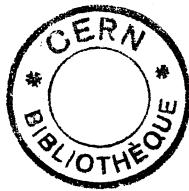


EX 10038
c2

1989



CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050375

Université de Savoie

Laboratoire d'Annecy Le Vieux de Physique des Particules

B.P 110 74941 Annecy Le Vieux cedex

THESE

présentée pour obtenir le titre de

Docteur en Science

Spécialité : Physique des particules

par

Florent STALEY

Sujet : "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."

Soutenue le 18 mai 1989 devant la Commission d'examen :

- C. Baglin
- F. Karsch
- P. Liaud
- A. Morel
- D. Treille
- F. Vannucci

A mes Parents et mon Parrain

REMERCIEMENTS

Je tiens à particulièrement remercier Christian Baglin et André Bussière qui durant les deux années de préparation de cette thèse, ont su être disponibles en permanence. En plus de leur aide dans mon travail, ils ont aussi su devenir des amis.

Je veux aussi remercier Alberto Baldisseri qui a été présent à tout moment dans toutes mes études depuis la terminale. Son amitié et son aide m'ont été précieuses dans des moments qui furent parfois difficiles.

Je pense aussi aux autres membres de NA38 au LAPP, J.P. Guillaud, R. Kossakowski, P. Liaud, qui m'ont fait profiter de leurs avis et de leur amitié. Je n'oublie pas tous les membres de la Collaboration NA38 qui m'ont fait bénéficier de leurs conseils.

Tous les membres du LAPP ont fait preuve de gentillesse dans la vie de tous les jours au laboratoire. Je remercie plus particulièrement D. Dufournaud et N. Iribarnes, du service informatique, qui ont toujours été disponibles pour régler les très nombreux problèmes d'informatique que l'on peut rencontrer.

Je remercie J.P. Blaizot pour les discussions que nous avons eu sur la physique du plasma de quarks et de gluons.

Enfin je remercie tous les membres du jury d'avoir accepté de venir, parfois en ayant été prévenu au dernier moment ou dans des périodes de fortes activités.

TABLE DES MATIERES

- INTRODUCTION		1
- CHAPITRE I	: Eléments de physique du plasma de quarks et de gluons	5
- I.1	: Introduction	6
- I.2	: Plasma de quarks et de gluons	7
- I.3	: Suppression du J/Ψ	12
- I.4	: Suppression en fonction de l'impulsion transverse	13
- I.5	: Observation expérimentale de la suppression du J/Ψ	14
- I.6	: Conclusion	17
- CHAPITRE II	: Dispositif expérimental	19
- II.1	: Introduction	20
- II.2	: Le détecteur	21
- II.3	: Le spectromètre	27
- II.4	: Système de déclenchement	32
- II.5	: Système d'acquisition	44
- II.6	: Conclusion	46
- CHAPITRE III	: Méthode d'analyse	49
- III.1	: Introduction	50
- III.2	: Reconstruction des trajectoires	55
- III.3	: Sélection des runs et des événements	55
- III.4	: Statistique	59

- III.5	: Efficacité de la reconnaissance de cible	59
- III.6	: Estimation du bruit de fond	64
- III.7	: Soustraction du continuum sous le J/Ψ	68
- III.8	: Sections efficaces intégrées	70
- III.9	: Calcul de la luminosité (nombre d'ions incidents)	77
- III.10	: Calcul de la longueur effective de cible	79
- III.11	: Section efficace du J/Ψ dans les interactions $P+U \rightarrow J/\Psi + X$	81
- III.12	: Conclusion	82
 - CHAPITRE IV : Résultats expérimentaux		85
- IV.1	: Introduction	86
- IV.2	: Sections efficaces intégrées du J/Ψ pour $S+U \rightarrow \mu\mu+X$	86
- IV.3	: Estimation de l'erreurs systématiques	86
- IV.4	: Section efficace du continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2	89
- IV.5	: Distribution des sections efficaces en fonction de E_T	89
- IV.6	: Rapport des sections efficaces en fonction de E_T	92
- IV.7	: Sections efficaces différentielles en P_T	95
- IV.8	: Sections efficaces différentielles en y	100
- IV.9	: Conclusion	104
 - CHAPITRE V : Interprétation des résultats		107
- V.1	: Introduction	108
- V.2	: Comportement du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T	108
- V.3	: Absorption	114
- V.4	: Conclusion	118

- CONCLUSION

123

- Références

125

INTRODUCTION

La matière nucléaire qui nous entoure est constituée de hadrons dont la densité est de l'ordre de 0.15 GeV/fm^3 . Ces hadrons sont constitués de quarks qui sont confinés. La théorie qui étudie ces quarks et les forces qui les gouvernent est la chromodynamique quantique (QCD) dans laquelle les forces entre les quarks sont véhiculées par des bosons de jauge, les gluons. Cette théorie permet d'expliquer la spectroscopie des particules hadroniques ainsi que les événements multijets observés expérimentalement dans les collisions à haute énergie. La QCD a aussi prévu des états exotiques tels les glueballs et le plasma de quarks et de gluons entre autres. Ces états exotiques n'ont pas encore été observés, il est donc intéressant de les rechercher pour tester la théorie.

Le sujet que nous traiterons concerne uniquement le plasma de quarks et de gluons. Les calculs de QCD ont prévu qu'à partir d'une certaine densité d'énergie ($\approx 3 \text{ GeV/fm}^3$) ou à partir d'une certaine température (200 MeV) la matière nucléaire subit une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons où les quarks deviendraient libres [Ref.1]. De nombreux théoriciens étudient cet état de la matière qui a peut-être existé dans les tous premiers instants de l'univers. Ils se sont aussi attachés à étudier la manière d'observer ce plasma. Plusieurs signatures ont été proposées entre autres la suppression de la résonance J/Ψ [Ref.2]. Cette signature est celle que nous recherchons.

Pour atteindre expérimentalement les densités d'énergie nécessaires à la création d'un plasma de quarks et de gluons, des ions lourds d'oxygène et de soufre ont été accélérés à des énergies ultrarelativistes de 200 GeV/Nucléon au cours de deux courtes périodes exploratoires qui se sont déroulées en 1986 et 1987 au CERN.

L'expérience CERN NA38 est bien placée pour tenter d'observer la suppression du J/Ψ . Le détecteur est conçu pour observer des paires de muons dans un domaine de masse allant de 0.5 à 5 GeV/c^2 . Le J/Ψ a une masse de 3.097 GeV/c^2 et se désintègre en une paire de muons avec un assez bon rapport de branchement (6.9%). En 1986 dix-sept jours d'acquisition ont eu lieu avec des ions d'oxygène sur de l'uranium et du cuivre. Dix-sept autres jours d'acquisition ont eu lieu en 1987 avec des ions de soufre sur des cibles d'uranium et ont permis d'obtenir 12000 J/Ψ .

L'objet de cette thèse est l'étude de la production du J/Ψ et du continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 dans les collisions $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U} \rightarrow \mu\mu + X$ à 200 GeV/Nucléon . Le but est de mettre en

évidence par la comparaison des sections efficaces du J/Ψ et du continuum la suppression du J/Ψ dans les collisions d'ions lorsque la densité d'énergie est élevée.

Nous verrons en premier les éléments de QCD qui permettent de prévoir l'existence d'un plasma de quarks et de gluons et pourquoi la production de J/Ψ doit être défavorisée. Nous décrirons ensuite l'expérience NA38 et plus particulièrement le système des hodoscopes de déclenchement dont nous avons amélioré la synchronisation.

L'analyse des événements soufre sur uranium sera exposée et nous donnerons les résultats des sections efficaces intégrées et différentielles de production du J/Ψ et du continuum. Ces résultats seront ensuite discutés et confrontés au modèle du plasma de quarks et de gluons ainsi qu'aux différents modèles concurrents proposés.

CHAPITRE I

ELEMENTS DE PHYSIQUE DU PLASMA

DE QUARKS ET DE GLUONS

I.1 Introduction.

Il y a quelques années, des simulations de chromodynamique quantique (QCD) sur réseaux ont montré qu'il pouvait exister un nouvel état de la matière nucléaire au-delà d'une certaine densité d'énergie ou au-delà d'une certaine température. La matière hadronique est constituée de quarks confinés. A très haute température ou densité on prévoit une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons (QGP) dans lequel les quarks seraient libres.

Depuis, de nombreux travaux ont été réalisés pour comprendre et analyser la formation d'un tel milieu notamment grâce à la QCD sur réseau à température finie. L'évolution du plasma, comme pour tout système composé d'un grand nombre de particules, est étudiée par la thermodynamique. La thermodynamique tente de prévoir la pression, la température et la densité d'énergie du système.

Les théoriciens se sont aussi attachés à prévoir les différentes signatures que nous pourrions observer expérimentalement lors de la création d'un plasma. Des signaux sont fournis par la production de paires de leptons (dimuons, diélectrons), de γ , par la production de particules étranges (Λ , Ξ ...) et par l'étude de résonances telles le Φ et le J/Ψ . Nous n'étudierons ici que le J/Ψ qui est la signature que NA38 cherche à observer. Les distributions du J/Ψ en fonction de l'énergie déposée lors de la collision, les distribution en impulsion transverse et en rapidité peuvent fournir de précieux renseignements.

La recherche expérimentale du plasma de quarks et de gluons a commencé au CERN en 1986, pour la première fois on a pu accélérer des ions d'oxygène à haute énergie. En 1987 des noyaux de soufre étaient accélérés avec une énergie de 200 GeV/Nucléon et (dans le cas de NA38) dirigés sur une cible d'uranium. Ces collisions d'ions ont permis d'obtenir les densités d'énergie suffisantes pour la création du QGP. Nous passerons en revue dans ce chapitre les éléments théoriques qui permettent de prévoir une transition de phase de déconfinement vers un plasma de quarks et de gluons. Nous étudierons les conséquences de l'existence du plasma sur le J/Ψ et son comportement en impulsion transverse.

I.2 Plasma de quarks et de gluons.

I.2.1 Introduction.

On peut imaginer simplement les hadrons comme des sacs contenant les quarks de valence [Ref.19 et 20]. Ces cavités se forment dans le vide avec une densité d'énergie B , appelée constante du sac, due à la pression exercée par le vide sur la cavité. Dans ce modèle, les hadrons sont formés de quarks qui peuvent évoluer à l'intérieur de leur cavité sans relation avec les quarks des autres sacs (cf figure I.0). A très haute densité les sacs s'imbriquent, les quarks peuvent alors passer d'un sac à l'autre (cf figure I.0). On a donc un grand sac dans lequel tous les quarks sont libres.

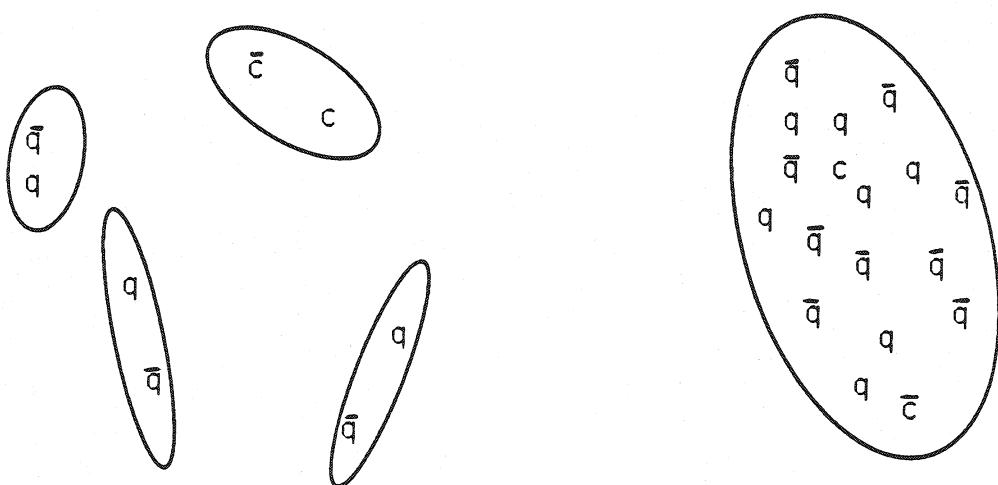


Figure I.0 A gauche les hadrons sont constitués de sacs isolés. A droite :
a grande densité d'énergie tous les sacs n'en forment plus qu'un.

En effet si un quark est environné de beaucoup d'autres quarks, l'interaction de couleur de ses proches voisins écrante les quarks plus lointains. De plus, dans un milieu de grande densité, les quarks sont très serrés les uns contre les autres et l'interaction des proches voisins est alors très faible à cause de la liberté asymptotique. Dans le grand sac qui a été formé à grande densité d'énergie les quarks sont donc presque libres.

Un sac dans lequel un grand nombre de quarks sont libres est un plasma. Nous allons étudier un peu plus en détail la transition de phase entre les hadrons et le plasma.

I.2.2 Transition de phase de déconfinement.

A grande densité d'énergie la matière se présenterait sous forme d'un plasma de quarks et de gluons. La figure I.1 représente de manière schématique les états de la matière en fonction de la température T et du potentiel chimique baryonique.

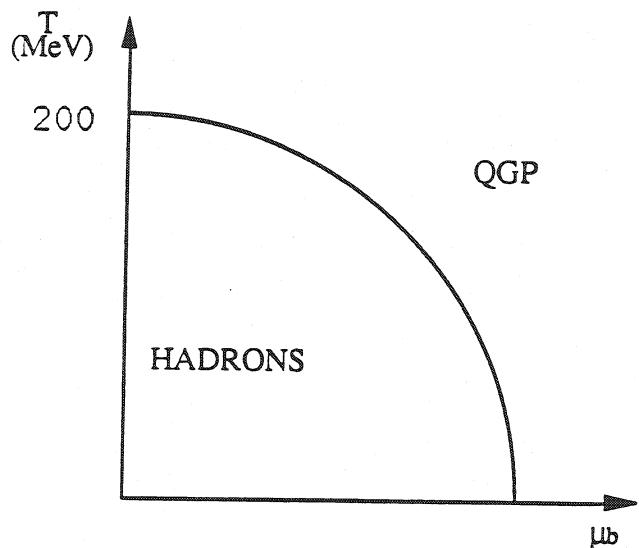


Figure I.1 diagramme de phase QCD dans le plan température et potentiel chimique baryonique.

Pour étudier la transition de phase on cherche une équation d'état de la matière hadronique. Ce que nous allons décrire représente assez bien les allures des équations d'état telles que la QCD sur réseau les calcule¹ [Ref.2 et 5]. Pour simplifier nous travaillons avec un potentiel chimique baryonique, μ_B , nul (ie nombre de quarks égal au nombre d'antiquarks) et nous cherchons à exprimer la densité d'énergie et la pression en fonction de la température. Le potentiel chimique baryonique nul suppose qu'à basse température le système ne soit constitué que d'excitations du vide non baryonique (mésons). Pour simplifier nous ne tiendrons compte que des pions en supposant leur masse nulle (ie à basse température la matière est formée d'un gaz de pions). Ces études sont faites en supposant le plasma composé de deux saveurs de quark uniquement (u, d) pour simplifier les calculs sur réseau.

¹ Les techniques de calcul de QCD sur réseau sont trop délicates pour être résumées en quelques phrases. Nous renvoyons les lecteurs désireux d'en savoir plus aux cours d'A. Morel de l'Ecole de Gif 1986 et 1988.

Donnons quelques rappels des expressions des grandeurs thermodynamiques pour un système de particules de masse nulle et sans interaction [Ref.3 et 24]. Le nombre d'occupation d'un état d'impulsion p est donné par :

$$f(p) = \frac{1}{e^{p/T} \pm 1} \quad \begin{aligned} & \text{- pour des bosons (les pions)} \\ & (1) \end{aligned}$$

+ pour des fermions (les quarks)

d'où (pour des particules sans masse : impulsion = énergie) :

$$\varepsilon = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p f(p) = \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad \text{pour des bosons} \quad (2)$$

$$= \frac{7}{8} \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad \text{pour des fermions}$$

La pression P est donnée par :

$$P = \frac{1}{3} \varepsilon \quad (3)$$

A basse température on a un gaz de pions de masse nulle. Il y a trois degrés de liberté pour des pions : π^0, π^+, π^- . D'où l'expression de la densité d'énergie et de la pression :

$$\varepsilon = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \quad (4)$$

$$P = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4$$

A haute température pour un plasma de quarks et de gluons nous devons tenir compte de la pression du vide sur le plasma, c'est à dire de la constante du sac B dont nous avons parlé dans l'introduction. Le tenseur densité d'énergie-pression est donné de façon générale par :

$$T^{\mu\nu} = (P + \varepsilon) u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu}$$

où u est le quadrivecteur vitesse, [dans un repère local où le fluide est au repos $u=(1, 0, 0, 0)$], $g^{\mu\nu}$ est le tenseur métrique dont tous les éléments sont nuls sauf la diagonale égale à $(1, -1, -1, -1)$. La constante B étant une propriété du vide et non du plasma seul le terme en $g^{\mu\nu}$ est modifié :

$$T^{\mu\nu} = (P + \epsilon) u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu} + B g^{\mu\nu}$$

Vu l'expression du tenseur métrique et en supposant le fluide parfait :

$$\epsilon = T^{00} \text{ et } P = T^{11}$$

D'où :

$$\epsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B$$

(5)

$$P = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B$$

Le facteur 37 vient des degrés de liberté du système :

$$37 = 2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$$

- 2×8 pour les gluons, 2 pour le spin et 8 états de couleur.
- $\frac{7}{8}$ vient de l'intégrale (2).
- $2 \times 2 \times 2 \times 3$: quark et antiquark, 2 spins, 2 saveurs et 3 états de couleur.

Les figures I.2 et I.3 montrent la pression et la densité d'énergie en fonction de la température.

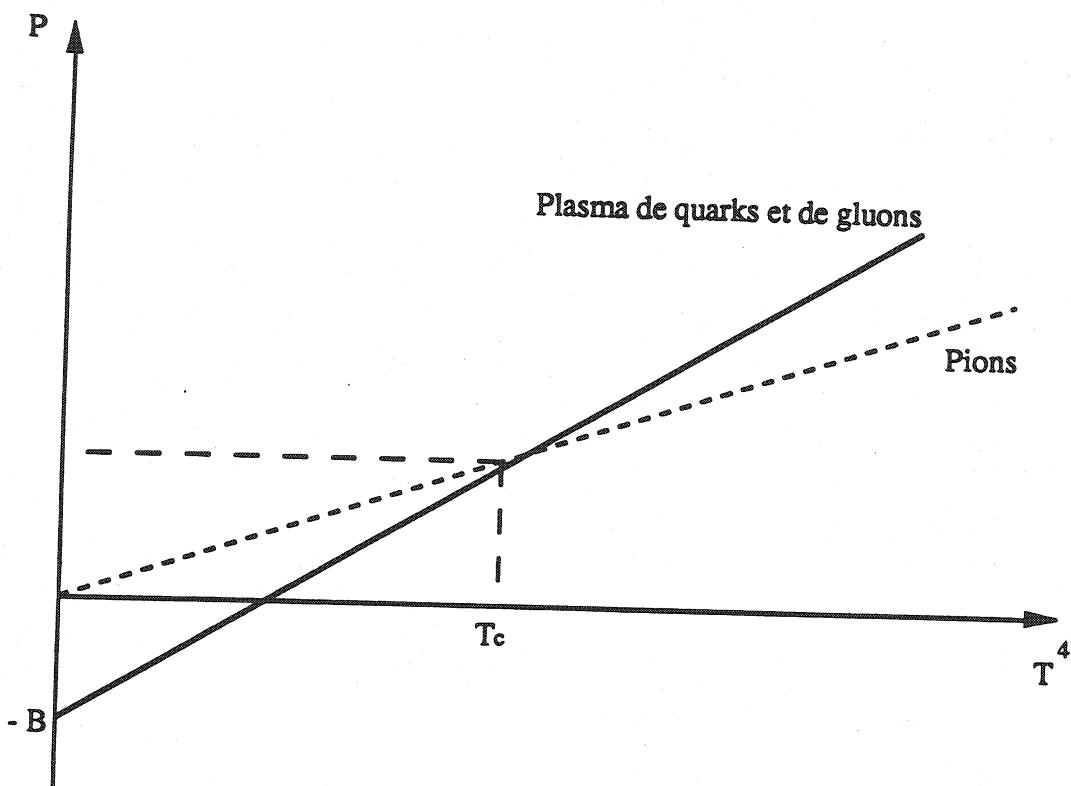


Figure I.2 Pression en fonction de la température

Sur la figure I.2 on voit qu'il existe une température critique T_c au-delà de laquelle le plasma de quarks et de gluons est thermodynamiquement plus stable qu'un gaz de pions.

