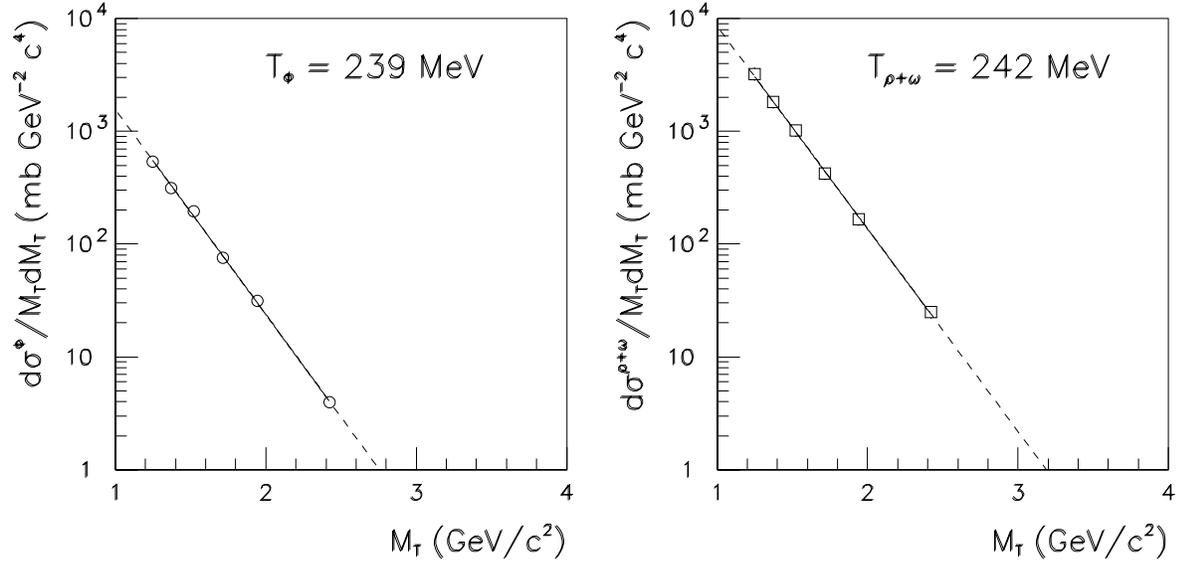


Figure B.5: *S-U*: ajustement de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ pour tout E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

fonction	T_ϕ (MeV)	$\chi_\phi^2/d.d.l.$	$T_{\rho+\omega}$ (MeV)	$\chi_{\rho+\omega}^2/d.d.l.$
$M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	239 ± 4	0.7	242 ± 7	0.2
$M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$	225 ± 4	0.6	228 ± 6	0.3
$M_T^2 K_1(\frac{M_T}{T})$	226 ± 4	0.6	229 ± 8	0.3

Tableau B.8: *S-U*: valeurs des pentes inverses extraites pour différentes paramétrisation de la distribution en M_T .

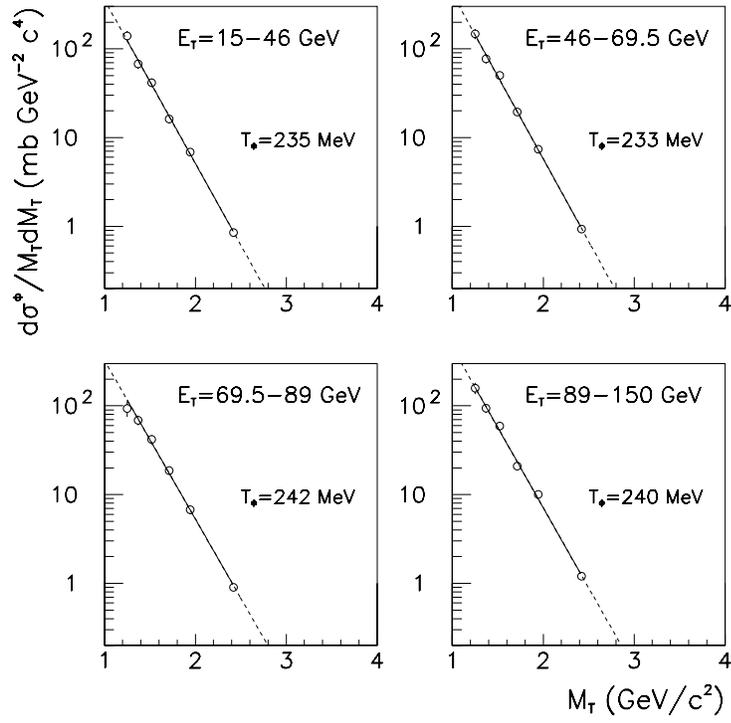


Figure B.6: $S-U$: ajustement de T_ϕ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