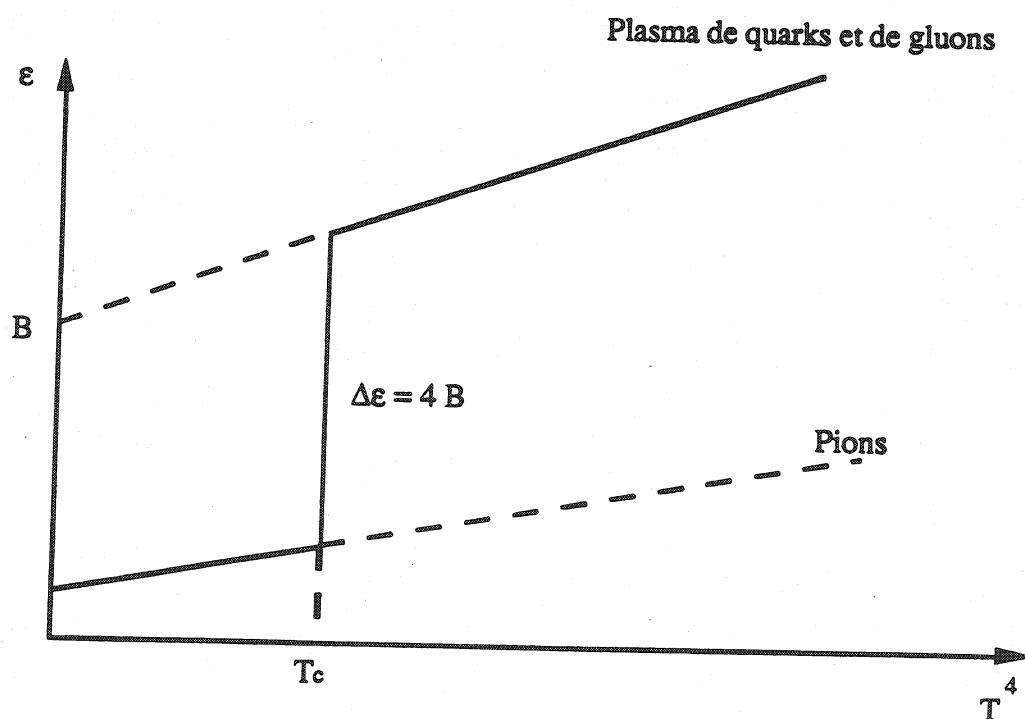


Figure I.3 densité d'énergie ϵ en fonction de la température T .

Sur la figure I.3 on voit bien la transition de phase qui a lieu à T_c avec une chaleur latente de $4B$. On peut donner la pression en fonction de la densité d'énergie :

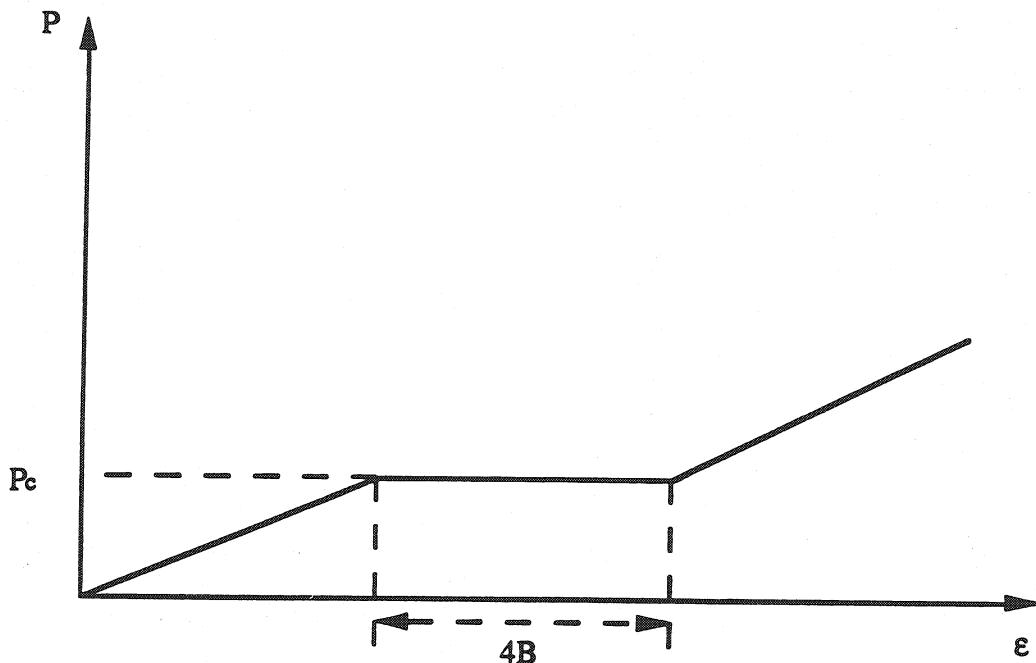


Figure I.4 diagramme (P, ϵ) montrant la pression critique et les densités d'énergie où la transition commence et où elle finie. Le "plateau" correspond à la chaleur latente de la transition de phase.

Les calculs de QCD sur réseau reproduisent bien l'allure des courbes présentées de façon simple dans ce paragraphe. La QCD prévoit bien une transition de phase de la matière nucléaire vers un plasma de quarks et de gluons à une densité d'énergie de l'ordre de 3 GeV/fm^3 et une température critique de l'ordre de 200 MeV . [Ref.1]. Nous allons chercher à mettre en évidence l'existence du plasma plutôt que la transition de phase elle-même. Dans ce but nous étudions maintenant l'une des signatures possible pour tester ces prédictions.

I.3 Suppression de la résonance J/Ψ .

Plusieurs signaux de production du QGP ont été proposés par les théoriciens. Nous n'étudierons ici que l'un d'entre eux proposé par M. Matsui et H. Satz [Ref 2] : la suppression du J/Ψ . Nous allons voir pourquoi le J/Ψ doit être supprimé si le plasma de quarks et de gluons existe. Nous verrons aussi comment cette suppression dépend de l'impulsion transverse P_T du J/Ψ . (Bien que les calculs présentés plus haut soient établis pour un plasma contenant les deux saveurs de quarks les plus légères, rien n'empêche d'étudier le comportement d'une paire de quarks de charme dans ce plasma).

Dans le vide le potentiel phénoménologique $V(r)$ qui lie deux quarks $c\bar{c}$ dans les divers états du charmonium comporte une partie coulombienne proportionnelle à $1/r$ et une partie confinante proportionnelle à r :

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

Les constantes α et σ sont phénoménologiques avec α de l'ordre de 0.51 et la tension de corde σ égale à 0.17 GeV² [Ref.4]. Dans un plasma à température $T > T_c$ la constante σ devient nulle et le potentiel coulombien est écranté par la charge de couleur. On appelle cet effet l'écran de Debye. Nous avons à la température $T > T_c$ le potentiel entre les deux quarks de charme suivant :

$$V(r, T) = -\frac{\alpha}{r} e^{-r/r_D(T)}$$

Le rayon de Debye $r_D(T)$ est inversement proportionnel à la température. Quand ce rayon atteint une valeur de l'ordre du rayon hadronique, à la température T_D , la formation d'un état lié $c\bar{c}$ devient impossible. La valeur r_D à partir de laquelle la suppression du J/Ψ commence est 0.29 fm pour une température $T_D \approx 1.3 T_c$ [Ref.21]. On a donc une suppression du J/Ψ si un plasma de quarks et de gluons a été formé à grande densité d'énergie et/ou température.

I.4 Suppression en fonction de l'impulsion transverse de la paire $c\bar{c}$ [Ref.6 et 7].

L'effet de suppression doit être plus ou moins prononcé si la paire de quarks reste longtemps ou pas dans le plasma. Si la paire $c\bar{c}$ a une grande impulsion transverse elle sort rapidement du plasma et a donc été moins influencée par celui-ci. On s'attend donc à moins de suppression à grande impulsion transverse.

Soit P_T l'impulsion transverse de la paire $c\bar{c}$. Dans le plan $z=0$ le plasma occupe un disque de rayon R (de l'ordre de 1 fm). Une paire de quarks est créée en $r_0, t_0 = 0$ avec une impulsion transverse P_T . Cette paire met un temps propre τ_Ψ pour former un état lié ($\tau_\Psi = 0.89$ fm [Ref.21]). Dans le laboratoire le temps τ_Ψ devient :

$$t_\Psi = \tau_\Psi \sqrt{1 + P_T^2 / M_\Psi^2} \quad (6)$$

La distance parcourue par une paire de quarks depuis sa création est alors :

$$d = r_\Psi - r_0 = t_\Psi \frac{P_T}{\sqrt{P_T^2 + M_\Psi^2}} \quad (7)$$

Le J/Ψ n'est pas supprimé si la distance d est supérieure à la taille transverse R du plasma. Ce qui implique pour l'impulsion transverse de la paire $c\bar{c}$:

$$P_T > \frac{R}{\tau_\Psi} M_\Psi$$

De plus au temps τ_c le plasma s'est refroidi et a perdu son écrantage de Debye. Si $\tau_\Psi > \tau_c$ l'état lié peut se former. Ce qui donne la relation sur l'impulsion transverse :

$$P_T > M_\Psi \sqrt{\left(\frac{\tau_c}{\tau_\Psi}\right)^2 - 1}$$

Ces relations montrent qu'il existe une impulsion transverse de la paire de quarks maximum à partir de laquelle la suppression n'a plus lieu.

I.5 Observation expérimentale de la suppression du J/Ψ .

La suppression du J/Ψ se produit à grande densité d'énergie il faut donc une mesure de la densité d'énergie. Il faut aussi pour observer un phénomène quelconque comparer le J/Ψ à quelque chose qui ne dépend pas de l'existence du plasma de quarks et de gluons. Nous allons voir que la densité d'énergie peut être donnée par l'énergie des particules produites lors de la collision des deux noyaux et que l'on peut comparer la production du J/Ψ à celle du continuum à dominante Drell-Yan.

I.5.1 On cherche à montrer que l'énergie des particules produites lors de la collision ne dépend que de la densité d'énergie initiale. En prenant une énergie moyenne par particule on peut se ramener à la multiplicité des particules produites dans la collision noyau-noyau. On connaît déjà la multiplicité par unité de rapidité dans les collisions nucléon-nucléon. La rapidité y est définie par la formule suivante :

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

La figure I.5 donne la multiplicité en fonction de y .

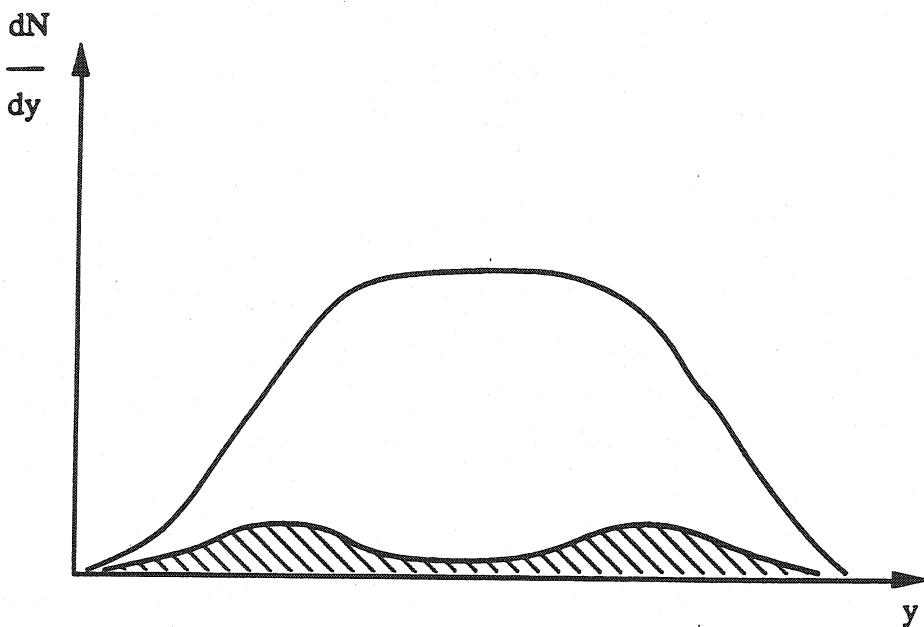


Figure I.5 Multiplicité totale schématisée en fonction de la rapidité dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 30$ GeV. La zone hachurée est la multiplicité baryonique.

On distingue trois régions dans la multiplicité totale en fonction de y :

- La région centrale où la multiplicité totale est constante (plateau).
- La région de fragmentation du projectile.
- La région de fragmentation de la cible.

J.D. Bjorken fait l'hypothèse que ce comportement de la multiplicité en fonction de y , dN/dy , est le même pour les collisions noyau-noyau [Ref.22]. Dans la région centrale il stipule que :

$$\frac{dN_{\text{chargé}}}{dy} \approx 3$$

$$\langle E \rangle \approx 0.4 \text{ GeV} \text{ et } \frac{N_{\text{neutre}}}{N_{\text{chargé}}} \approx 0.5$$

D'où on peut déduire l'énergie moyenne par unité de rapidité :

$$\frac{d\langle E \rangle}{dy} \approx 3 \times 0.4 \times 1.5 \approx 1.8 \text{ GeV}$$

En prenant E l'énergie totale dans la région centrale on a :

$$E = N \frac{d\langle E \rangle}{dy} \Delta y$$

Avec t le temps de formation du système (plasma ...) et A la masse atomique du projectile. Bjorken déduit de la formule précédente la densité d'énergie ϵ :

$$\epsilon = \frac{N}{A} \frac{d\langle E \rangle}{dy} \frac{1}{2t}$$

$$\frac{N}{A} = \frac{A}{\pi(1.2A^{1/3})^2}$$

N/A est la densité de nucléons par unité de surface. Bjorken prend une fourchette pour la densité de nucléons par unité de surface comprise entre 1 et 10 nucléons fm^{-2} , avec un temps t de l'ordre du fermi on a alors une densité d'énergie de 1 à 10 GeV fm^{-3} .

Bjorken fait ces calculs dans des conditions idéales, entre autre avec un noyau cible identique au noyau projectile. Ce modèle bien que simplifié permet premièrement de relier la densité d'énergie à l'énergie des particules émises lors de la collision. Deuxièmement il permet de voir que la densité d'énergie nécessaire à la formation du plasma prévue par la QCD de 3 GeV/fm^3 peut être atteinte dans les collisions noyau-noyau.

I.5.2 Pour observer la suppression du J/Ψ nous comparons les distributions du J/Ψ au continuum de type Drell-Yan. Le processus Drell-Yan est donné par la figure I.6. Deux leptons (pour nous des muons) sont produits à partir de annihilation de deux quarks. Ce phénomène a lieu très tôt dans la collision, les leptons ainsi créés traverseront un milieu composé de partons sans être altérés. Que le plasma existe ou non on ne verra donc pas de différence dans les distributions du continuum. Quant au J/Ψ la figure I.6 montre son diagramme de formation à partir de trois gluons qui donnent une paire $c\bar{c}$. La paire de quarks donnera un état lié si la distance entre les quarks est assez petite à la sortie du plasma.

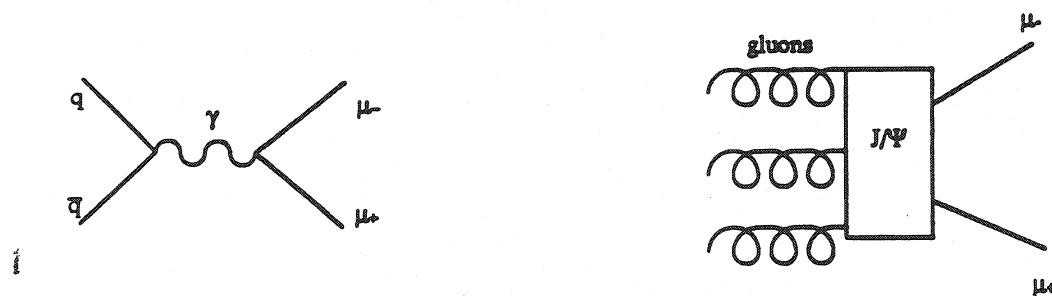


Figure I.6 Diagramme de création d'une paire de muons d'origine Drell-Yan et venant de la désintégration du J/Ψ .

I.6 Conclusion.

La QCD prédit l'existence du plasma de quarks et de gluons. Nous avons les équations d'état en fonction de la densité d'énergie et de la pression telles que les calculs de QCD les ont prédites. Ces équations montrent sans aucune ambiguïté l'existence d'une transition de phase vers un plasma.

La suppression du J/Ψ a été proposée comme signature de l'existence du plasma de quarks et de gluons. Une dépendance de la suppression en fonction de l'impulsion transverse découle directement des propriétés du plasma : il n'y a plus de suppression du J/Ψ à partir d'un P_T maximum.

Nous allons étudier dans les chapitres qui suivent la production du J/Ψ en fonction de la densité d'énergie comparée au continuum à dominante Drell-Yan dans les collisions $^{32}S + ^{238}U \rightarrow \mu\mu + X$.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL.

II.1 Introduction.

Le détecteur doit pouvoir mesurer des paires de muons dans le domaine de masse du J/Ψ centré sur $3.1 \text{ GeV}/c^2$ avec le maximum d'efficacité. Nous devons aussi mesurer la densité d'énergie déposée lors de la collision $S+U$. Pour des raisons statistiques évidentes le détecteur doit accepter un faisceau incident aussi intense que possible.

NA38 a repris l'ancien spectromètre de l'expérience NA10 au SPS du CERN [Ref.8] qui après quelques modification répond à nos besoins. Il permet des mesures en masse allant jusqu'à $5 \text{ GeV}/c^2$ environ. Nous y avons ajouté plusieurs dispositifs :

- Un hodoscope de faisceau (Beam Hodoscope) qui permet de mesurer le nombre d'ions incidents.
- Une cible active qui donne avec précision le point d'interaction .
- Un calorimètre qui mesure l'énergie neutre transverse corrélée à la densité d'énergie déposée lors de la collision soufre uranium.

Dans ce chapitre nous verrons la description de l'ensemble du détecteur et de l'acquisition. Nous étudierons plus en détail le système de déclenchement.

II.2 Le détecteur.

Nous allons décrire l'ensemble du détecteur en partant de l'hodoscope de faisceau, puis la cible active suivie du calorimètre et nous regarderons enfin le spectromètre.

II.2.1 L'hodoscope de faisceau (BH).

L'hodoscope de faisceau détecte chaque ion incident qui arrive de l'accélérateur. Il est placé à 33 m en amont des cibles en une zone où le faisceau est assez large. L'accélérateur déverse 5.10^7 ions en quatre secondes sur une surface de $1 \times 2 \text{ cm}^2$. L'hodoscope de faisceau est constitué de deux plans respectivement de 16 et 14 scintillateurs. Chaque scintillateur des deux plans du BH (cf figure II.0) est lu par un ADC (convertisseur analogique digital) pour analyser l'amplitude du signal. Les bandes de scintillateurs sont placées en quinconce entre les deux plans pour augmenter l'efficacité de l'ensemble. Les particules qui seraient passées entre deux scintillateurs du premier plan passent alors au centre du scintillateur du second plan. On obtient ainsi une efficacité supérieure à 95%.

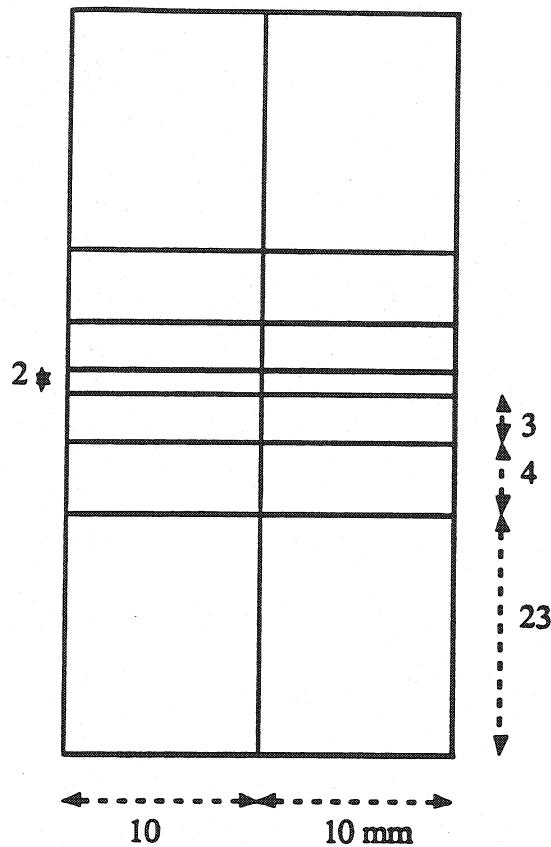


Figure III.0 Schéma d'un plan du BH avec ses scintillateurs et leurs dimensions (en mm).

Pour être sûr de mesurer une énergie correspondant à l'interaction d'un seul ion nous voulons éviter le phénomène d'empilement où deux particules arrivent dans un laps de temps inférieur à la durée de la porte de lecture Δt des convertisseurs ($\sim 20\text{ns}$). La figure II.1 présente le spectre des impulsions recueillies sur un scintillateur du BH. La forme de ce spectre permet de déterminer l'empilement au moyen de deux seuils S_1 , S_2 . La zone avant S_1 correspond au bruit de fond. La zone entre S_1 et S_2 correspond à un ion incident et la zone après S_2 à deux ions incidents. Lorsqu'un ion est passé dans le scintillateur nous mesurons un dépôt d'énergie compris entre S_1 et S_2 . Lorsque deux ions passent dans la même palette de scintillateur durant la même fenêtre Δt on observe un dépôt d'énergie supérieur à S_2 . Si dans un même plan deux scintillateurs donnent des impulsions supérieures à S_1 ou si un scintillateur donne une impulsion supérieure à S_2 , l'événement est marqué d'empilement. Cet empilement représente 13% des événements mesurés.

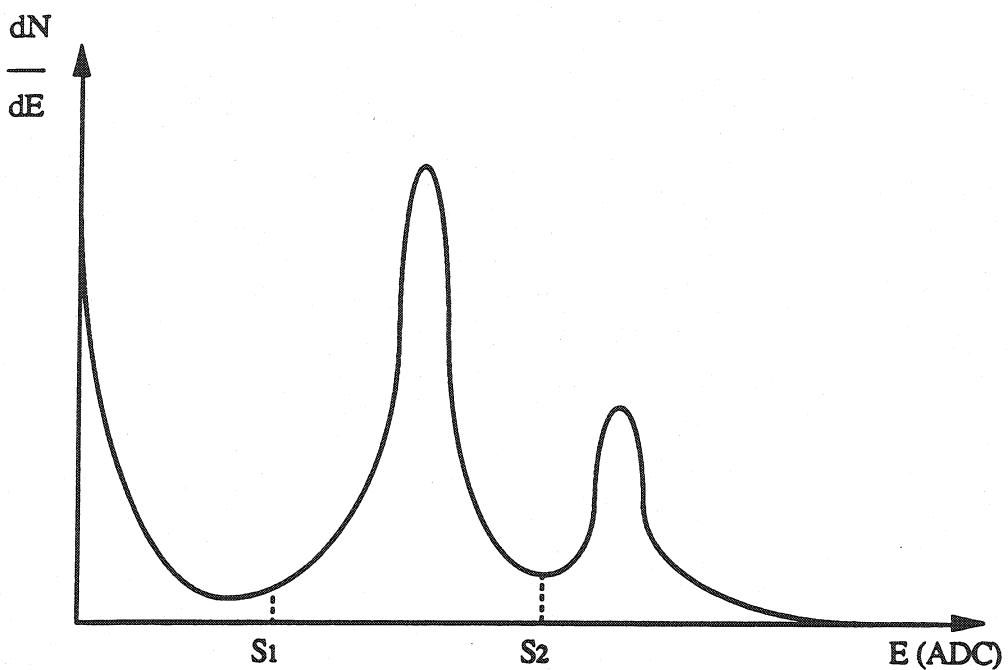


Figure II.1 Spectre lu sur un scintillateur du BH. Trois zones sont définies : avant S_1 , entre S_1 et S_2 et après S_2 .

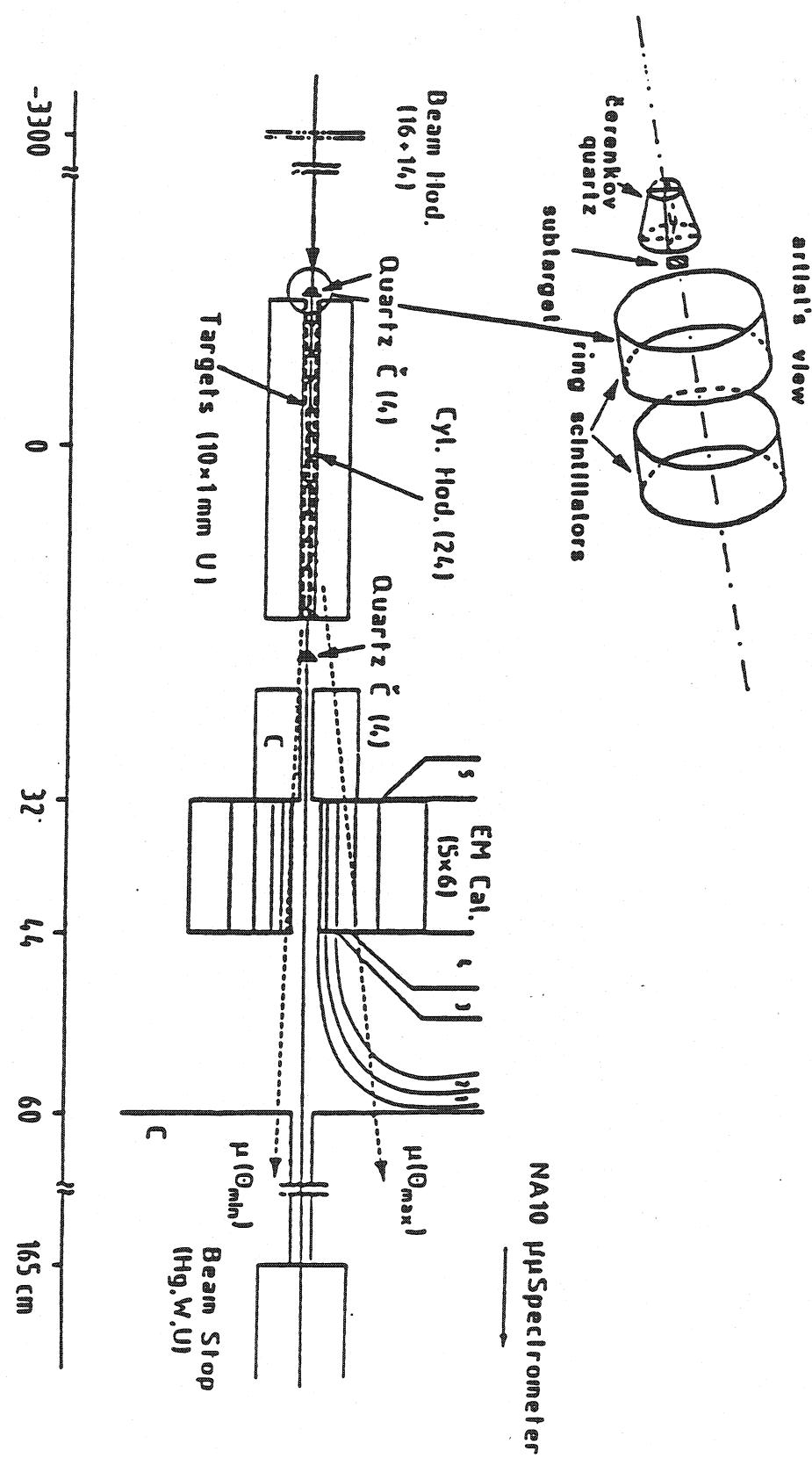
II.2.2 Cible active

Pour faire une mesure de l'énergie transverse dans le calorimètre qui suit la cible active il est nécessaire de connaître avec précision le vertex d'interaction. Pour éviter de mesurer l'énergie transverse correspondant à deux interactions, il faut aussi détecter le nombre d'interactions dans les cibles. (cf figure II.2 schéma général de la cible).

Il y a 24 positions de ciblettes espacées d'un cm (toutes les positions ne sont pas forcément utilisées). Un anneau de scintillateur, couplé à un ADC, est situé entre deux positions successives. Avec cet hodoscope cylindrique nous pouvons déterminer avec précision la cible d'interaction et si un fragment ou un deuxième ion incident a produit une seconde interaction.

La figure II.3 montre le spectre des contenus des 24 scintillateurs pour un événement.

Figure II.2 Vue générale de la cible active et des détecteurs associés. Devant la cible se trouve l'hodoscope de faisceau et derrière le calorimètre électromagnétique.



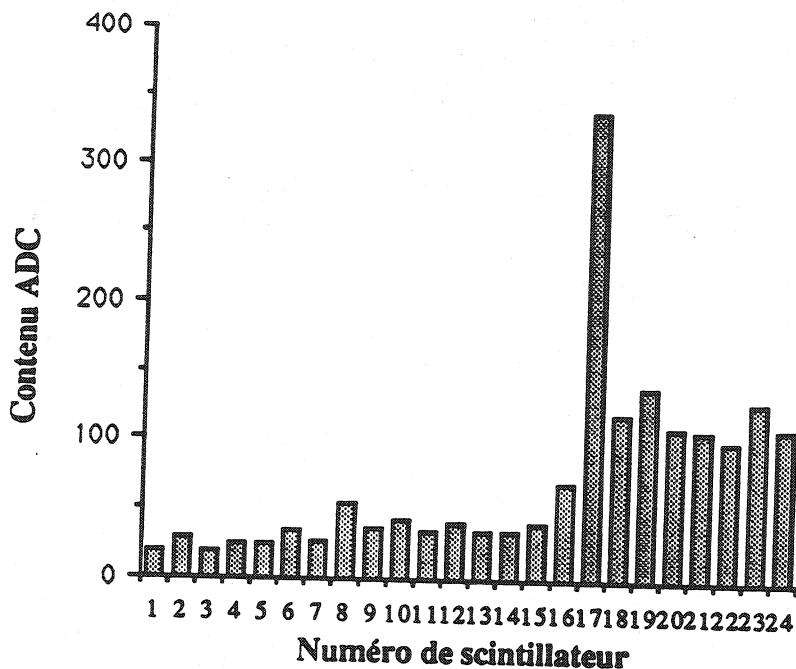


Figure II.3 Contenu des ADC de chaque scintillateur pour un événement. L'interaction a eu lieu sur la cible 17.

Le pic sur le contenu des ADC des cibles permet d'identifier la cible d'interaction. Une seconde interaction (due à l'empilement ou à un fragment d'ion) est reconnue de la même façon.

Le contenu des ADC dépend du nombre de particules produites dans la réaction. Si la réaction est violente, c'est à dire si la densité d'énergie déposée lors de la collision S+U est grande, la multiplicité des particules produites est importante. L'énergie déposée dans les scintillateurs qui entourent les cibles est alors plus grande : les pics sur les contenus des ADC sont plus grands et plus facile à identifier. Nous verrons au chapitre de l'analyse comment l'efficacité de la reconnaissance de cible dépend de l'énergie déposée dans les scintillateurs.

Le nombre de ciblettes pour les interactions de soufre sur uranium est 10 (une position sur deux est occupée) représentant un total de 20% de longueur d'interaction. Cette valeur est un bon compromis pour avoir assez d'interactions mais limiter les interactions secondaires. Pour la même raison seule la première ciblette est très grande et voit tout le faisceau (1 cm^2) tandis que les suivantes sont plus petites, de même taille que le faisceau ($\approx 1 \text{ mm}^2$). L'alignement du faisceau est donc crucial.

En plus de ce dispositif qui permet d'identifier le vertex et les réinteractions, la cible active est munie en amont et en aval d'un petit quartz à effet cherenkov (BI (Beam In), BO (Beam Out)). Le BI et le BO permettent d'aligner le faisceau. Ils sont constitués d'un tronc de cône divisé en quatre morceaux (cf figure II.4), le nombre d'ions qui passent dans chacun des quadrants doit être à peu près identique pour un bon alignement du faisceau.

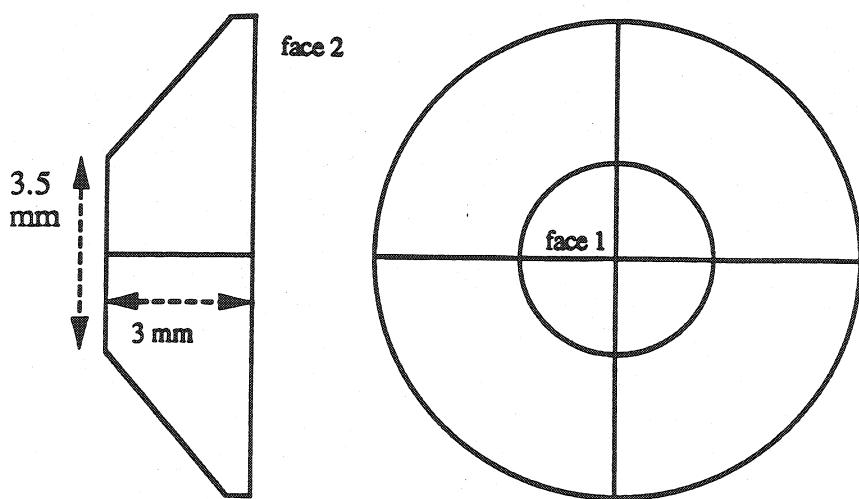


Figure II.4 vue de profil du BI et du BO. Remarquer la petite taille de l'ensemble.

II.2.3 Le calorimètre.

Le calorimètre mesure l'énergie électromagnétique des particules neutres émises lors de la collision (c'est à dire essentiellement l'énergie des π^0). Il est placé à 32 cm du centre de la cible active, il a une épaisseur de 12 cm et couvre un domaine en pseudorapidité de 1.9 à 4.3 dans le système du laboratoire. Il est constitué de feuilles de plomb pour la conversion des γ et la création de gerbes d'électrons. Des fibres scintillantes sont disposées dans des rainures à l'intérieur de ces feuilles de plomb. Le volume de plomb est égal au volume de fibre. Le calorimètre est divisé en sextants, chacun divisé en cinq cellules du centre à la périphérie (cf figure II.6) :

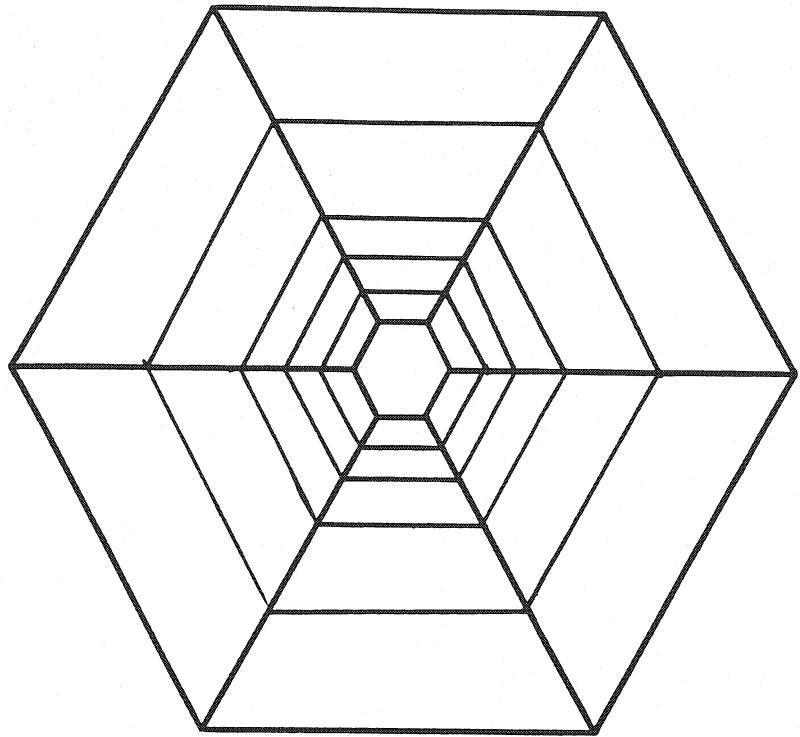


Figure II.6 Calorimètre vu de face. Chaque sextant est composé de cinq cellules dont la géométrie est fixée par les guides de lumière.

Les fibres scintillantes conduisent la lumière à la sortie du calorimètre où des fibres optiques (pour les parties centrales) et des guides de plastique (pour les deux secteurs périphériques) conduisent environ 30% de la lumière jusqu'aux photomultiplicateurs lus par des ADC. Ce calorimètre est calibré à intervalles réguliers avec un faisceau d'électrons.

L'énergie transverse est obtenue à partir de l'énergie totale dans chaque cellule par la formule:

$$E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$$

θ_i est l'angle entre la cellule et la cible d'interaction.

Cet ensemble représente 15.7 longueurs de radiation ce qui permet d'obtenir 90% de l'énergie d'un γ et 0.3 longueur d'interaction qui permet déjà d'absorber une partie des hadrons produits par la réaction. Une partie non négligeable de l'énergie déposée provient en fait de particules chargées (~30% comme le montre l'étude du calorimètre par simulation). Ceci ne change rien pour la présente analyse nous pouvons déterminer l'énergie transverse neutre et en déduire l'énergie transverse totale de la collision S+U.

II.2.4 Les télescopes de cible.

Trois télescopes de scintillateurs placés en amont de l'absorbeur en haut, à sa droite et à sa gauche mesurent un échantillon du nombre de particules émises lors d'une interaction du

faisceau dans la cible active. Ces télescopes qui ont un faible taux de comptage servent à contrôler l'efficacité et la linéarité du BH. Nous verrons au chapitre de l'analyse comment nous en tenons compte pour corriger le nombre d'ions incidents compté par le BH.

II.3 Le spectromètre.

Il est centré autour d'un aimant à champ toroïdal qui laisse la trajectoire de la particule et l'axe Z dans le même plan avant et après l'aimant. En amont et en aval de cet aimant sont disposés deux hodoscopes de déclenchement et quatre chambres à fils pour la reconstruction des traces. La première chambre à fils est séparée des cibles par un absorbeur hadronique qui arrête les mésons, source du bruit de fond, et la partie du faisceau qui n'a pas interagi. (cf figure II.7)

II.3.1 L'absorbeur.

Pour éviter que les ions qui n'ont pas interagi dans les cibles et qui vont interagir dans l'absorbeur ne donnent des dimuons acceptés par le spectromètre, l'absorbeur est placé à 165 cm de la cible active.

L'absorbeur est composé d'un centre lourd et d'une couronne de carbone dans l'acceptance des dimuons. Le centre lourd est un cône de quatre mètres de long en tungstène et uranium pour absorber la totalité des ions incidents qui n'ont pas interagi dans la cible active (environ 80% du flux incident).

La couronne de carbone de 4m80 de long dans l'acceptance de l'appareillage (32 à 116 mrad) est essentiellement conçue pour filtrer les hadrons produits lors de la réaction et qui en se désintégrant donnent des paires de muons non corrélés (source principale du bruit de fond). De plus les espaces vides ont été aussi comblés de carbone : devant et derrière le calorimètre. Le carbone a été choisi pour dégrader le moins possible les caractéristiques cinématiques des dimuons (rapport longueur d'interaction sur longueur de radiation) tout en restant d'un prix abordable.

Autour de la couronne de carbone on a placé du fer et du béton pour absorber toute particule parasite.

Les muons acceptés traversent un total de 11 longueurs d'absorption et 26 longueurs de radiation. Ce qui donne une résolution en masse pour le J/Ψ de 4.5% (σ de la gaussienne cf chapitre III.8.1).

Un mur de fer est placé devant le dernier hodoscope de déclenchement R4 pour sélectionner uniquement des muons.