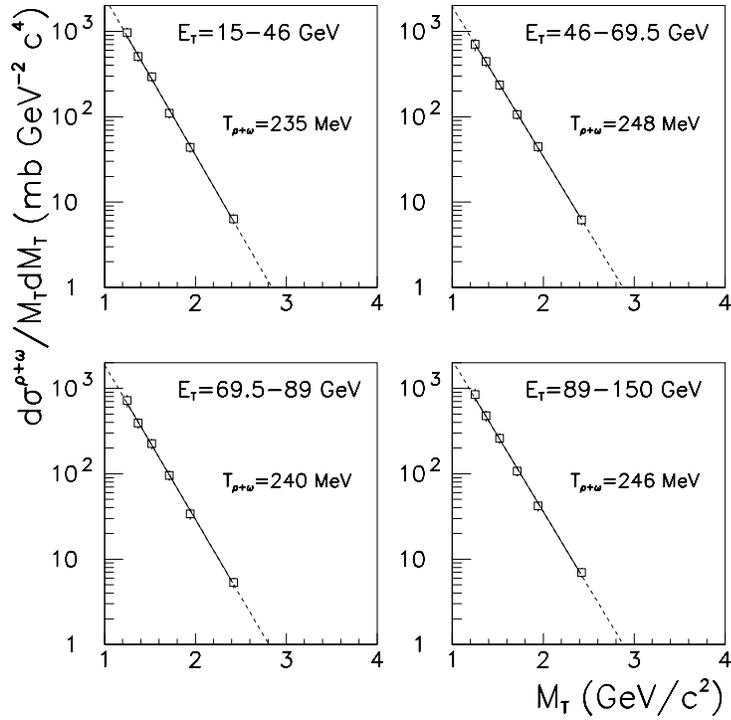


Figure B.7: $S-U$: ajustement de $T_{\rho+\omega}$ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

ΔE_T	ΔE_T^1	ΔE_T^2	ΔE_T^3	ΔE_T^4
T^ϕ (MeV)	235 ± 5	233 ± 5	242 ± 6	240 ± 6
$T^{\rho+\omega}$ (MeV)	235 ± 7	248 ± 8	240 ± 8	246 ± 8

Tableau B.9: *S-U*: valeurs des pentes inverses obtenues en ajustant avec la distribution $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour chaque intervalle en E_T .

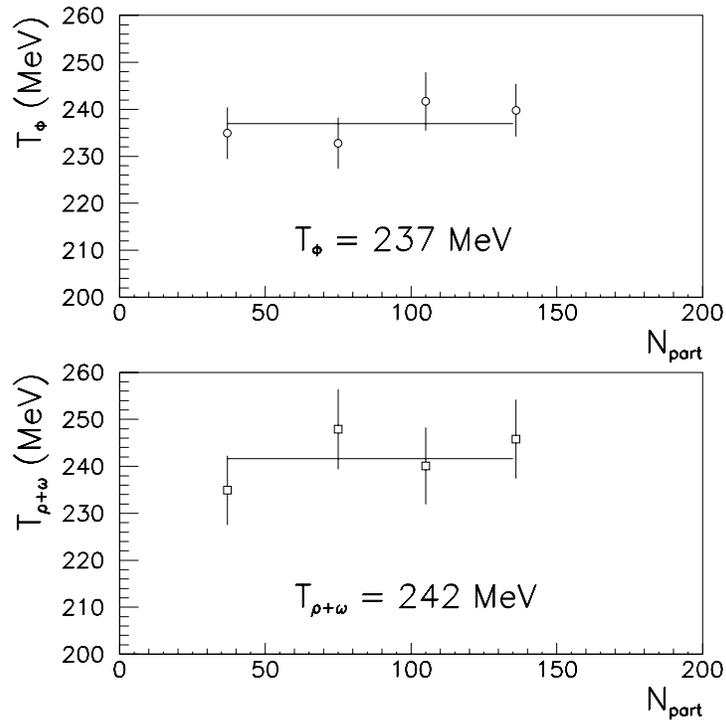


Figure B.8: *S-U*: détermination de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ après ajustement avec la fonction $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.

Dans l'étude faite dans [AST97], les valeurs des pentes effectives obtenues avec la distribution en $M_T^{3/2} e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour les mésons ϕ et $\rho + \omega$ étaient de l'ordre de 245 MeV pour S-U et de 220 MeV pour Pb-Pb. Par contre nos résultats ne font pas apparaître qu'une très faible différence, non significative de 10 MeV environ, entre les deux systèmes (nous avons obtenu en Pb-Pb: $T_\phi \approx 228$ MeV et $T_{\rho+\omega} \approx 224$ MeV).

Bibliographie

- [ABR00a] M.C. Abreu *et al.*, NA50 Collaboration, *Phys. Lett.* **B 477** (2000) 28.
- [ABR00b] M.C. Abreu *et al.*, NA38 and NA50 Collaborations, *Eur. Phys. J.* **C 13** (2000) 69.
- [ABR00c] M.C. Abreu *et al.*, NA50 Collaboration, *Phys. Lett.* **B 499** (2001) 85.
- [ABR88] M.C. Abreu *et al.*, NA38 Collaboration, *Z. Phys.* **C 38** (1998) 129-133.
- [ABR92] M.C. Abreu *et al.*, NA38 Collaboration, *Z. Phys.* **C 55** (1992) 365-371.
- [ABR99] M.C. Abreu *et al.*, NA50 Collaboration, *Phys. Lett.* **B 450** (1999) 456.
- [AFA00a] S.V. Afanasiev *et al.*, NA49 Collaboration, “Study of the Onset of Deconfinement in Nucleus-Nucleus Collisions at Low SPS Energies”, CERN/SPS 2000-035, CERN/SPSLC/P264 Add. 7.
- [AFA00b] S.V. Afanasiev *et al.*, NA49 Collaboration, *Physics Letters* **B 491** (2000) 59-66.
- [AGA98] G. Agakichiev *et al.*, CERES/NA45 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 4** (1998) 249.
- [AGG00] M. M. Aggarwal *et al.*, WA98 collaboration, nucl-ex/0008004, Submitted to *Eur. Phys. J. C*.
- [AGU91] M. Aguilar-Benitez *et al.*, LEBC-EHS Collaboration, *Z. Phys.* **C 50** 405-426.
- [ALI00] A. Ali Khan *et al.*, CP-PACS Collaboration, hep-lat/008011
- [ALF96] R. Albrecht *et al.*, WA80 Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 3506-3509.
- [ANG98] A. L. S. Angelis *et al.*, HELIOS/3 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 5** (1998) 63.
- [ANG00] A. L. S. Angelis *et al.*, HELIOS/3 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 13** (2000) 433-452.
- [ANT00] F. Antinori *et al.*, WA97 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 18** (2000) 57-63.
- [ANT99] F. Antinori *et al.*, WA97 Collaboration, *Nucl. Phys.* **A 661** (1999) 130c-139c.
- [APP98] H. Appelshäuser *et al.*, NA49 Collaboration, *Eur. Phys. J.* **C 2** (1998) 661.
- [ARM99] N. Armesto, A. Capella and E. G. Ferreira, *Phys. Rev.* **C 59** (1999) 395.
- [ARN97] R. Arnaldi *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A 411** (1997) 1-16.
- [AST97] J. Astruc, “Production de mésons ϕ , ρ et ω dans les collisions d-C, d-U, S-U à 200 Ge/nucléon et à 158 GeV/nucléon.” Thèse de l’Université Pierre et Marie Curie Paris 6 (1997).
- [BAC93] J.Bächler *et al.*, NA35 Collaboration, *Z. Phys.* **C 58** (1993) 367.