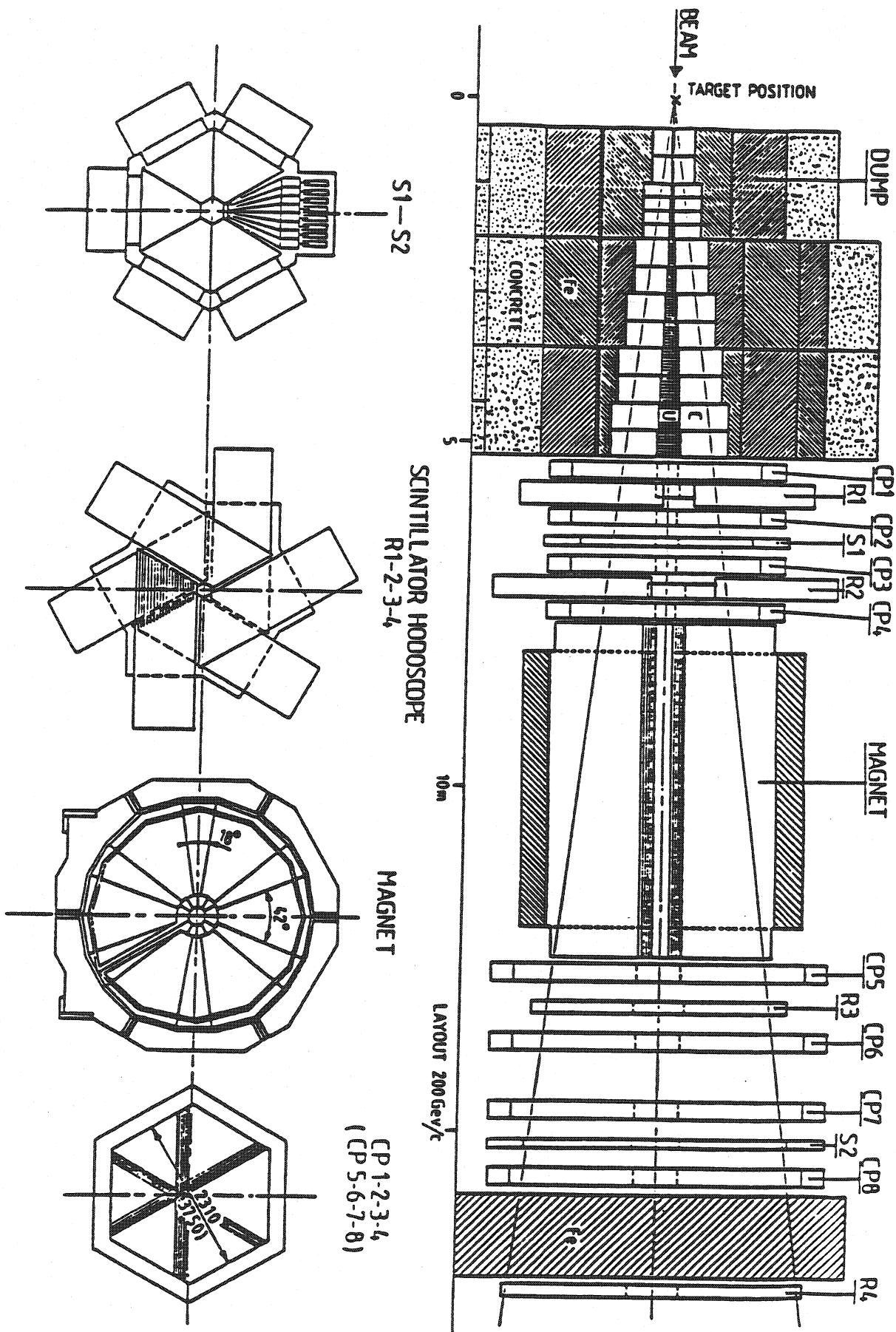
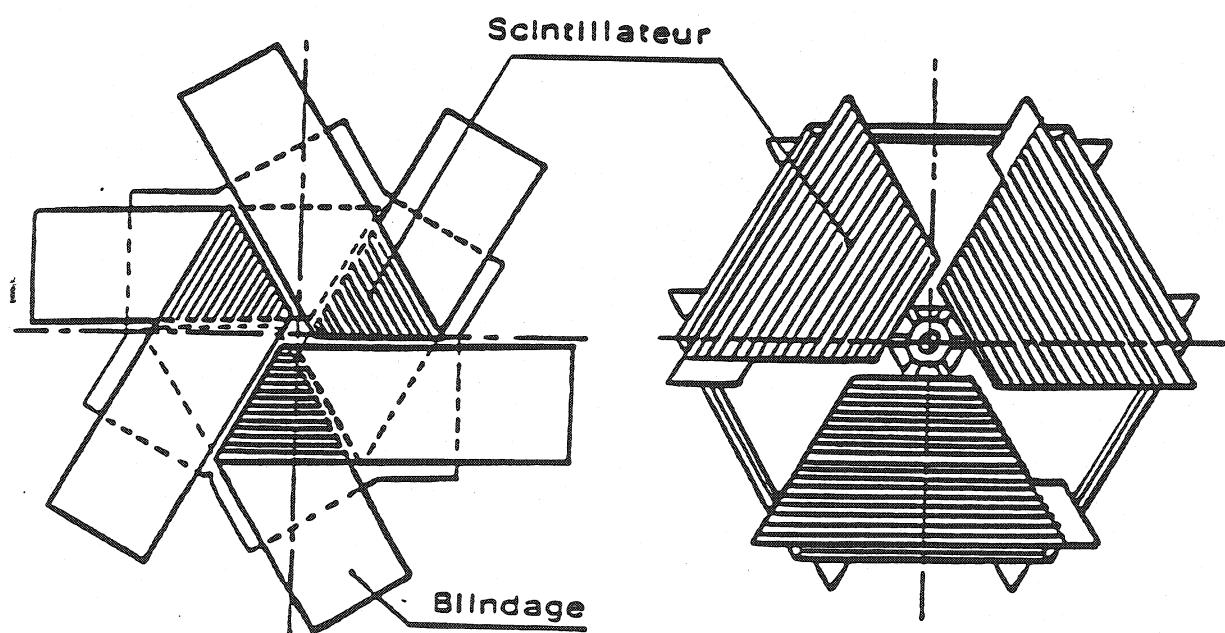
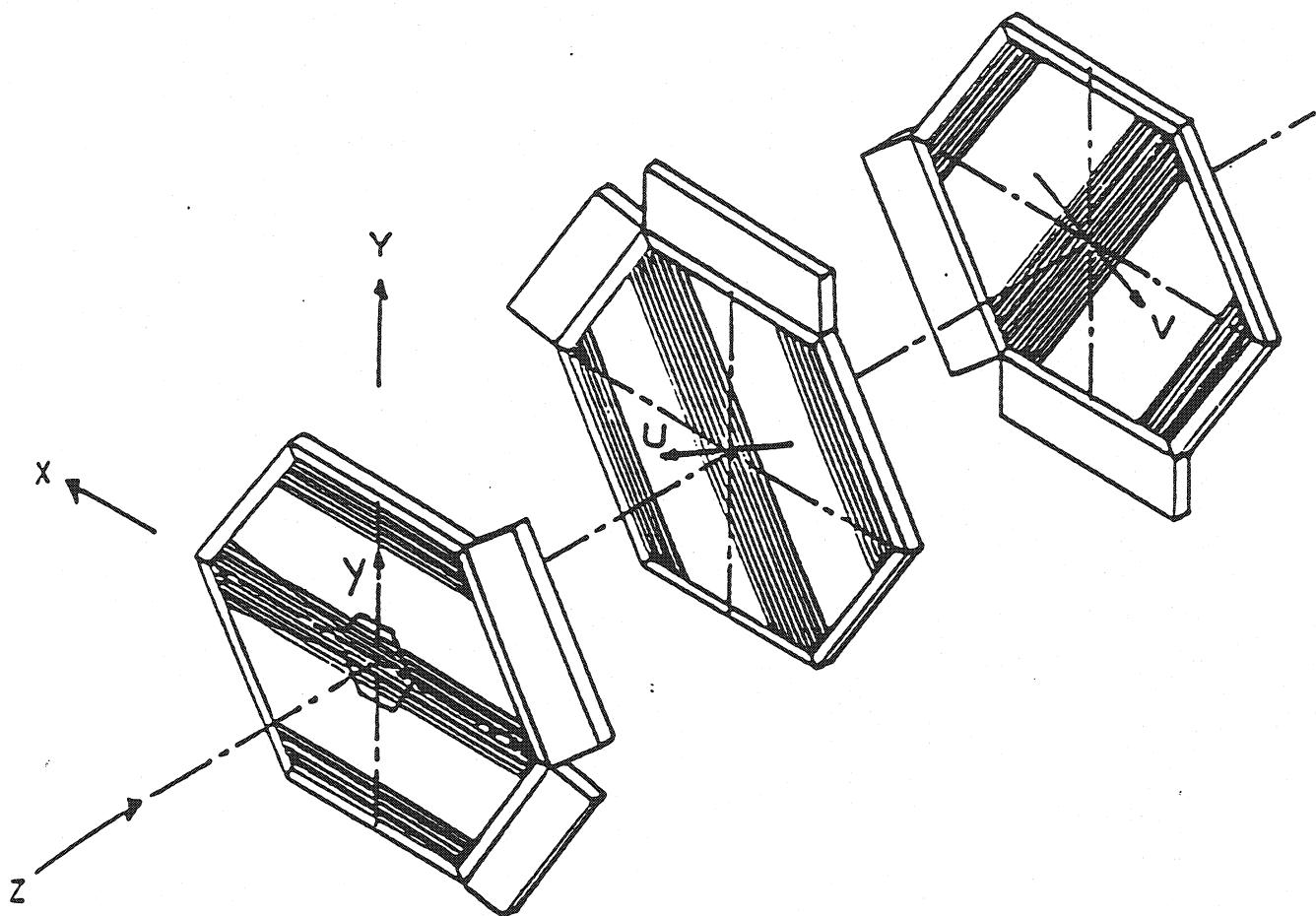


Figure II.7 Vue générale du détecteur. Le dessin du haut montre la disposition de chaque élément du spectromètre. Le dessin du bas montre les plans S1, S2, les hodoscopes de déclenchements, l'aimant et les chambres.

Figure II.8 a) Disposition des plans Y, U, V dans les chambres à fils.
 b) Schéma des hodoscopes de déclenchement R1 à R4.



$R_1 - R_2$

$R_3 - R_4$

II.3.2 Les hodoscopes de déclenchement.

Il y a un total de six hodoscopes (cf figure II.7), quatre pour le déclenchement sur des paires de muons (de R1 à R4) et deux (S1 et S2) pour des utilisation spéciales (efficacité de déclenchement sur les dimuons). Ils sont répartis en amont et en aval de l'aimant. Chaque hodoscope est divisé en hexagones comme approximation de la symétrie de révolution. Chacun des hodoscopes Ri contient 32 bandes de scintillateurs (cf figure II.8 b). Les coïncidences entre les scintillateurs des quatre hodoscopes de R1 à R4 définissent le déclenchement de l'acquisition. Les détails du déclenchement font l'objet du paragraphe II.4 .

II.3.3 Les chambres.

On a quatre chambres proportionnelles à fils en amont et en aval de l'aimant. Pour permettre une reconstruction optimum chaque chambre compte trois plans de fils à 120 degrés l'un de l'autre ; ils donnent les directions Y, U, V (cf figure II.8 a). Les fils ont un espacement de 3mm. Ces 24 plans autorisent une précision de quelques dixièmes de milliradians sur la direction des traces.

II.3.4 L'aimant.

La mesure de l'impulsion transverse de chaque muon est faite grâce à un aimant de symétrie hexagonale et à champ toroïdal (cf dessin de l'aimant figure II.10). Le courant alimentant l'aimant est synchronisé sur les bouffées délivrées par l'accélérateur.

L'induction magnétique est inversement proportionnelle à la distance à l'axe et a pour direction l'azimut, les lignes de champ sont des cercles ayant pour axe l'axe du faisceau :

$$\vec{B} = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi$$

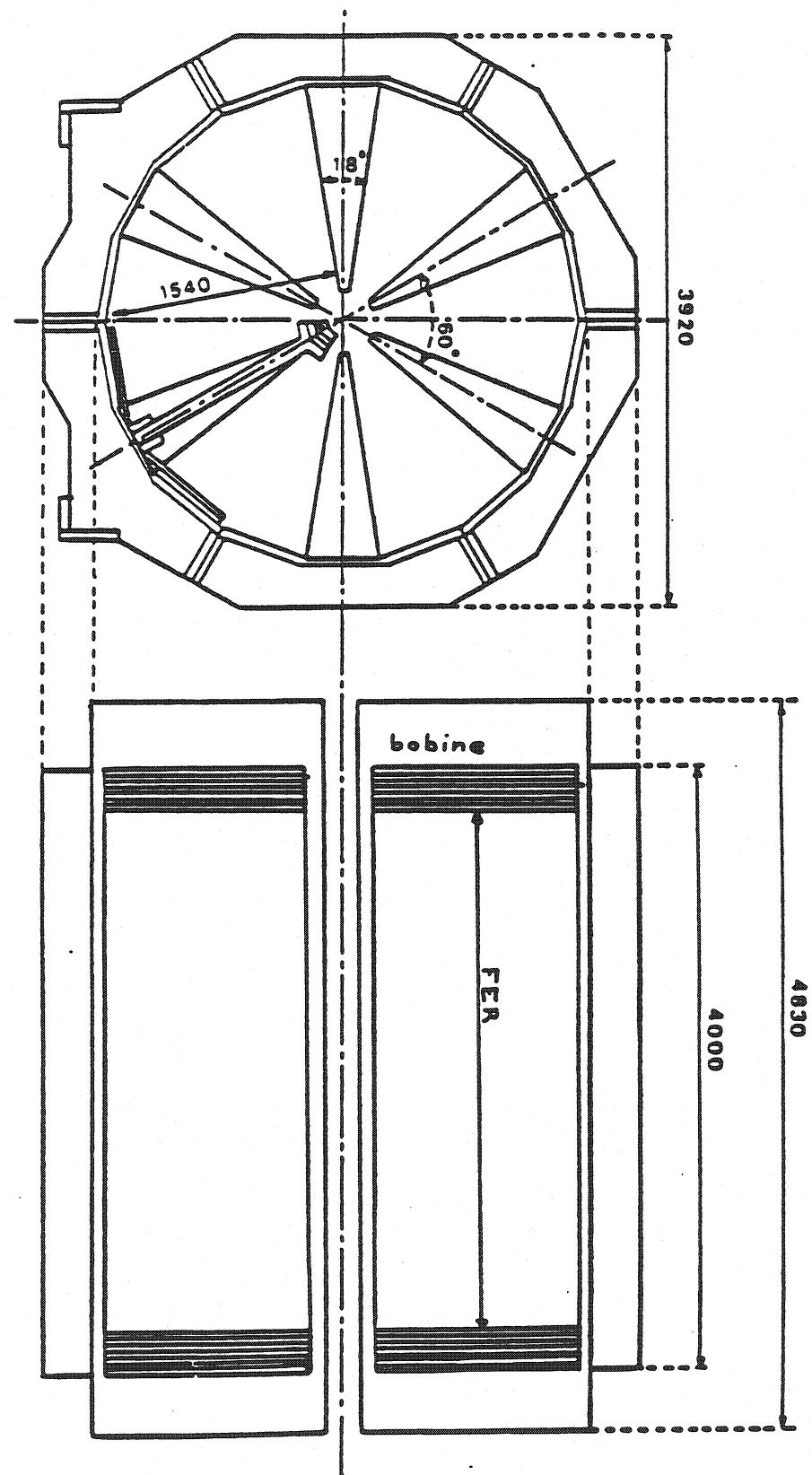
B_0 est une constante égale à 0.22 T.m pour un courant de 4000 A.

r est la distance à l'axe de l'aimant.

\vec{e}_ϕ est le vecteur unitaire azimutal.

La figure II.9 représente le plan formé par la direction de la particule et l'axe Z (ie l'axe du faisceau). Le vecteur \vec{e}_ϕ est perpendiculaire à ce plan : la particule déviée par le champ magnétique restera donc dans ce même plan. Grâce à cette propriété l'angle de déflexion α est inversement proportionnel à l'impulsion transverse de la particule qui peut être ainsi déterminée au moment du déclenchement par les numéros des éléments touchés dans les hodoscopes R1 à R4.

Figure II.10 Vue de côté et de face de l'aimant. La vue de face montre les bobines à l'intérieur de l'aimant.



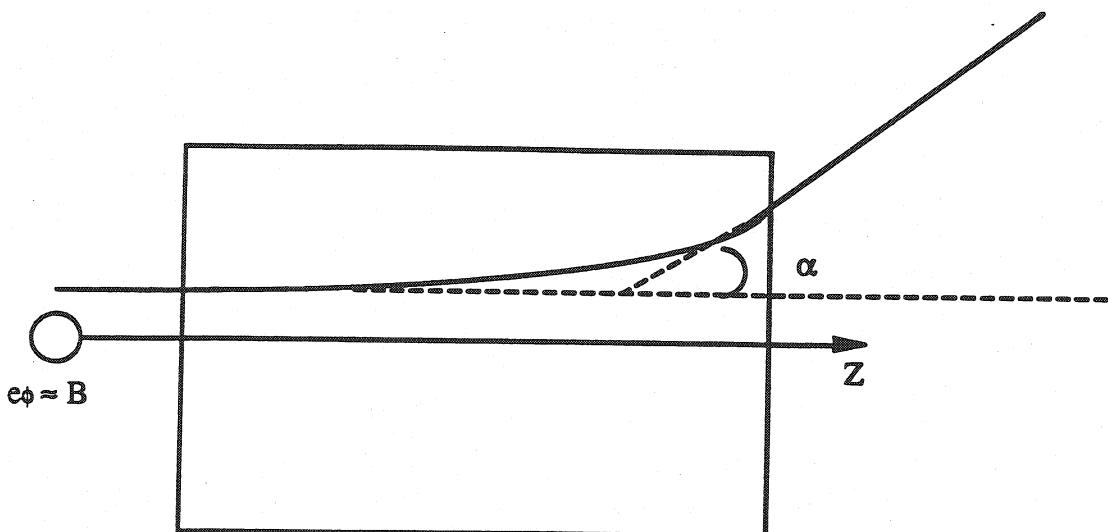


Figure II.9 La particule est déviée par le champ magnétique en restant dans le même plan. L'angle α est proportionnel à l'impulsion transverse de la particule.

L'intérieur de l'aimant contient six bobines qui créent le champ magnétique. Le dessin de l'aimant figure II.10 montre ces bobines. L'ouverture géométrique de l'aimant donne l'acceptance de l'appareillage entre 32 et 116 mrad.

II.4 Système de déclenchement.

Le faisceau d'ions soufre arrive avec une intensité de l'ordre de 10^7 ions par seconde. La longueur totale de la cible représente environ 20% de longueur d'interaction soit environ 10^6 interactions par seconde. Le système de déclenchement doit donc être très sélectif pour n'enregistrer que les événements susceptibles d'être intéressants, c'est à dire des dimuons. Dans cette partie du chapitre nous allons voir le principe du déclenchement, sa précision et ses réglages.

II.4.1 Principe de déclenchement.

Le déclenchement est assuré par les quatre hodoscopes R_1 à R_4 (cf figure II.7). Une première coïncidence appelée V est définie par les deux hodoscopes R_1 et R_2 en amont de l'aimant. Cette coïncidence sélectionne une trace de muon qui vient de la cible (cf figure II.11). La coïncidence V permet d'extrapoler la position de la trace dans le plan médian de l'aimant. Ce point doit être aligné avec les éléments de R_3 et R_4 touchés par la particule. De plus, le champ magnétique étant toroïdal, l'angle de déflexion donne l'impulsion transverse du muon. On peut alors faire une sélection sur les impulsions transverses de chaque muon. La coïncidence $V-R_3-R_4$ définit la logique d'un sextant sur un muon, elle est suivie d'une logique intersextant qui vérifie la présence de deux coïncidences $V-R_3-R_4$ dans deux sextants différents afin d'avoir au moins deux muons. Nous allons voir en détail comment se font ces coïncidences.

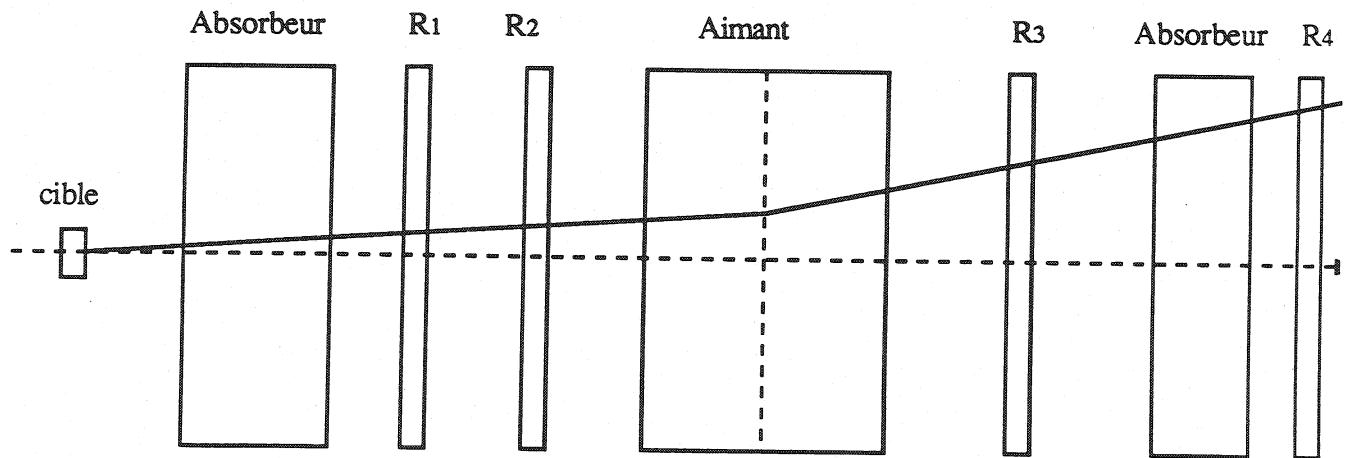


Figure II.11 Déclenchement sur une trace de muon. La coïncidence R1-R2 sélectionne les traces qui pointent sur la cible. La coïncidence V R3-R4 donne l'impulsion transverse du muon.