- [BAG91] C. Baglin *et al.*, NA38 Collaboration, *Phys. Lett. B* **272** (1991) 449-454.
- [BAG99] C. Baglin *et al.*, NA38 Collaboration, *Phys. Lett. B* **466** (1999) 408.
- [BEC00] F. Becattini, J. Cleymons, A. Keränen, E. Suhonen, K. Redlich, preprint/hep-ph/0011322.
- [BEC97] F. Becattini, *J. Phys. G* **23** (1997) no.12, 1933-1940.
- [BEC98] F. Becattini, M. Gaździcki et J. Sollfrank, *Eur. Phys. J. C* **5** (1998) 143-153.
- [BEL97] F. Bellaiche, “Sections efficaces de production des résonances J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon.” Thèse de l’Université Claude Bernard Lyon-1 (1997).
- [BEO97] S. Beolè, “Looking for Quark Gluon Plasma in Pb-Pb collisions at 158 GeV/c.”. Tesi di Dottorato di Ricerca, Universit Degli Studi Di Torino (1998).
- [BIA76] A. Bialas et al., *Nucl. Phys. B* **111** (1976) 461-476.
- [BJO83] J. D. Bjorken, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 140.
- [BLA00] J.-P. Blaizot, P. M. Dinh and J.-Y. Ollitrault, preprint/NUCL-TH/007020.
- [BLU01] C. Blume for the NA49 collaboration, 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter 2001, January 15-20 2001, Stony Brook, USA ; to be published in *Nucl. Phys. A*.
- [BRA99] P. Braun-Munzinger, I. Heppe et J. Stachel, *Phys. Lett. B* **465** (1999) 15.
- [BRO91] G.E. Brown and M. Rho, *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 2720.
- [CAL98] R. Calliandro for the WA97 collaboration, *J. Phys. G* **25** (1998) 171.
- [CAP00] A. Capella, E. G. Ferreira and A. B. Kaidalov, HEP-PH/0002300.
- [CAPE00] L. Capelli for the NA50 Collaboration, 4th Rencontres du Vietnam, Hanoi, Vietnam, July 19-25, 2000.
- [CHA93] T. Chambon, “Etude de la production de J/ψ dans les collisions Soufre-Uranium à 200 GeV/c par nucléon.” Thèse de l’Université Blaise Pascal Clermont-2 (1993).
- [CHE98] I. Chevrot, “Etude du flot en fonction de la centralité dans les collisions d’ions lourds aux énergies ultrarelativistes.” Thèse de l’Université Blaise Pascal Clermont-2 (1998).
- [COC80] A. Coc, “Le spectromètre à dimuon de l’expérience NA10 : son système de déclenchement.” Thèse de l’Université Paris VII (1980).
- [COL77] J. C. Collins and D. E. Soper, *Phys. Rev. D* **16** (1977) 2219.
- [CSI99] P. Csizmadia, P. Lévai, *Phys. Rev. C* **61** (2000) 031903(R).
- [FEI76] E. L. Feinberg, *Nuovo Cimento* **34 A** (1976) 391-412.
- [FRIE01] V. Friese for the NA49 collaboration, 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter 2001, January 15-20 2001, Stony Brook, USA ; to be published in *Nucl. Phys. A*.
- [FRI97] B. Friman and H.P. Pirner, *Nucl. Phys. A* **617** (1997) 496.

- [GAZ00] M. Gaździcki, M. I. Gorenstein et D. Röhrich, Comment on “Comparison of strangeness production between A+A and p+p reactions from 2 to 160 A GeV”, by J. C. Dunlop and C. A. Ogilvie, hep-ph/0006236.
- [GLA59] “High Energy Collision Theory”, dans “Lectures in theoretical Physics”, Vol. I, Interscience Publishers, New York, 1959, pp. 315-414.
- [HAG83] R. Hagedorn, *Rivista Nuovo Cimento* **6** (1983) N. 10.
- [HEI89] U. Heinz, proceedings of the XI Autumn School on Hadrons: Their Structure and Interactions in Lisbon, with World Scientific Publ. Co, Singapore (1990).
- [HEI99] U. Heinz, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 140c.
- [KAN98] M. Kaneta for the NA44 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **638** (1998) 419c.
- [KAR00] F. Karsch, E. Laermann and A. Peikert, hep-lat/0012023.
- [LAF95] G.D. Lafferty and T.R. Wyatt, *N.I.M. A* **355** (1995) 541-547.
- [LEN99] B. Lenkeit for the CERES/NA45 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 23c.
- [LEV00] P. Lévai, T.S. Biró, P. Csizmadia, T. Csörgö and J. Zimányi, *J. of Phys. G* **27** (3), (2001) 703-706.
- [LIE99] R. Lietava *et al.*, Collaboration WA97, *J. Phys. G* **25** (1999) 181.
- [MAT86] T. Matsui et H. Satz, *Phys. Lett. B* **178** (1986) 416.
- [NAR99] M. Nardi - “Glauber model and centrality estimators”, CERN Heavy Ion Physics School (CHIPS 99), CERN, June 21-25, 1999.
- [OKU77] S. Okubo, *Phys. Rev. D* **16** (1977) 2336.
- [PAP91] S. Papillon, “Etude de la production du J/ψ dans les réactions p-Cu, p-U, O-U et S-U à 200 GeV par nucléon.” Thèse de l’Université Paris 7 (1991).
- [PEI00] T. Peitzmann for the WA98 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **685** (2000) 399c.
- [PER91] L. Peralta, “Produção hadrónica de píões e kaões em colisões p+U, O+U e S+U a 200 GeV/nucleão.” PhD thesis, Universidade de Lisboa (1991).
- [QUI01] C. Quintans for the NA50 Collaboration, *J. of Phys. G* **27** (3), (2001) 405-412; M. C. Abreu *et al.*, NA38 Collaboration, “Low mass resonances in proton and sulphur induced collisions at 200 A GeV/c” en préparation.
- [RAF82] J. Rafelski and B. Müller, *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 1066.
- [RAP00] R. Rapp and E. Shuryak, *Phys. Lett. B* **473**, 13 (2000).
- [RAP97] R. Rapp, G. Chanfray and J. Wambach, *Nucl. Phys. A* **617** (1997) 472.
- [REV98] Review of Particle Physics, *The European Physical Journal C* **3** (1998) 1.
- [SHU99] E.V. Shuryak, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 119c.
- [ROL98] G. Roland for the NA49 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **638** (1998) 91c.
- [SAN99] L. Šándor for the WA97 collaboration, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 481c-484c.

- [SCH93] E. Schnedermann, J. Sollfrank, U. Heinz, *Particle Production in Highly Excited Matter*, NATO ASI Series **B 303** (1993) 175 (Plenum).
- [SEN00] P. Senger, invited talk at the 7th International Conference Nucleus-Nucleus Collisions 2000, Strasbourg (France), to appear in *Nucl. Phys. A*
- [SHO85] A. Shor, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1122.
- [SIK99] F. Siklér for the NA49 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 45c.
- [SOA98] C. Soave, “Intermediate mass di-muons in ultrarelativistic proton-nucleus and nucleus-nucleus at the CERN SPS.” Tesi di Università Degli Studi Di Torino (1998).
- [STA89] F. Staley, “Etude de la production du continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c² et du J/ψ dans les collisions $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U} \rightarrow \mu\mu + \text{X}$ à 200 GeV par nucléon.” Thèse de l’Université de Savoie (1989).
- [ST099] R. Stock, *Nucl. Phys. A* **661** (1999) 282c.
- [TOM99] B. Tomášik, U.A. Wiedemann, U. Heinz, nucl-th/9907096.
- [WAN96] F. Wang, Ph.D. Thesis, Columbia University, 1996.
- [XU01] N. Xu, 15th International Conference on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Quark Matter 2001, January 15-20 2001, Stony Brook, USA; to be published in *Nucl. Phys. A*.
- [XU96] N. Xu for the NA44 Collaboration, *Nucl. Phys. A* **610** (1996) 175c.

Liste des figures

1.1	<i>Diagramme des phases de la matière nucléaire.</i>	3
1.2	<i>Evolution de la collision d'après le modèle de Bjorken. (Les temps mentionnés sont très approximatifs.)</i>	7
1.3	<i>Spectre en masse des dimuons pour $M \geq 2 \text{ GeV}/c^2$.</i>	10
1.4	<i>Rapport $\sigma(J/\psi)/\sigma(\text{Drell} - \text{Yan})$ pour les collisions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon obtenus par l'analyse standard et celle utilisant le minimum bias. La courbe représente l'absorption nucléaire ordinaire [ABR00a].</i>	11
1.5	<i>Nombre de mésons J/ψ mesurés divisé par le nombre de mésons J/ψ attendus s'ils subissent uniquement l'absorption nucléaire, en fonction de la densité d'énergie [ABR00a].</i>	11
1.6	<i>Rapport du nombre de dimuons détectés dans le domaine des masses intermédiaires sur celui qui est attendu par extrapolation des données p-A [CAPE00].</i>	14
1.7	<i>Diagrammes de production des paires $s\bar{s}$ (au premier ordre): a) par fusion de quarks b) par fusion de gluons.</i>	15
1.8	<i>Expérience WA97 (CERN/SPS): taux de particules produites divisé par le nombre de nucléons participants pour les collisions Pb-Pb et normalisé au taux en collision p-Be [ANT99].</i>	17
1.9	<i>E_S mesuré pour les collisions nucléon-nucléon et noyau-noyau pour différentes valeurs de l'énergie incidente: $F \approx s^{1/4}$. Les lignes indiquent les prédictions d'un modèle statistique [GAZ00, AFA00a].</i>	18
1.10	<i>Rapports $(\phi/\rho+\omega)_{\mu\mu}$ pour $M_T > 1.5 \text{ GeV}/c^2$ en fonction de l'énergie transverse pour les collisions d-C, d-U et S-U à 200 GeV par nucléon et pour les collisions Pb-Pb (données de 1995) à 158 GeV par nucléon [AST97].</i>	19
2.1	<i>Dispositif expérimental de l'expérience NA50.</i>	22
2.2	<i>Schéma du plan 1 du détecteur de faisceau de l'expérience NA50 (les dimensions sont données en millimètres).</i>	23
2.3	<i>Absorbeur principal de l'expérience NA50.</i>	25
2.4	<i>Vue de face et de côté de l'aimant à champ toroïdal.</i>	26
2.5	<i>Les trois plans d'une chambre proportionnelle à fils.</i>	27
2.6	<i>Représentation des hodoscopes $R_{1,2}$ et $R_{3,4}$.</i>	28
2.7	<i>Calorimètre électromagnétique de l'expérience NA50.</i>	28
2.8	<i>Représentation des quatre "tours" du calorimètre à zéro degré.</i>	30
3.1	<i>Décalage en temps entre le trigger TSJ, c'est-à-dire non stabilisé par une lame du BH, et le trigger stabilisé T0J par: a) la lame R8 (de 29.6 mm de longueur et placée à droite), b) la lame L3 (de 3. mm et placée à gauche). (Un canal représente 24 ps.)</i>	34
3.2	<i>Spectre ADC de la lame L5 (des événements pour lesquels les valeurs TDC de L5 < 4095): a) tout le spectre ADC, b) zoom sur la partie du spectre correspondant au pic 2 ions (à gauche le piédestal et le pic 1 ion, à droite le pic 2 ions).</i>	35
3.3	<i>Spectres TDC des lames a) L5 et b) R5 (1 canal représente 24 ps).</i>	36
3.4	<i>Spectres ADC en fonction des TDC des lames a) L5 et b) R5.</i>	37