Les hodoscopes R1 et R2 sont constitués de six sextants en ϕ contenant chacun 32 scintillateurs en θ (cf figure II.8 b). Ces scintillateurs ont une largeur qui augmente en fonction de la distance à l'axe Z. Grâce à cette propriété en faisant la coïncidence V_i de l'élément i ou $i-1$ (distance par rapport à l'axe Z) de R2 avec l'élément i de R1, la trace pointe sur la cible avec une inclinaison déterminée par V_i .

La longueur des palettes de scintillateur augmente au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre de l'hodoscope et les éléments périphériques mesurent plus d'un mètre. Pour éviter des fluctuations de déclenchement suivant l'endroit où la particule touche le scintillateur, la coïncidence entre ces deux hodoscopes est faite par des moyenneurs de temps. A cet effet les photomultiplicateurs (PM) des palettes de R1 et de R2 qui déclenchent ne sont pas du même côté. (cf figure II.12).

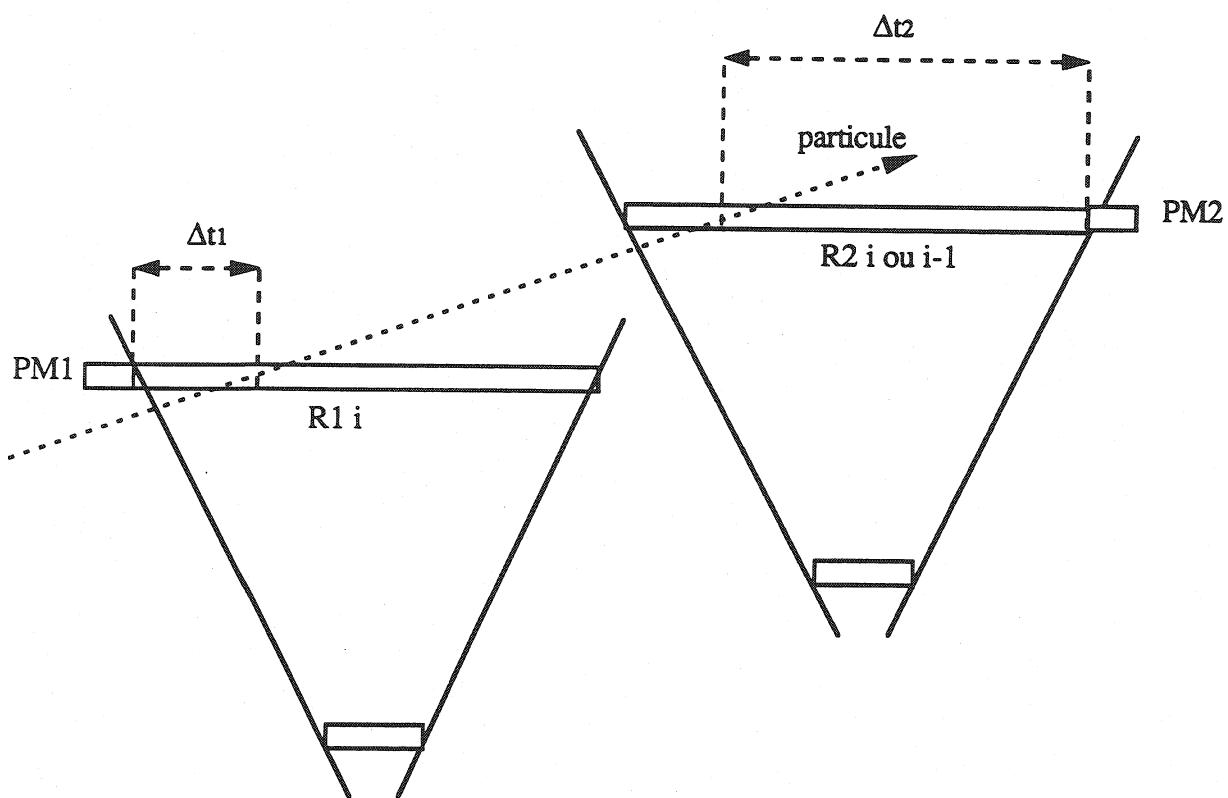


Figure II.12 Scintillateurs de R1 et R2 touchés par une même particule. Les PM ne sont pas du même côté des palettes.

Le moyenneur de temps fait la moyenne des temps Δt_1 et Δt_2 que met la lumière pour arriver du point d'impact au PM. Il donne la coïncidence R1-R2 en t_{moyen} :

$$t_{moyen} = \frac{\Delta t_1 + \Delta t_2}{2}$$

Le temps moyen est donc indépendant de la position où la particule touche le scintillateur. Ce système permet donc de réduire les fluctuations (jitter) du déclenchement qui résultent du cheminement de la lumière dans les scintillateurs.

Les moyenneurs de temps sont des modules à seize voies, il faut donc un module par demi-sextant (cf figure II.15) soit au total douze modules. Le passage d'un muon dans le spectromètre se traduira par une coïncidence R1R2 donc par un signal (OR 16V) sur un de ces modules.

Les hodoscopes R1 et R2 étant constitués d'environ 300 éléments, il est important pour la précision des coïncidences de les synchroniser entre eux. Nous verrons plus loin la technique employée.

A chaque V_i on n'autorise que certaines combinaisons entre R3 et R4. La figure II.13 donne la matrice de coïncidence entre R3 et R4 pour un V_i donné, imposée par l'électronique de

déclenchement. En ligne se trouve les compteurs de R4 et en colonne ceux de R3. La zone hachurée représente les combinaisons R3-R4 autorisées pour ce V_i . Pour chaque demi-sextant il y a seize V_i possibles, le moyenneur de temps active le signal logique correspondant sur un câble à seize voies qui entre dans la matrice de coïncidence (cf figure II.15) avec les signaux des discriminateurs de R3 et R4 pour le sextant tout entier.

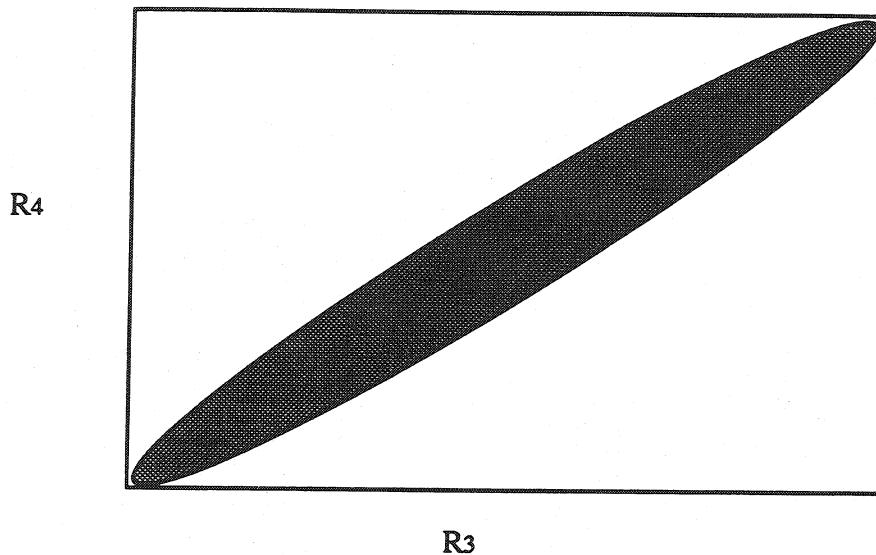


Figure II.13 matrice des combinaisons R3-R4 autorisées pour une coïncidence V_i donnée.

A la sortie de la matrice de coïncidence la combinaison particulière V R3-R4 réalisée donne l'impulsion transverse du muon. Ces impulsions sont classées en quatre catégories par ordre décroissant :

- A : de 1.8 à 2 GeV/c
- B : de 0.3 à 1.8 GeV/c
- C : de 0.22 à 0.3 GeV/c
- D : de 0 à 0.22 GeV/c

A chacune d'elles correspond un signal logique pour le demi-sextant. Celui qui est activé donne le P_T du muon.

Nous venons de voir la logique sextant par sextant qui définit une trace de muon avec une impulsion transverse donnée (cf cadre de la figure II.15). Nous allons décrire maintenant la logique intersextant qui permet de déclencher sur au moins deux traces de muons avec certaines combinaisons en P_T de chaque particule.

Les opérations de la logique intersextant ont lieu dans un module programmable, "la boîte magique", qui travaille sur les sorties des matrices de coïncidence.

Les impulsions transverses individuelles sont associées entre elles pour sélectionner certaines combinaisons d'impulsions transverses des dimuons au moyen de la boîte magique :

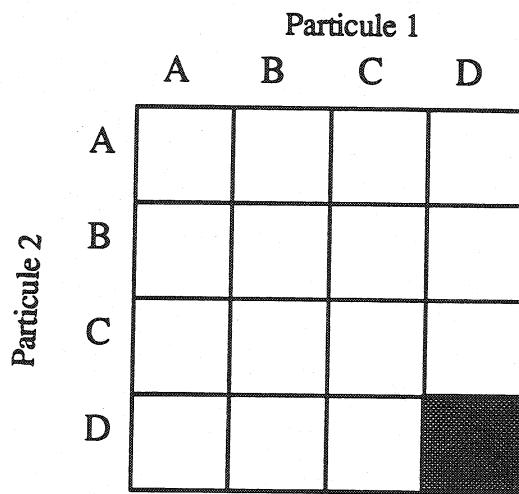


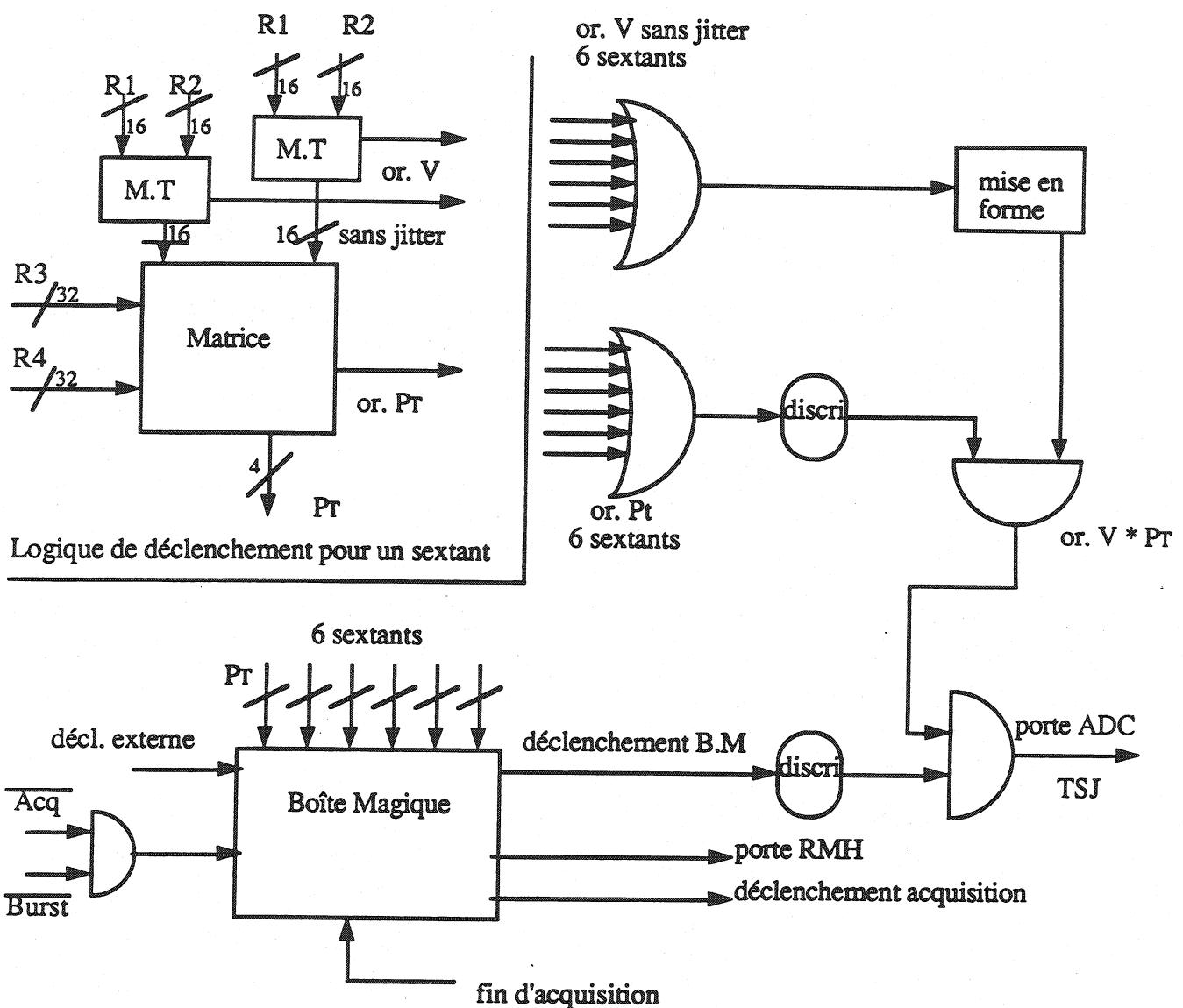
Figure II.14 Combinaison des impulsions transverses des deux particules.

Nous verrons que l'acceptance de l'appareillage est centrée sur $\cos \theta_{\text{cm}}=0$, ceci permet d'établir une relation approchée entre l'impulsion transverse P_T de la paire de muon et sa masse (dans le domaine du GeV/c^2) :

$$P_{T1} + P_{T2} \approx m_{\mu\mu}$$

Par exemple en rejetant les paires de muons DD, c'est à dire deux muons de petit P_T , nous éliminons des paires de muons de petites masses.

La figure II.15 donne le schéma de la logique de déclenchement entre les coïncidences R1-R2 (=V) et les coïncidences R3-R4.



Légende :

M.T : Moyenneur de temps.

TSJ : trigger sans jitter (déclenchement sans fluctuation)

discr : discriminateur

32 : câble de 32 fils

Figure II.15 Schéma de la logique de déclenchement .

La figure II.15 résume le système de déclenchement. On y aperçoit les deux étapes :

- Muon individuel (sextant par sextant) (cadre de la figure) :
 - a) Un moyenneur de temps (M.T) pour R1 et R2 de chaque demi-sextant donne :
 - Une coïncidence V_i sur un câble à 16 voies.
 - Un signal V sans fluctuation (cf la suite sur la synchronisation du déclenchement) correspondant au muon individuel.
 - b) La matrice de coïncidence de chaque sextant qui reçoit les 16 V_i des M.T. et les 32 sorties des discriminateurs de R3 et R4 du sextant donne :
 - Les P_T (A, B, C, D) sur un câble à quatre voies.
 - Le signal P_T correspondant à chaque voie
 - Dimuon (logique intersextant) :
 - L'arrivée d'un P_T de chaque sextant bloque l'entrée de la boîte magique durant le temps nécessaire à la production du signal de coïncidence dimuon.
 - La première coïncidence dimuon valide les données dans les registres RMH et déclenche l'acquisition.
- Le déclenchement reste bloqué jusqu'à la fin de la lecture des données par le système d'acquisition (cf paragraphe II.5)

II.4.2 Synchronisation du système de déclenchement.

Il est très important que le déclenchement se fasse avec le moins de fluctuation possible par rapport au début des portes de mesure des convertisseurs analogique-numérique. Nous avons vu que les hodoscopes R1 et R2 étaient constitués d'environ 300 éléments. Tous les éléments de coïncidence doivent donc être synchronisés entre eux de façon aussi précise que possible. Il faut pour cela mesurer les temps de parcours des signaux depuis chaque détecteur jusqu'à l'électronique de coïncidence.

Pour effectuer cette mesure, chaque sextant des deux hodoscopes R1 et R2 est muni d'un compteur T_3 comme l'indique la figure II.16. Un petit compteur baladeur unique muni d'une source radioactive est successivement placé sur le compteur T_3 de chaque sextant pour permettre de synchroniser les compteurs T_3 entre eux.

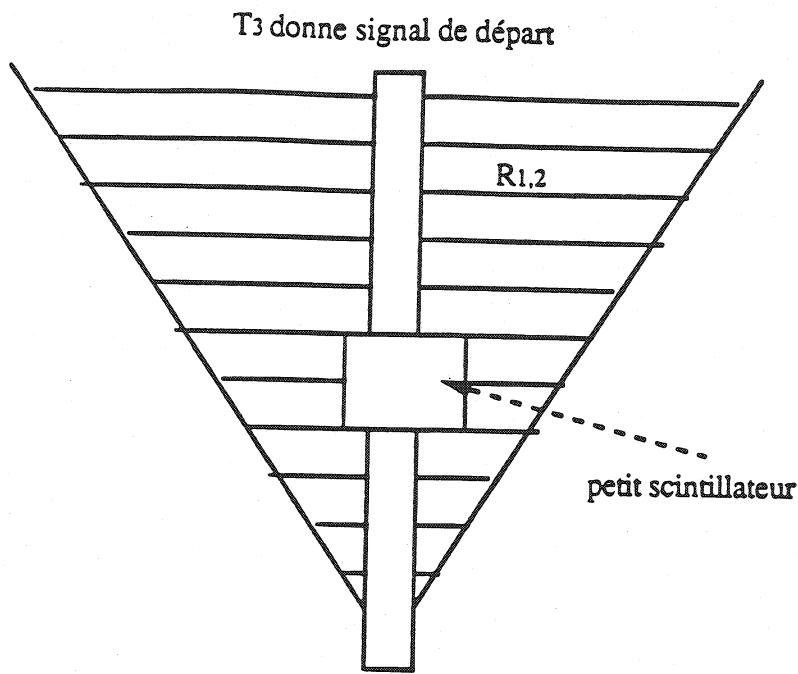


Figure II.16 Le compteur T_3 et le scintillateur qui permettent la synchronisation des éléments de $R1$ et $R2$.

On synchronise ensuite les éléments de chaque demi sextant d'hodoscope (ie 16 voies par 16) avec le compteur T_3 correspondant, au moyen du faisceau de particules.

Pour mesurer les temps de parcours des signaux, nous utilisons des TDC (convertisseur temps-numérique) qui mesurent le temps entre un signal de départ et un signal stop. La figure II.17 expose le principe de mesure de temps. Le départ est donné par un compteur C_1 (par exemple T_3) et le stop est donné par un autre compteur C_2 (le scintillateur baladeur ou un élément de $R1$ ou $R2$). Pour avoir un départ, l'électronique exige que le stop existe aussi, d'où la coïncidence des deux signaux pour autoriser un départ.

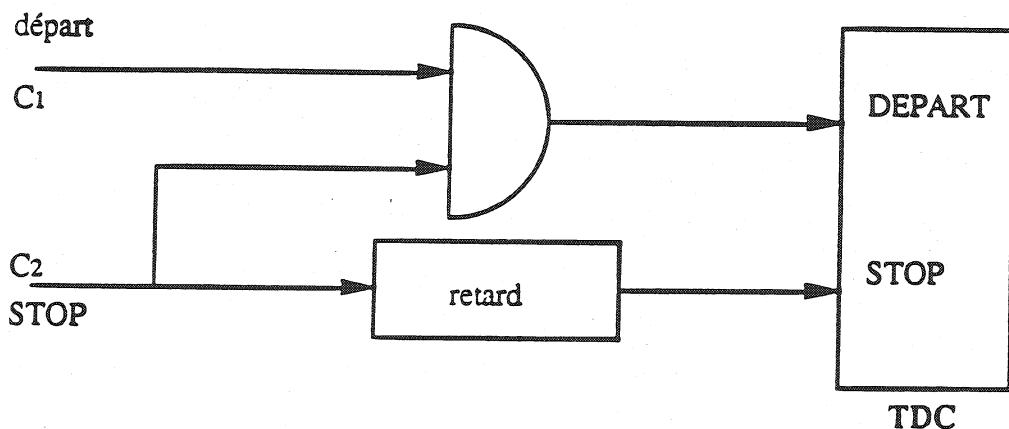


Figure II.17 Mesure de temps entre les signaux donnés par C_1 et C_2 .