3.5	<i>Spectres a) ADC versus TDC et b) TDC de la lame L5 conditionnés par: ADC de R5 < seuil 1 ion.</i>	38
3.6	<i>Géométrie du détecteur de faisceau et des détecteurs d'interaction. L'axe (Oz) correspond à l'axe du faisceau et l'origine des abscisses correspond à la position du plan 2 du détecteur de faisceau.</i>	39
3.7	<i>Spectres ADC pour: a) du BHI1 et b) du BHIN2. Spectres TDC: c) du BHI1 et d) du BHIN2.</i>	41
3.8	<i>Spectres ADC en fonction des TDC des détecteurs a) BHI1 et b) BHIN2.</i>	41
3.9	<i>Spectre E_T (en GeV) en fonction de E_{ZDC} (en GeV): a) délimitation des zones de corrélation et des parasites; b) autre représentation.</i>	43
3.10	<i>Distributions en E_T de a) la région de corrélation, b) de la région des parasites et c) de toute la zone.</i>	44
3.11	<i>Définitions des coupures a et b sur les TDC des détecteurs d'interaction.</i>	45
3.12	<i>Spectres E_T versus E_{ZDC} pour: a) $N_{PARAS1} = 0$; b) $N_{PARAS2} = 0$; c) $N_{PARAS} = 0$ avec N_{PARAS1} et N_{PARAS} déterminés avec la coupure b.</i>	46
3.13	<i>Spectres E_T versus E_{ZDC} lorsque: a) les TDC de BHI1 et BHI2 sont entre les coupures a et b; b) au moins deux des BHIN ont leur TDC entre les coupures a et b.</i>	48
3.14	<i>Spectres E_T versus E_{ZDC} dans la région de corrélation pour $N_{PARAS} = 1$ déterminé avec la coupure b TDC et: a) sans seuil ADC; b) avec seuils sur les ADC.</i>	49
3.15	<i>Ajustement des spectres en E_T de la région de corrélation pour $N_{PARAS} = 1$ déterminé à partir de la coupure b TDC et: a) sans seuil ADC; b) avec le seuil 1 ADC.</i>	49
4.1	<i>Corrélation E_T-E_{ZDC} dans la région du contour pour $0. \leq M \leq 2. \text{ GeV}/c^2$ a) avec et b) sans la sélection de l'algorithme cible.</i>	53
4.2	<i>$P(\chi^2)$ des traces convergentes (CV) et divergentes (DV) des dimuons de masse supérieure à $2 \text{ GeV}/c^2$ pour les données Pb-Pb 96.</i>	56
4.3	<i>$P(\chi^2)$ des traces correspondant aux dimuons avec $0.5 \leq M \leq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ pour les données Pb-Pb 96, calculées avec les $\sigma_{P \times D_{x,y}}$ déterminés pour $M \leq 2 \text{ GeV}/c^2$.</i>	57
4.4	<i>Somme des distributions en $P \times D_x$ et $P \times D_y$ des traces convergentes correspondant aux dimuons tels que $0.5 \leq M \leq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ pour deux intervalles en impulsion P des muons (pour les données Pb-Pb 96).</i>	57
4.5	<i>Spectre en masse brut des paires $\mu^+ \mu^-$ (traits pleins) et du bruit de fond combinatoire (les croix).</i>	60
4.6	<i>Spectre en en masse du signal correspondant à la figure 4.5. Les pics en masse des résonances $\rho + \omega$, ϕ et J/ψ sont indiqués.</i>	60
4.7	<i>Représentation schématique d'une collision A-B de paramètre d'impact \vec{b}, le long de l'axe de la collision (Oz) (a) et dans le plan perpendiculaire (b).</i>	62
4.8	<i>Distribution en énergie transverse E_T du signal correspondant aux dimuons de masse inférieure à $2 \text{ GeV}/c^2$ et de masse transverse telle que $1.5 \leq M_T \leq 3.2 \text{ GeV}/c^2$. Les limites des 9 intervalles en E_T utilisés pour l'analyse sont indiqués en pointillés.</i>	65
5.1	<i>Référentiel de Collins-Soper dans le centre de masse du dimuon: définition des angles φ_{CS} et θ_{CS}. L'axe (Ox) est la bissectrice extérieure de l'angle formé par les impulsions d'un nucléon du noyau projectile et d'un nucléon de la cible.</i>	69
5.2	<i>Distributions en M_T des mésons ω et ϕ: a) et b) générées; c) et d) simulées reconstruites; e) et f) expérimentales.</i>	73
5.3	<i>Rapport $(\frac{dN}{dM_T})_{exp}/(\frac{dN}{dM_T})_{rec}$ a) pour le méson ω, b) pour le méson ϕ et c) pour le méson ρ.</i>	73
5.4	<i>Distributions en y^* des mésons ω et ϕ: a) et b) générées; c) et d) simulées reconstruites; e) et f) expérimentales.</i>	74
5.5	<i>Rapport $(\frac{dN}{dy^*})_{exp}/(\frac{dN}{dy^*})_{rec}$ a) pour le méson ω, b) pour le méson ϕ et c) pour le méson ρ.</i>	74

5.6	Acceptances des résonances ϕ , ρ et ω en fonction de M_T . Les erreurs avec une barre à l'extrémité tiennent compte uniquement des incertitudes statistiques. Les grandes barres considèrent les incertitudes statistiques et les incertitudes de méthode.	77
5.7	Pb-Pb: ajustement des spectres en masse tout E_T pour les 5 intervalles en M_T et pour tout M_T . (La ligne continue au dessus des mésons ρ et ω est la somme de leurs contributions.)	79
5.8	Pb-Pb: ajustement des spectres en masse tout M_T pour les 9 intervalles en E_T	80
5.9	Pb-Pb: ajustement des spectres en masse correspondant aux intervalles en E_T numéro 2, 5, 7 et 9 pour les 5 intervalles en masse transverse.	81
6.1	Pb-Pb: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour les 9 intervalles en E_T	86
6.2	Pb-Pb: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour tout le domaine en E_T . (Les barres d'erreurs terminées par un trait horizontal sont les incertitudes statistiques et les grandes barres correspondent à l'incertitude totale.)	87
6.3	Pb-Pb: évolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de E_T pour les cinq intervalles en M_T	89
6.4	Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction du nombre de nucléons participants pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c ² . (Les barres d'erreurs tiennent uniquement compte des incertitudes statistiques, sachant que l'incertitude systématique est de 9.5 %.)	90
6.5	Pb-Pb: ajustement de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ pour tout le domaine en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	96
6.6	Pb-Pb: ajustement de T_ϕ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	97
6.7	Pb-Pb: ajustement de $T_{\rho+\omega}$ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	98
6.8	Pb-Pb: détermination de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ après ajustement avec la fonction $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$	99
6.9	Multiplicités et multiplicités divisées par N_{part} des mésons ϕ et $\rho + \omega$ en fonction de N_{part} pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c ²	101
6.10	Multiplicités de ϕ et $\rho + \omega$ par unité de M_T en fonction du nombre de participants N_{part} par intervalle en M_T	102
6.11	Multiplicités divisées par N_{part} des mésons ϕ et $\rho + \omega$ par unité de M_T en fonction de N_{part} par intervalle en M_T	103
7.1	Rapports $\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$ et $\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$ correspondant aux tranches en masses (à gauche) et extraits des ajustements des spectres en masse ("fits" à droite).	110
8.1	Pb-Pb: distributions expérimentales des muons des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$: a) p_z^μ et b) p_T^μ	116
8.2	S-U: distributions expérimentales des muons des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$: a) p_z^μ et b) p_T^μ	116
8.3	Simulations Pb-Pb: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}) des pions et des kaons en sélectionnant les muons tels que $p_T^\mu \geq 0.5$ et $p^\mu \geq 8$. GeV/c.	118
8.4	Simulations S-U: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}) des pions et des kaons en sélectionnant les muons tels que $p_T^\mu \geq 0.39$ et $p^\mu \geq 6$. GeV/c.	118
8.5	Simulations Pb-Pb: spectres du rapport a) p_z^μ/p_z^π , b) p_z^μ/p_z^K	120
8.6	Simulations Pb-Pb: spectres du rapport a) p_T^μ/p_T^π , b) p_T^μ/p_T^K	120
8.7	Simulations S-U: spectres du rapport a) p_z^μ/p_z^π , b) p_z^μ/p_z^K	121
8.8	Simulations S-U: spectres du rapport a) p_T^μ/p_T^π , b) p_T^μ/p_T^K	121
8.9	Simulations Pb-Pb: valeur moyenne des impulsions longitudinales des pions et des kaons.	122
8.10	Simulations S-U: valeur moyenne des impulsions longitudinales des pions et des kaons.	122
8.11	Simulations: projection sur l'axe (Oz) des vertex de production (z_{pr}^μ) des muons (ou vertex de désintégration des pions et des kaons) a) pour Pb-Pb et b) pour S-U.	123