La figure II.18 donne un exemple de mesure de temps entre T_3 et le scintillateur baladeur avec un TDC. On obtient une valeur moyenne de 19 ns avec une largeur totale à la base (1/10 de la hauteur) de 4 ns.

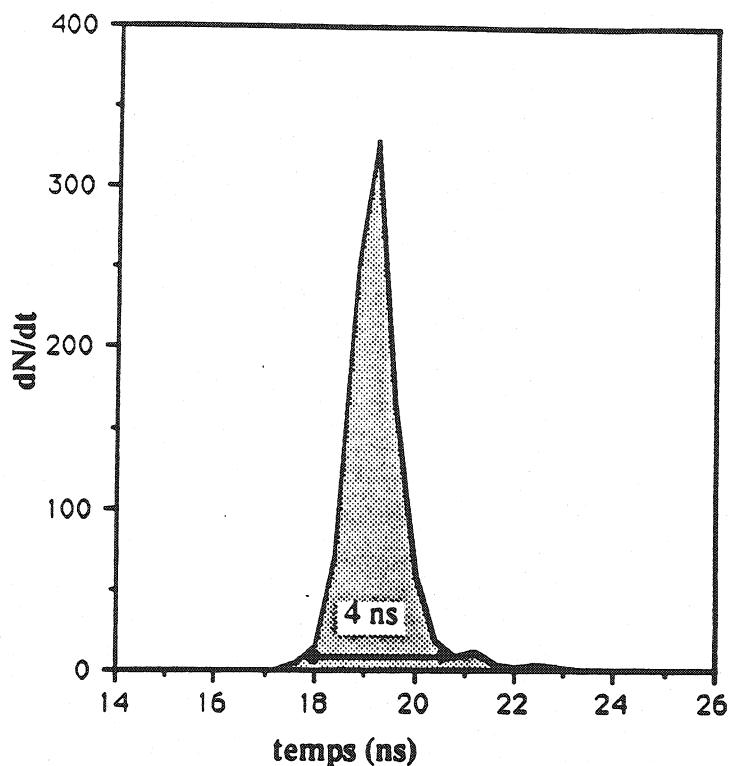


Figure II.18 Spectre en temps mesuré entre T_3 et le scintillateur baladeur.

Après avoir synchronisé les compteurs T_3 chaque demi-sextant est synchronisé avec son compteur T_3 à l'aide d'un multiTDC à seize voies. Les seize voies sont d'abord calibrées au moyen de constantes ajustables dans le programme d'analyse des TDC pour qu'un couple unique de compteurs C_1 et C_2 donne le même temps sur toutes les voies. On mesure ensuite les temps T_3 sur seize éléments par seize. La figure II.19 montre le schéma synoptique du multiTDC à seize voies.

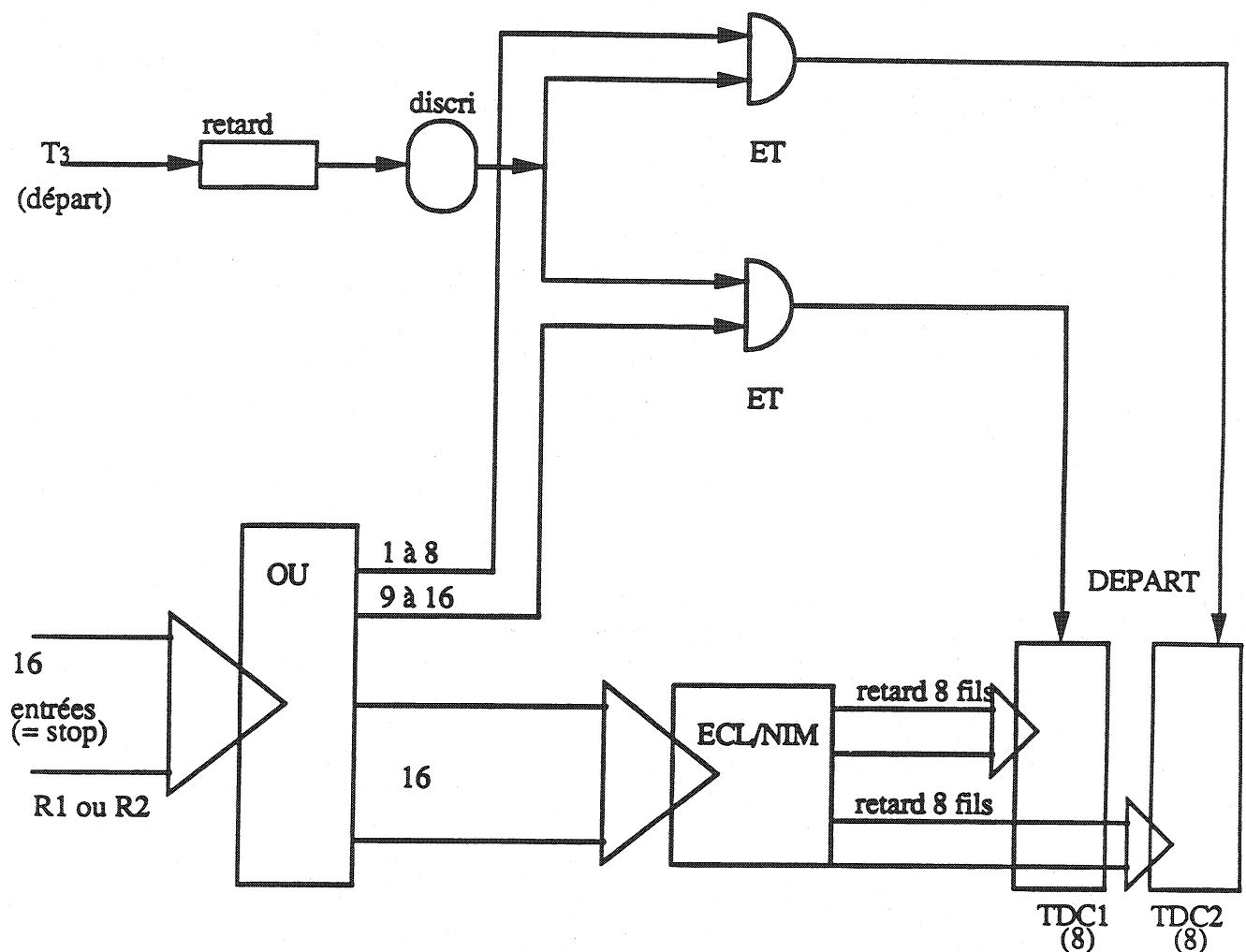


Figure II.19 Schéma synoptique du multiTDC. Les 16 voies sont en fait deux TDC à 8 voies.

La figure II.20 donne le spectre des valeurs moyennes mesurées sur tous les éléments de R1 et R2 à la mise sous tension avant synchronisation, à la base (1/10 de la hauteur) la largeur totale est de 5 ns, la valeur moyenne est à 28 ns. La figure II.21 représente le même spectre après synchronisation, la largeur à la base est alors de 1.2 ns et la valeur moyenne est 27.6 ns.

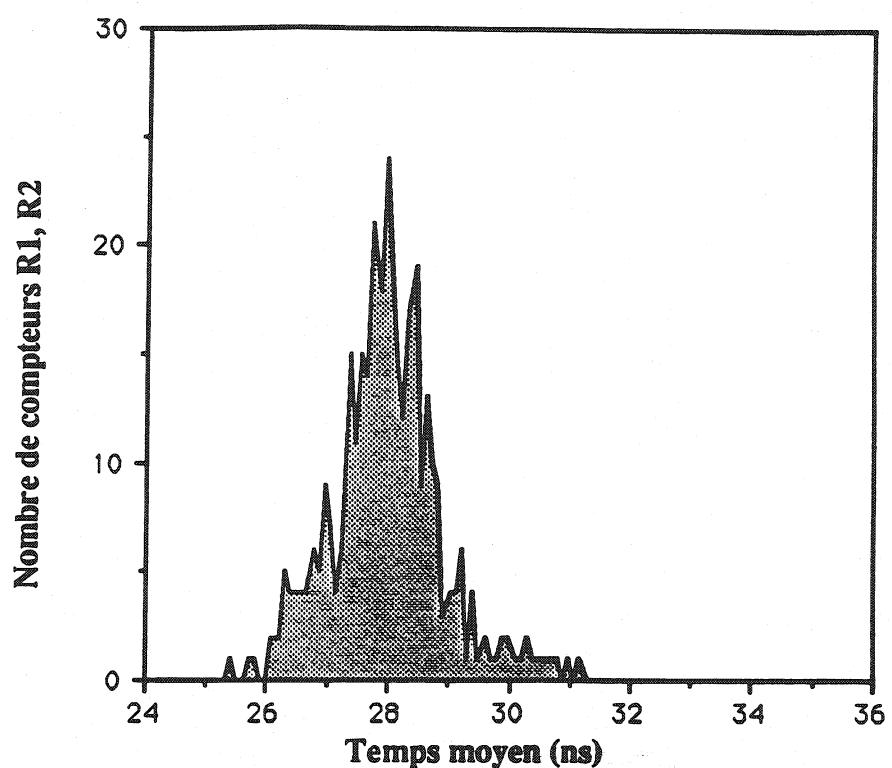


Figure II.20 Valeurs moyenne des temps mesurés pour R1 et R2 avant correction.

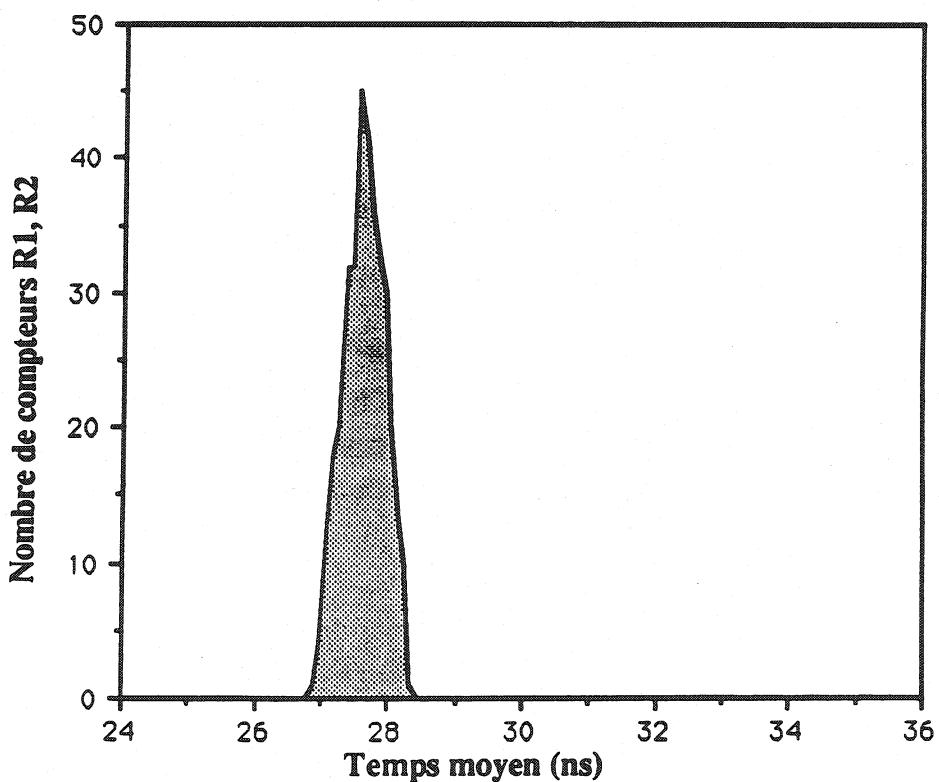


Figure II.20 Valeurs moyenne des temps mesurés pour R1 et R2 avant correction.

Nous sommes donc capable de synchroniser rapidement les signaux de R1 à R4 avec une grande précision.

Nous allons donner maintenant les performances du déclenchement que l'on peut obtenir en ayant synchronisé R1 et R2 par la méthode exposée ci-dessus. La figure II.22 a) montre le spectre en temps du déclenchement "boîte magique" par rapport à un scintillateur de la cible active (temps d'arrivée du faisceau) la largeur à la base (1/10 de la hauteur) est de 9.6 ns. La figure II.22 b) donne le spectre en temps du déclenchement sans fluctuation (cf figure II.15) la largeur n'est plus que de 4.3 ns. Il devient en principe possible de mettre en coïncidence le déclenchement du détecteur avec la radio-fréquence de l'accélérateur ; ce que nous nous proposons de réaliser pour les prochains runs.

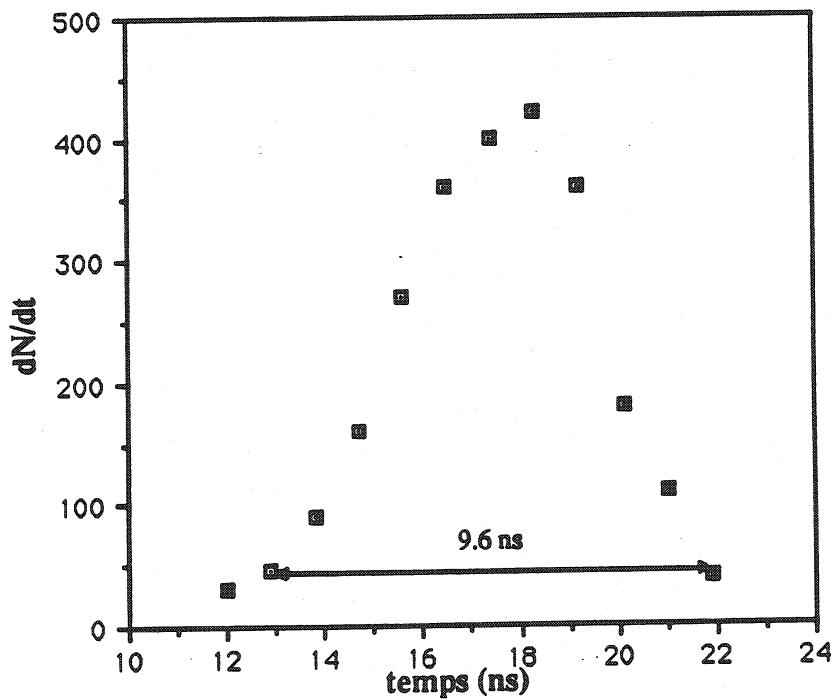


Figure II.22 a) Dispersion en temps du déclenchement "boîte magique".

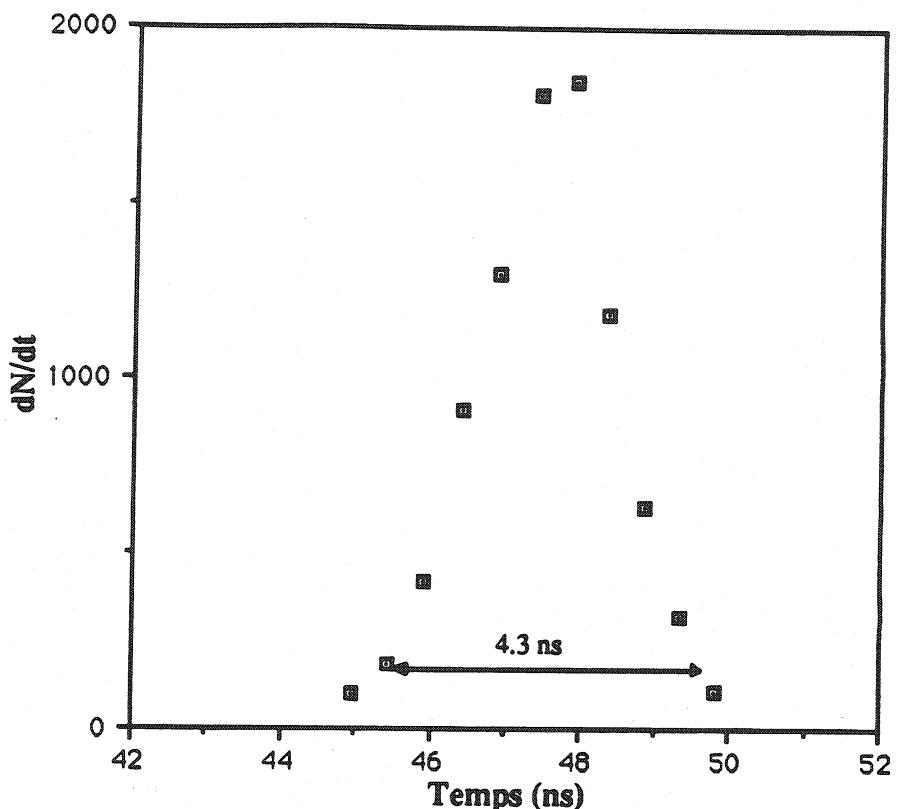


Figure II.22 b) Dispersion en temps du déclenchement sans fluctuation.

II.5 système d'acquisition.

La figure II.23 schématise le système d'acquisition. L'information des chambres à fils et des scintillateurs arrive sur les RMH (receiver memory hybrid). Si le micro ordinateur CAB autorise l'acquisition, le contenu des RMH est transféré à l'ordinateur d'acquisition, le Norsk 100/500. L'ordinateur enregistre alors les données sur bandes magnétiques. Des analyses d'échantillons sont faites de façon continue pour contrôler le bon déroulement de l'expérience.

A la suite de la boîte magique se trouve un microprocesseur CAB qui peut effectuer certaines opérations en ligne. Le CAB ne donne l'ordre d'acquisition que si l'événement n'est pas dans l'une des catégories suivantes :

- Les P_T de chaque muon sont dans la catégorie D (cette coupure peut-être effectuée suivant les besoins par la boîte magique ou le CAB).
- Le nombre de mots total pour un événement est supérieur à 800.
- Le nombre de mots dans les hodoscopes est supérieur à 150.

(La raison de ces coupures sur le nombre de mots sera vue au chapitre III)

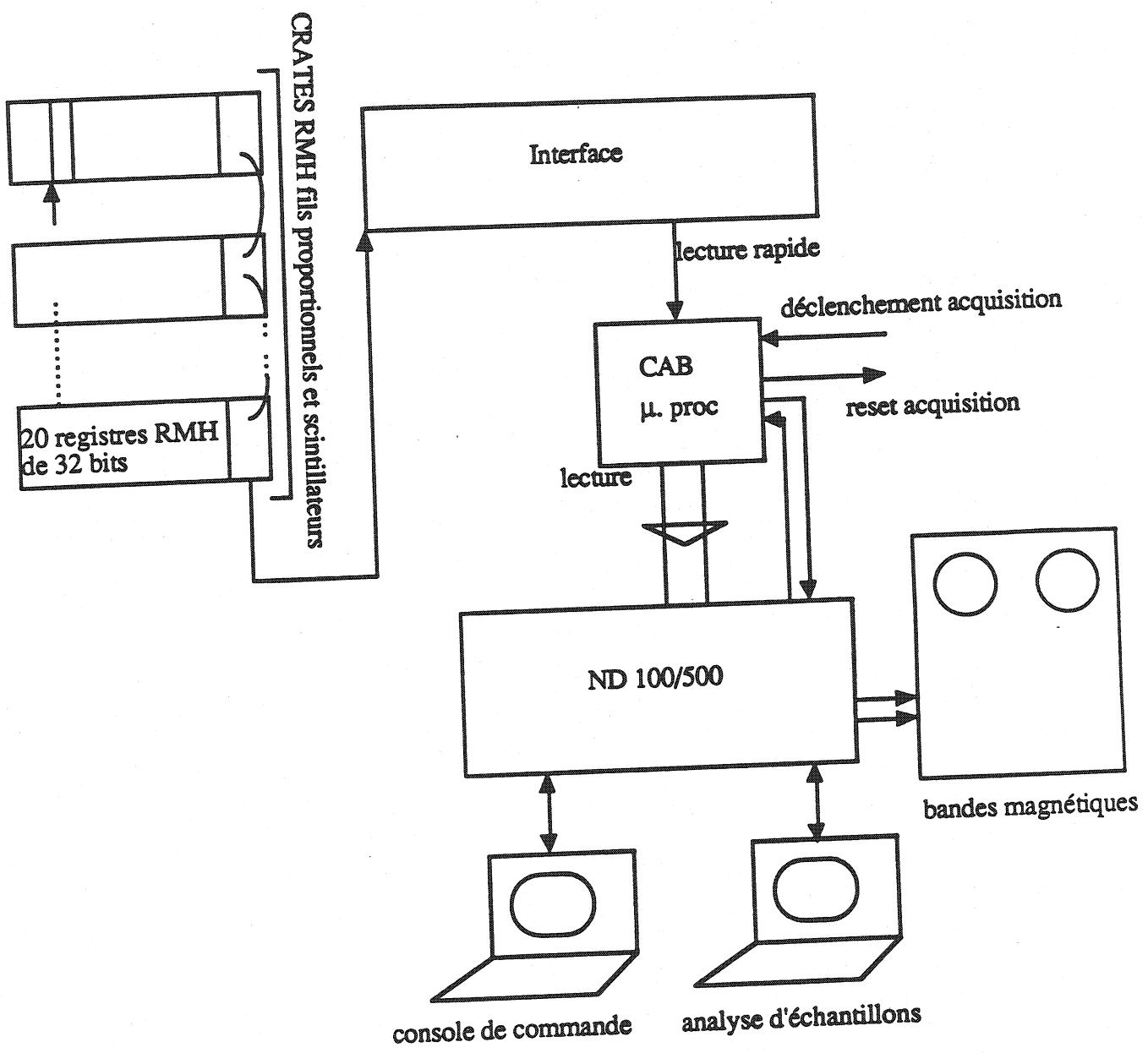


Figure II.23 Schéma de principe de l'acquisition.