8.12	<i>Pb-Pb: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour deux intervalles en p_T^μ (avec la coupure image): $p_T^\mu = 0.8 - 1.0$ GeV/c (correspondant à $p_T^{\pi,K} \approx 0.87 - 1.09$ GeV/c) et $p_T^\mu \geq 1.0$ GeV/c ($p_T^{\pi,K} \geq 1.09$ GeV/c)</i>	125
8.13	<i>Pb-Pb: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour tout le domaine en p_T^μ accessible expérimentalement (avec la coupure image): $p_T^\mu > 0.8$ GeV/c ($p_T^{\pi,K} > 0.87$ GeV/c).</i>	125
8.14	<i>S-U: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour deux intervalles en p_T^μ (avec la coupure image): $p_T^\mu = 6.6 - 0.8$ GeV/c ($p_T^{\pi,K} \approx 0.65 - 0.87$ GeV/c) et $p_T^\mu \geq 0.8$ GeV/c ($p_T^{\pi,K} \geq 0.87$ GeV/c).</i>	125
8.15	<i>S-U: rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ pour tout le domaine en p_T^μ accessible expérimentalement (avec la coupure image): $p_T^\mu > 0.6$ GeV/c ($p_T^{\pi,K} > 0.65$ GeV/c).</i>	125
9.1	<i>Evolution du rapport ϕ/π (où $\pi^\pm = 1/2(\pi^+ + \pi^-)$) en fonction du nombre de nucléons participants, mesuré par l'expérience NA49 [FRIE01].</i>	128
9.2	<i>Rapports K^-/π et K^+/π (avec $\pi^\pm = 1/2(\pi^+ + \pi^-)$) dans les collisions Pb-Pb, C-C, Si-Si et p-p à 158 GeV par nucléon mesurés par l'expérience NA49 et S-S à 200 GeV par nucléon extrait par l'expérience NA35 en fonction de N_{part} (résultats préliminaires) [BLU01].</i>	130
9.3	<i>Multiplicités des mésons π et K divisées par le nombre de nucléons participants obtenues par l'expérience NA49 [SIK99].</i>	130
9.4	<i>Rapports K^+/π^+ et K^-/π^- obtenus par l'expérience E866 à l'AGS (BNL) dans les collisions Au-Au à 11.1 GeV par nucléon [WAN96].</i>	131
9.5	<i>Multiplicités des mésons π et K divisées par le nombre de nucléons participants (A_{part}) obtenues par l'expérience KaoS à SIS (GSI) dans les collisions Au-Au à 1 GeV par nucléon [SEN00].</i>	131
9.6	<i>Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U en fonction de N_{part} pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c². (Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les "enveloppes" aux incertitudes totales.)</i>	133
9.7	<i>Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U en fonction de N_{part} pour $1.2 \leq p_T \leq 3$. GeV/c. (Les barres d'erreur correspondent aux incertitudes statistiques et les "enveloppes" aux incertitudes totales.)</i>	133
9.8	<i>Comparaison des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb et S-U obtenus lors de l'étude décrite dans [AST97] et par notre analyse. Ces rapports sont calculés pour $1.5 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c² en sommant les nombres de résonances mesurées dans les 5 intervalles en M_T et sont tracés en fonction de l'énergie transverse E_T normalisée à celle de S-U (comme dans [AST97]).</i>	134
9.9	<i>λ_s en fonction de \sqrt{s} pour différents systèmes [BEC98].</i>	134
9.10	<i>Multiplicité du méson ϕ pour les collisions les plus centrales en fonction de la masse transverse, obtenue par les expériences NA49 et NA50.</i>	136
9.11	<i>Températures effectives extraites des spectres en masse transverse pour les collisions Pb-Pb au SPS du CERN et mesurées par différentes expériences en fonction de la masse des particules.</i>	137
9.12	<i>Pentes effectives obtenues avec la distribution $dN/dM_T \propto M_T^{3/2} \exp(-M_T/T)$ pour $M_T - M > 0.3$ GeV/c² expérimentalement et à partir du modèle MICOR [LEV00, CSI99].</i>	138
A.1	<i>Distributions en M_T et en y^* du méson ϕ: a) et b) générées; c) et d) simulées reconstruites; e) et f) expérimentales.</i>	144
A.2	<i>Rapports et $(\frac{dN}{dM_T})_{exp}/(\frac{dN}{dM_T})_{rec}$ et $(\frac{dN}{y^*})_{exp}/(\frac{dN}{y^*})_{rec}$ obtenus pour le méson ϕ.</i>	144
A.3	<i>S-U: acceptances des résonances ϕ, ρ et ω en fonction de M_T.</i>	146
A.4	<i>S-U: ajustement des spectres en masse pour $E_T \geq 15$ GeV et pour les 6 intervalles en M_T.</i>	147
A.5	<i>S-U: ajustement des spectres en masse pour $E_T \geq 15$ GeV et $1.2 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c².</i>	148

A.6	<i>S-U: ajustement des spectres en masse pour les 4 intervalles en E_T.</i>	148
B.1	<i>Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ en fonction de M_T pour S-U pour les 4 intervalles en E_T.</i>	150
B.2	<i>Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de M_T pour $E_T \geq 15$ GeV. (Les barres d'erreurs terminées par un trait horizontal sont les incertitudes statistiques et les grandes barres correspondent à l'incertitude totale.)</i>	151
B.3	<i>Evolution des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de E_T pour les 6 intervalles en M_T.</i>	152
B.4	<i>Evolution du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour S-U en fonction de N_{part} pour $1.2 \leq M_T \leq 3.2$ GeV/c². (Les barres d'erreurs tiennent uniquement compte des incertitudes statistiques, sachant que l'incertitude systématique est de 7.3 %.)</i>	153
B.5	<i>S-U: ajustement de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ pour tout E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.</i>	157
B.6	<i>S-U: ajustement de T_ϕ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.</i>	158
B.7	<i>S-U: ajustement de $T_{\rho+\omega}$ pour chaque intervalle en E_T avec la paramétrisation $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.</i>	158
B.8	<i>S-U: détermination de T_ϕ et $T_{\rho+\omega}$ après ajustement avec la fonction $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$.</i>	159