II.6 Conclusion.

Le détecteur de l'expérience NA38 est donc particulièrement bien adapté à la mesure du J/Ψ . Nous verrons que la résolution en masse autour du J/Ψ est de 4.5%, ce qui permet d'isoler la résonance par rapport au continuum facilement. Le vertex peut être connu précisément. L'empilement et les réinteractions peuvent être identifiés. La précision et la sélectivité du déclenchement permettent d'utiliser des faisceaux de grande intensité. A titre d'information, les taux moyens pour un run soufre sont :

- 125 bouffées par run.
- 30 000 événements.

Sur une bouffée :

- $5 \cdot 10^7$ ions par bouffée.
- 600 coïncidences V.P_T.
- 500 déclenchements de la boîte magique.
- 250 déclenchements CAB.

CHAPITRE III

METHODE D'ANALYSE

III.1. Introduction

Nous avons vu au chapitre I que la formation du plasma dépend de la densité d'énergie produite dans la collision. La densité d'énergie dépend de la multiplicité des particules produites lors de la collision ou du nombre de participants dans la réaction, elle dépend donc du paramètre d'impact b .

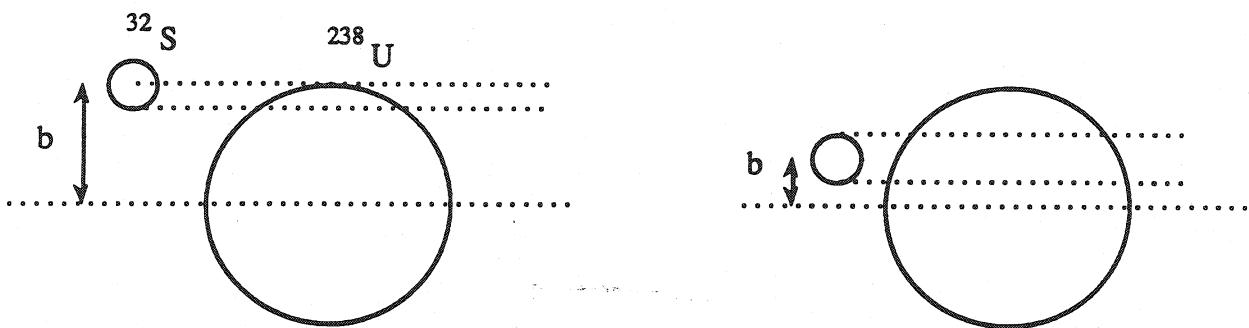


Figure III.1 A grand paramètre d'impact b correspondent peu de participants. A petit b correspondent beaucoup de participants.

Au chapitre précédent nous avons vu la méthode de mesure de l'énergie transverse libérée dans une collision S-U. Cette énergie transverse E_T des particules produites dans la collision est elle aussi proportionnelle au nombre de participants. En effet plus le nombre de nucléons en présence est important et plus E_T est important. (cf figure III.2). Des simulations faites à Brookhaven montrent la variation de l'énergie transverse en fonction du nombre de participants d'un noyau incident d'oxygène sur un noyau cible d'or. Les courbes en cloche correspondent chacune à la section efficace totale d'interaction en fonction de E_T pour un nombre donné de nucléons participants dans le noyau d'oxygène. L'intégrale de toutes ces courbes forme la courbe continue du haut qui est la section efficace totale en fonction de E_T . Les points sur la courbe sont des données expérimentales pour les réactions oxygène sur or à 15 GeV/Nucléon.

Figure III.2 Simulation de la section efficace totale en fonction de l'énergie transverse dans les collisions O+AU à 14.5 GeV/A. [Ref.9]

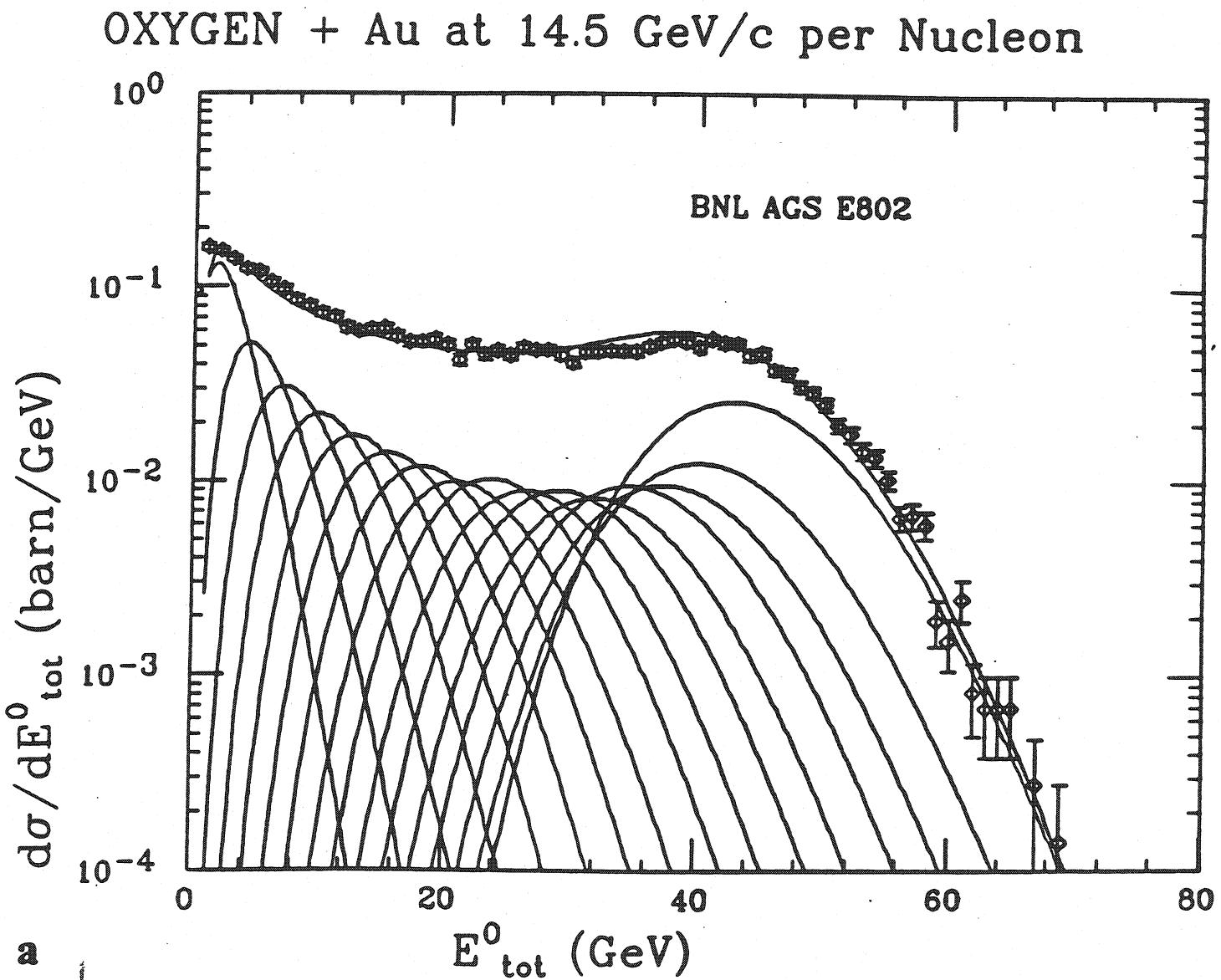
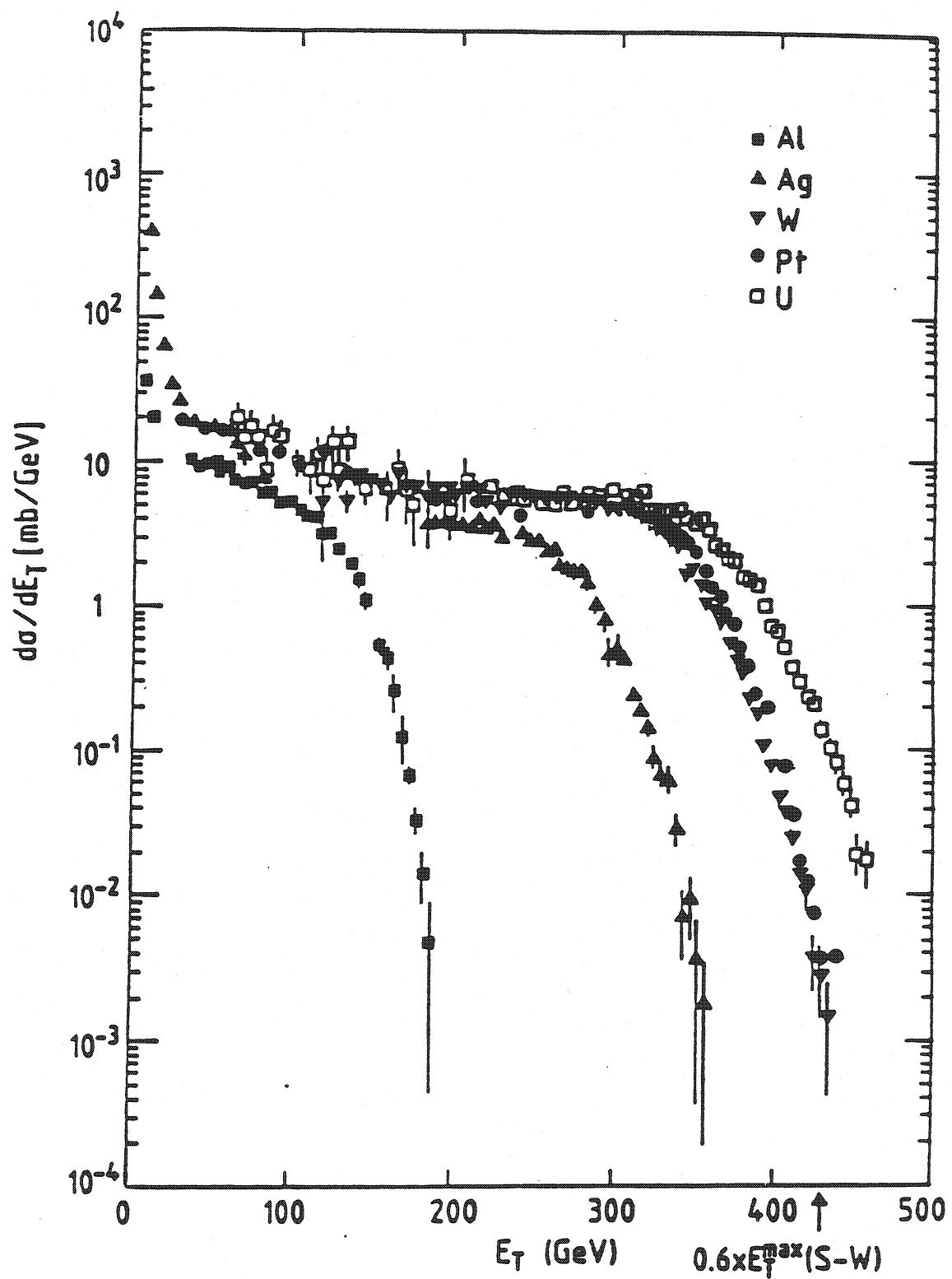


Figure III.3 Section efficace totale en fonction de E_T dans des collisions d'ions soufre à 200 GeV/A sur différentes cibles dont l'uranium.



La dépendance de l'énergie transverse en fonction du nombre de participants est donc bien comprise. La figure III.3 donne la section efficace totale en fonction de l'énergie transverse d'ions soufre à 200 GeV/Nucléon sur différentes cibles dont l'uranium. L'énergie transverse est une quantité proportionnelle au nombre de participants dans la collision ainsi qu'à la densité d'énergie déposée par la réaction.

Dans l'expérience NA38 le déclenchement se fait sur des dimuons (processus rare) on favorise donc des énergies transverses déjà élevées. L'échelle en E_T ne commence pas à 0 car nous ne déclenchons pas sur des événements à très petite énergie transverse (cf figure III.4).

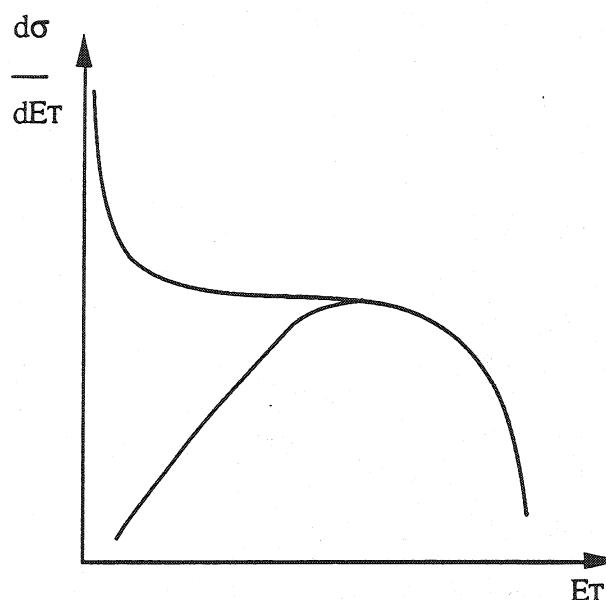


Figure III.4 La courbe du haut est la section efficace totale en fonction de E_T . Celle du bas est la même courbe en tenant compte du déclenchement sur des dimuons.

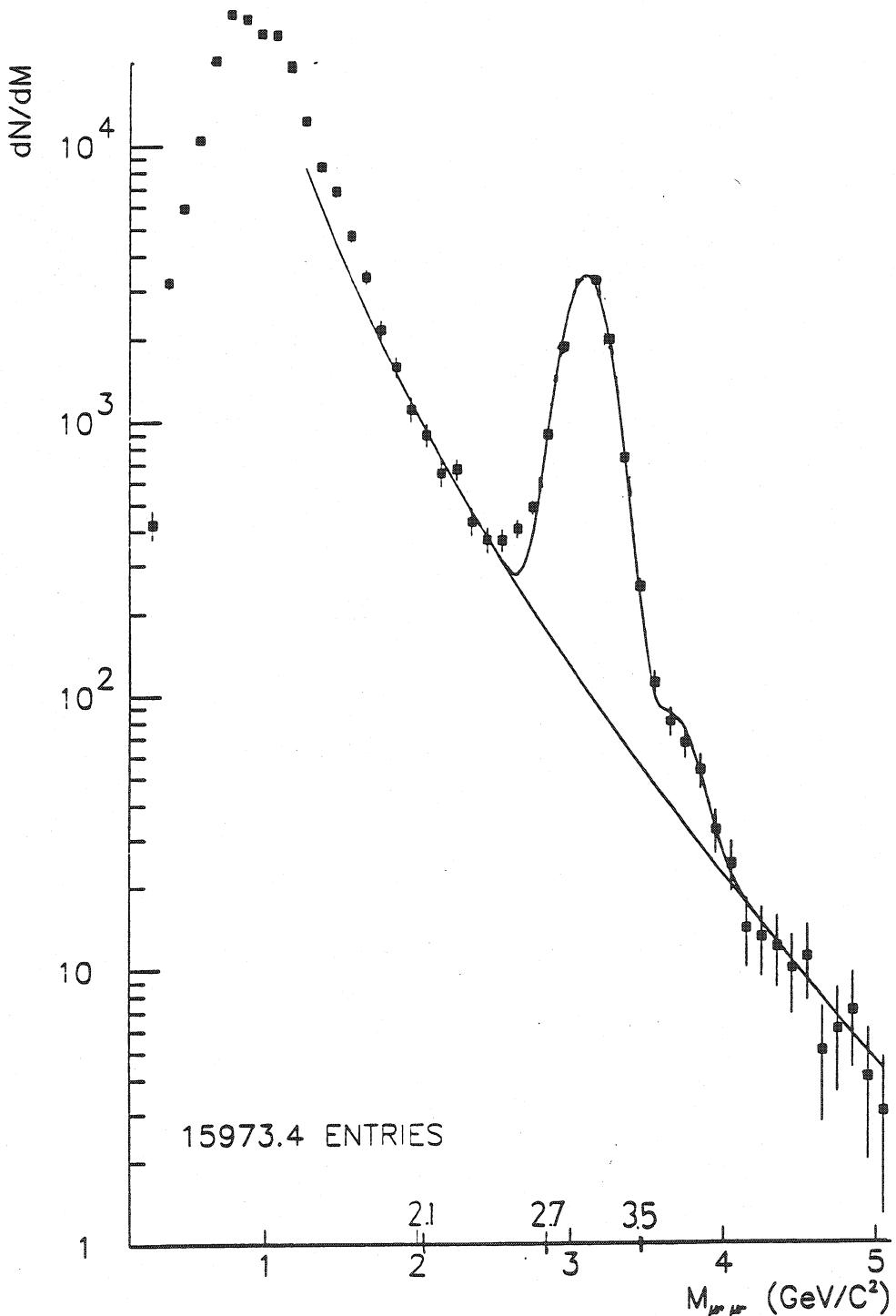
Pour mettre en évidence la suppression du J/Ψ nous devons comparer ses caractéristiques à quelque chose qui ne dépend pas de l'existence ou non d'un plasma de quarks et de gluons. On compare les distributions des sections efficaces du J/Ψ et du continuum à dominante Drell-Yan, en fonction de l'énergie transverse (cf chapitre I). De même pour les sections efficaces différentielles en impulsion transverse (P_T) et en rapidité (y) du J/Ψ et de la paire de muons dans le continuum.

La figure III.5 montre le spectre de masse $\mu_+\mu_-$ obtenu dans notre expérience. Le J/Ψ est compris dans la bande de masse 2.7 à 3.5 GeV/c^2 (résolution de l'appareillage) et le continuum que nous étudierons est compris entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 . On choisit cette zone car elle est à forte dominante Drell-Yan, à basse masse le continuum est contaminé par des résonances, entre

2.7 et 3.5 on a le J/Ψ et après 3.5 GeV/c^2 il n'y a plus de statistique (cf figure III.5 graphique complet du spectre en masse).

Nous étudierons dans ce chapitre les différentes coupures et les corrections à apporter sur les mesures du nombre d'événements et du nombre d'ions incidents dans les réactions S+U. Nous comparerons la section efficace $p + U \rightarrow \Psi + X$ avec les résultats d'expériences précédentes pour tester la méthode d'analyse.

Figure III.5 Spectre en masse des dimuons.



III.2 Reconstruction des trajectoires.

Les trajectoires des muons sont reconstruites grâce aux chambres à fils télescope par télescope. Nous avons vu au chapitre II que chaque télescope, un en amont et l'autre en aval de l'aimant, contient quatre chambres comportant chacune trois projections : Y, U, V. Pour reconstruire une trajectoire le programme a les exigences suivantes :

- Pour avoir une droite dans l'espace il faut au minimum deux droites en projection.
- Les droites en projection ne sont bien définies que par au moins trois points.
- La droite de l'espace doit passer par au moins deux points de la troisième projection.

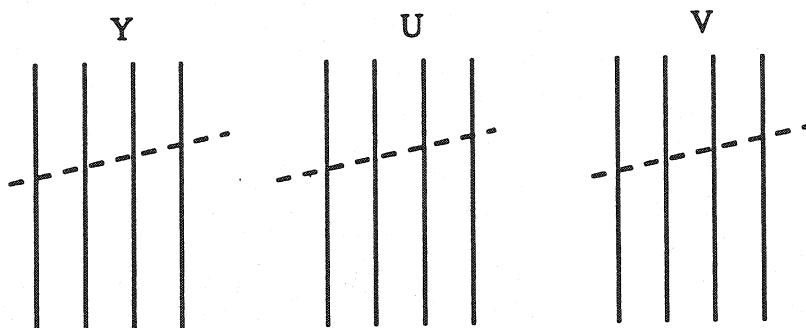


Figure III.6 vue schématique de chaque projection pour les quatre chambres.