Liste des tableaux

1.1	<i>Tableau récapitulatif des différents accélérateurs d'ions lourds ultra-relativistes et de leurs caractéristiques. p est l'impulsion d'un nucléon d'un noyau dans le référentiel du laboratoire. \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse des collisions nucléon-nucléon. . . .</i>	4
3.1	<i>Nombre d'événements parasites détectés pour chaque coupure TDC et pour chaque région.</i>	47
3.2	<i>Nombre d'événements détectés comme parasites pour chaque région en utilisant uniquement la coupure sur les TDC et en ajoutant celles sur les ADC des BHI.</i>	50
4.1	<i>Pourcentage de paires issues du bruit de fond combinatoire (% bdf comb) sur le total des paires $\mu^+\mu^-$, pour différentes tranches en masses.</i>	59
4.2	<i>Intervalles en E_T utilisés pour l'analyse et valeurs correspondantes de $\langle E_T \rangle$, N_{part}, N_{coll} et $\langle b \rangle$.</i>	64
5.1	<i>Caractéristiques des composantes.</i>	69
5.2	<i>Fenêtres d'acceptance du spectromètre et de génération des simulations en Pb-Pb.</i>	71
5.3	<i>Paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations.</i>	72
5.4	<i>Paramètres de déformation du continuum pour chaque intervalle en M_T.</i>	75
5.5	<i>Pb-Pb: Acceptances (en %) des résonances par intervalle en M_T avec uniquement l'incertitude statistique.</i>	76
5.6	<i>Incertitudes de méthode sur les acceptances des résonances.</i>	76
6.1	<i>Tableau récapitulatif des incertitudes (en %) sur le rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ pour Pb-Pb.</i>	85
6.2	<i>Pb-Pb: tableau de valeurs du rapport $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ (avec uniquement les incertitudes statistiques).</i>	88
6.3	<i>Valeurs des efficacités pour Pb-Pb.</i>	92
6.4	<i>Quantités utilisées pour le calcul des sections efficaces pour Pb-Pb.</i>	92
6.5	<i>Incertitudes de méthode (en %) sur N_ϕ et $N_{\omega+\rho}$ pour Pb-Pb.</i>	93
6.6	<i>Pb-Pb: valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ en mbarns par intervalle en M_T (pour $-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$ et $0. \leq y^* \leq 1$).</i>	94
6.7	<i>Valeurs des abscisses des points en M_T pour la détermination des pentes inverses pour différentes valeurs de T_{fixe} (pour les intervalles utilisés pour Pb-Pb).</i>	95
6.8	<i>Pb-Pb: valeurs des pentes inverses obtenues pour différentes paramétrisations de la distribution en M_T.</i>	96
6.9	<i>Pb-Pb: valeurs des pentes inverses obtenues en ajustant avec la distribution $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour chaque intervalle en E_T.</i>	99
7.1	<i>Paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations en p-Ag 4000 A et 7000 A.</i>	106
7.2	<i>Acceptances (en %) des résonances pour les tranches en masse $0.95 \leq M \leq 1.15$ et $0.65 \leq M \leq 0.85$ GeV/c². (Les incertitudes indiquées sont uniquement statistiques et elles n'apparaissent pas lorsqu'elles sont inférieures ou égales à 0.005 %.)</i>	107
7.3	<i>Acceptances (en %) des résonances (avec les incertitudes statistiques, elles n'apparaissent pas lorsqu'elles sont inférieures ou égales à 0.005 %).</i>	108

7.4	Valeurs des rapports $\frac{(N^{exp})_{4000A}}{(N^{exp})_{7000A}}$ et $\frac{(Acc)_{4000A}}{(Acc)_{7000A}}$ (les incertitudes indiquées sont statistiques).	109
8.1	Caractéristiques des mésons π et K .	114
8.2	Proportion de mésons (dont les muons vérifient la coïncidence V et ont été détectés dans R_4) produits dans les absorbeurs. (Les incertitudes indiquées sont statistiques.)	119
8.3	Rapports des impulsions des muons sur les impulsions des parents pour les collisions $Pb-Pb$ et $S-U$.	119
8.4	Variation du rapport $(K^+ + K^-)/\pi$ avec R_K (par rapport à $R_K = 1.8$) pour $Pb-Pb$ et $S-U$.	124
A.1	Intervalles en E_T utilisés pour l'analyse et valeurs correspondantes de $\langle E_T \rangle$, N_{part} , N_{coll} et $\langle b \rangle$ pour le système $S-U$.	143
A.2	$S-U$: fenêtres d'acceptance du spectromètre et de génération des simulations.	143
A.3	$S-U$: paramètres T et σ_y utilisés pour les simulations.	145
A.4	$S-U$: acceptances (en %) des résonances par intervalle en M_T avec uniquement l'incertitude statistique. (Lorsque aucune incertitude n'est indiquée, cela signifie qu'elle est inférieure à 0.005 %.)	145
A.5	Incertitudes de méthode sur les acceptances des résonances.	145
B.1	Tableau récapitulatif des incertitudes (en %) pour $S-U$.	149
B.2	$S-U$: tableau de valeurs des rapports $(\frac{\phi}{\rho+\omega})_{\mu\mu}$ (l'incertitude reportée est uniquement l'incertitude statistique).	151
B.3	Valeurs des efficacités cible pour chaque intervalle en énergie transverse pour $S-U$.	154
B.4	Tableau des efficacités pour $S-U$.	155
B.5	Tableau des quantités utilisées pour le calcul des sections efficaces pour $S-U$.	155
B.6	Incertitudes de méthode (en %) sur N_ϕ et $N_{\omega+\rho}$ pour $S-U$.	156
B.7	$S-U$: valeurs de σ^ϕ et $\sigma^{\rho+\omega}$ en mbarns par intervalle en M_T (pour $-0.5 \leq \cos\theta_{CS} \leq 0.5$ et $0. \leq y^* \leq 1.$).	156
B.8	$S-U$: valeurs des pentes inverses extraites pour différentes paramétrisation de la distribution en M_T .	157
B.9	$S-U$: valeurs des pentes inverses obtenues en ajustant avec la distribution $M_T e^{-\frac{M_T}{T}}$ pour chaque intervalle en E_T .	159