Avec les traces des muons reconstruites on possède les angles de déflexion dans l'aimant avec la précision autorisée par les chambres (quelques dizaines de milliradians). On peut alors calculer l'impulsion transverse de chaque muon.

III.3 Sélection des runs et des événements.

III.3.1 Sélection des runs.

Les runs sont sélectionnés suivant des critères de bon fonctionnement de l'ensemble de la chaîne, du faisceau à l'enregistrement des données :

- Stabilité du faisceau en profil et en intensité.
- Bon fonctionnement de toutes les parties du détecteur (BH, hodoscopes, chambres...).
- Bon fonctionnement de l'électronique.
- Bon fonctionnement de l'ordinateur d'acquisition.

III.3.2 Sélection des événements.

On rejette tous les événements dont les caractéristiques cinématiques sont jugées dégradées ou lorsqu'une donnée importante manque. Nous rejetons selon les six critères suivants :

a) Empilement détecté dans l'hodoscope de faisceau. Nous ne voulons pas des événements avec empilement car l'énergie transverse mesurée pourrait alors venir de deux interactions et donner un E_T biaisé. On a un total de 13% des événements qui sont ainsi rejetés. La correction est de :

$$C_{pu} = 0.87 \pm 0.01$$

L'erreur statistique sur cette valeur est négligeable, l'erreur donnée ici est une erreur systématique qui tient compte des fluctuations du taux d'empilement pour chaque run.

La figure III.7 donne le nombre d'événements en fonction de l'énergie transverse avant et après coupure d'empilement.

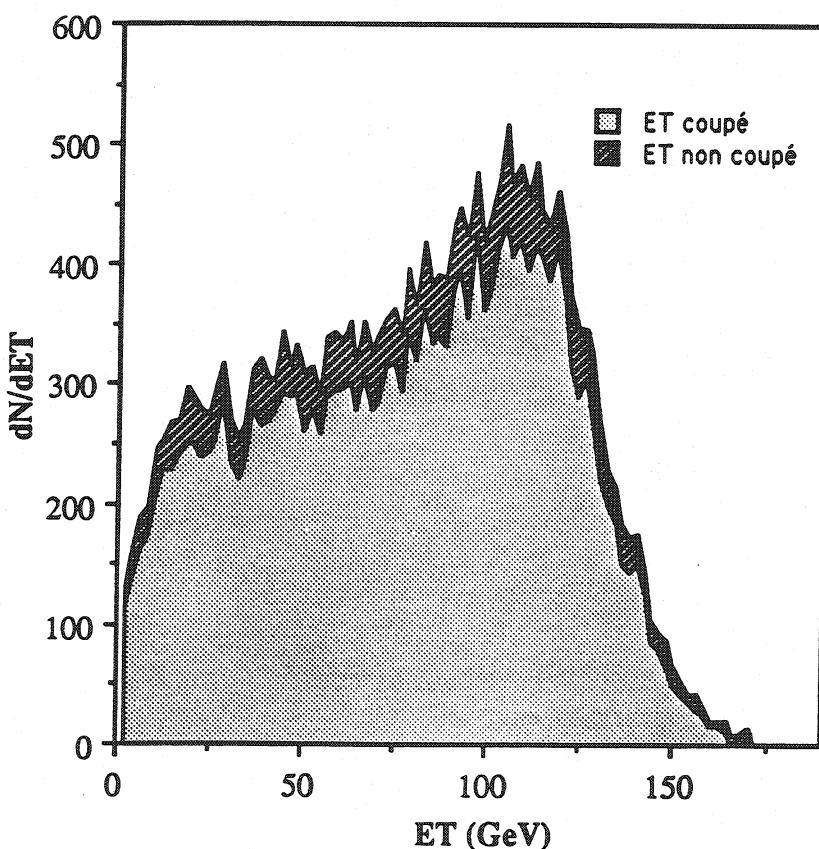


Figure III.7 Evénements sans coupure empilement.
Evénements après coupure.

b) Rejet des événements dont un muon passe dans les bobines de l'aimant. La correction à cette coupure est comprise dans le calcul d'acceptance.

c) Coupure sur le nombre total de mots enregistrés pour un événement. Sur le nombre total de mots lorsqu'il dépasse 800 et sur le nombre de mots dans les hodoscopes de déclenchement au-delà de 150, aucune correction n'est appliquée. Ces coupures concernent un très petit nombre d'événements (cf figure III.8) qui correspondent essentiellement à du bruit de fond.

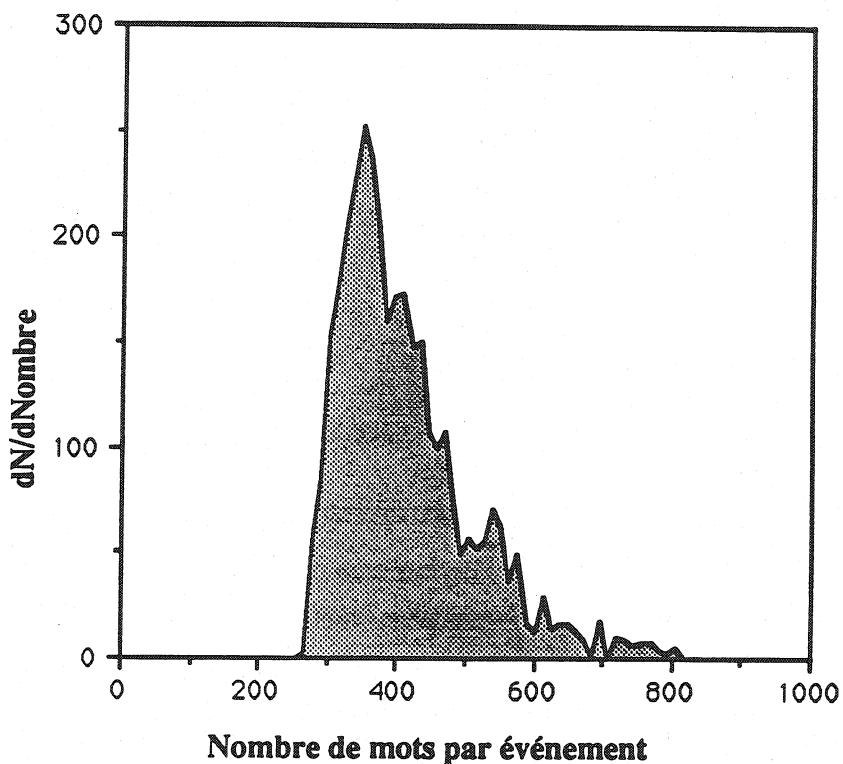


Figure III.8 a) Spectre du nombre total de mots par événement.
La valeur moyenne est à 400.

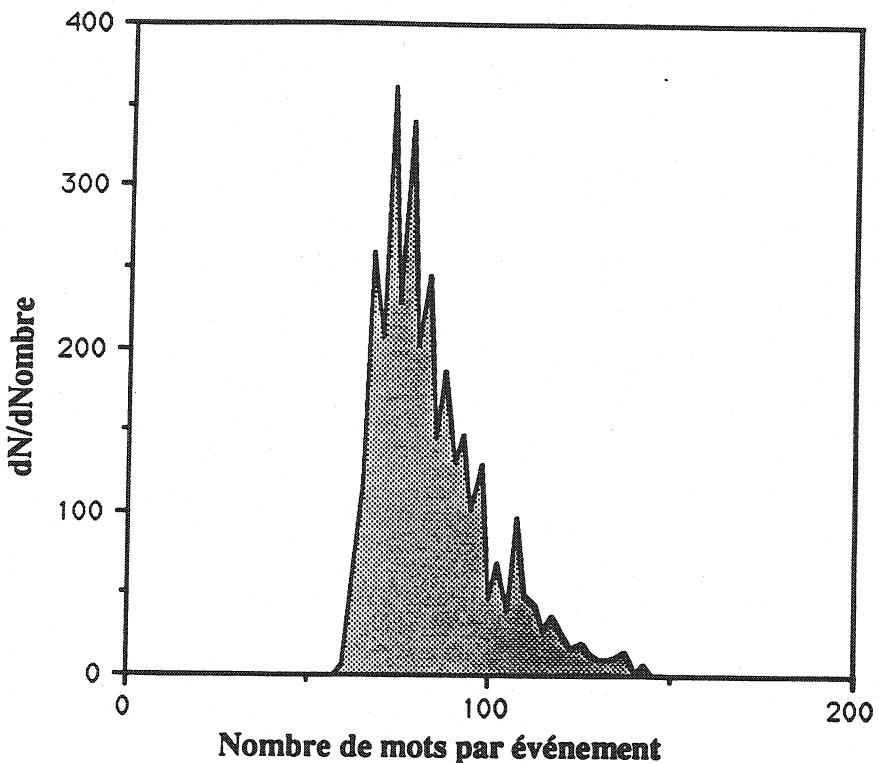


Figure III.8 b) Spectre du nombre de mots dans les hodoscopes par événement. La moyenne est à 80.

d) On rejette les événements où le programme de reconstruction a reconnu plusieurs vertex possible à partir des points touchés dans les chambres à fils. Le programme est alors incapable de dire quel est le bon vertex et la cinématique est quelque peu ambiguë. Ceci n'enlève que 1% du total. Nous corrigéons d'autant les événements qui ont subsisté après la coupure :

$$C_r = 0.99$$

e) Les hodoscopes de déclenchement sont plus grands que les chambres de reconstruction. Nous rejetons tout ce qui a déclenché mais au-dehors des chambres. Pour rejeter les déclenchements fortuits on enlève tous les événements dont les trajectoires reconstruites ne passent pas par les éléments d'hodoscope touchés. La correction à ces deux coupures est prise en compte dans le calcul de l'acceptance.

f) Nous avons vu qu'il était important de connaître avec précision le vertex d'interaction et de ne pas avoir d'interaction secondaire pour mesurer l'énergie transverse correctement. On enlève tous les événements où la cible d'interaction n'a pas pu être reconnue ou lorsqu'une

seconde interaction a été détectée. L'efficacité de cette correction est détaillée dans le paragraphe III.5 .

III.4 Statistique.

Après ces sélections de runs et d'événements on obtient la statistique suivante :

- 5.2 10^6 $\mu\mu$ reconstruits pour une masse comprise entre 0 et 5 GeV/c^2 .
- 2.5 10^6 $\mu\mu$ après coupures pour une masse comprise entre 0 et 5 GeV/c^2 .
- 36 000 $\mu\mu$ dans la tranche de masse comprise entre 2 et 4 GeV/c^2 .

III.5 Efficacité de la reconnaissance de cible.

Nous avons vu dans la description du dispositif expérimental que l'efficacité dépend de la quantité d'énergie vue par les scintillateurs des cibles. Elle dépend donc de l'énergie transverse. En effet plus la collision est centrale et plus le nombre de particules produites est important ainsi que leur énergie. Il sera plus facile d'identifier une interaction quand l'énergie transverse sera grande. L'efficacité doit donc être calculée en fonction de l'énergie transverse. Nous classons les événements en plusieurs catégories dépendant de la réponse de l'analyse de cible :

- Bon événement : la cible est reconnue sans ambiguïté et pas de seconde interaction (70%) : N_B
- Deux cibles sont reconnues (interaction secondaire) (4%).
- Aucune cible n'est identifiée (21%) : N_M
- Une cible est reconnue mais l'identification n'est pas fiable (1%) : N_D
- Les registres des ADC sont vides (4%) : N_V
- N_T est le nombre d'événements total sans coupure (100%).
(cf figure III.9)

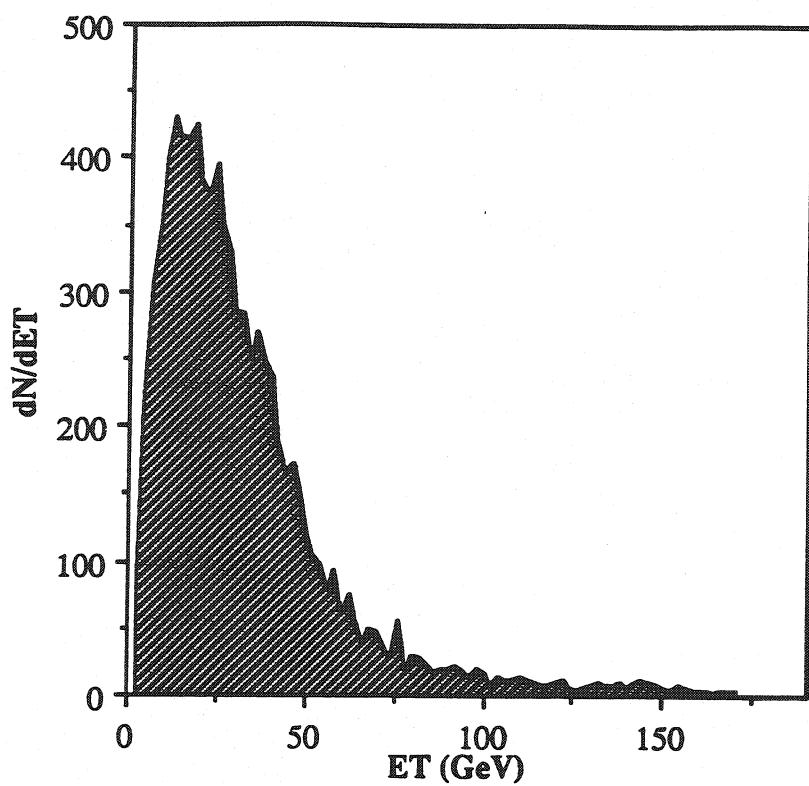


Figure III.9 a)

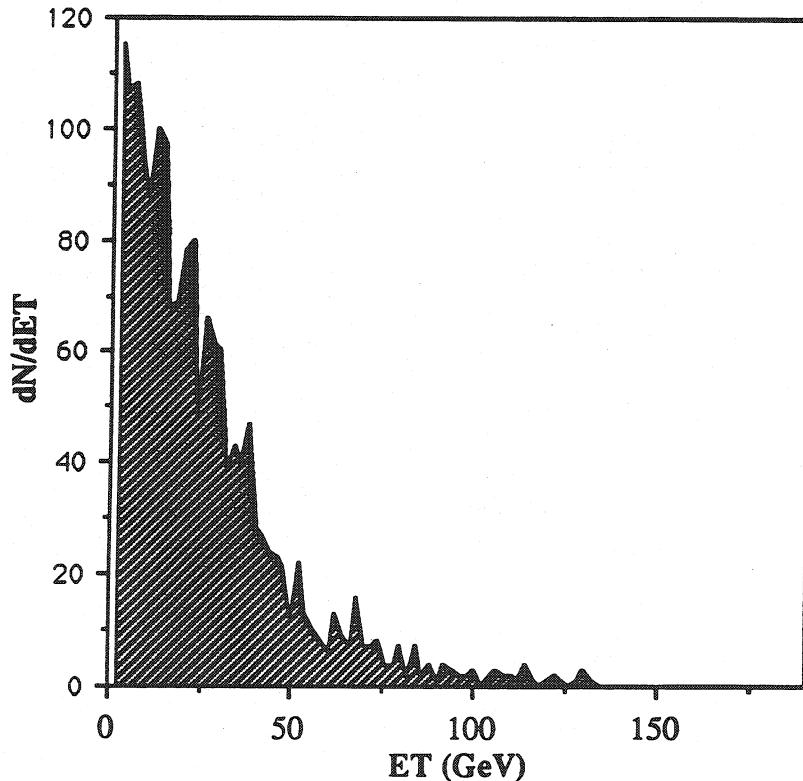


Figure III.9 b)

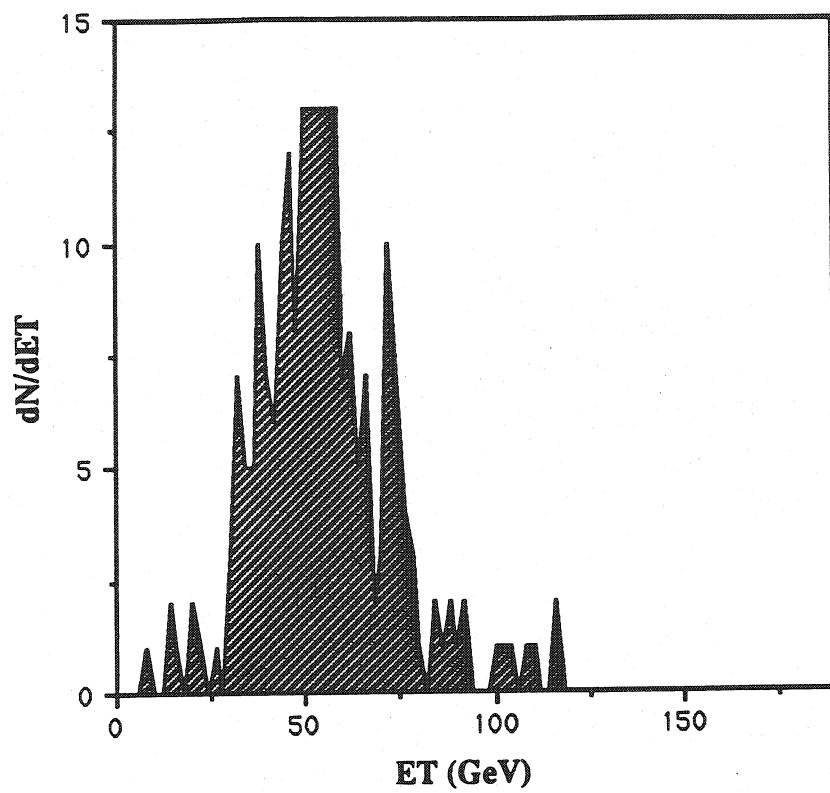


Figure III.9 a) Événements de la catégorie N_M en fonction de E_T . b). Événements de la catégorie N_V . c) Événements de la catégorie N_D .

Nous ne gardons que les bons événements. La figure III.10 présente le nombre total d'événements et les bons événements en fonction de E_T .

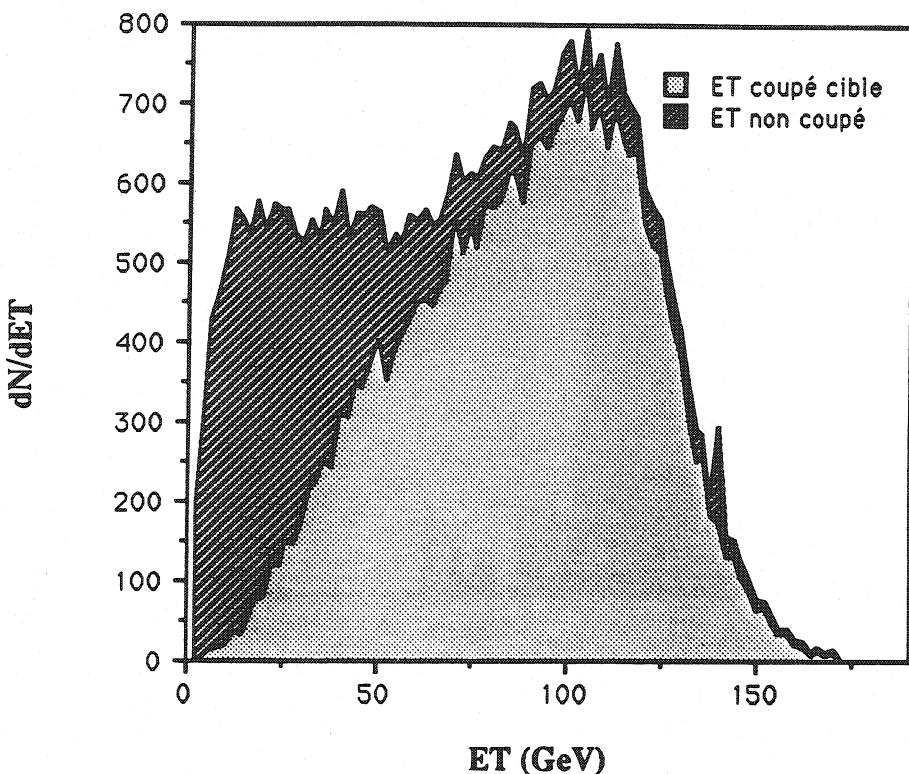


Figure III.10 Evénements sans coupure et bons événements.

A grande énergie transverse les événements des catégories N_M et N_D viennent de collisions qui ont eu lieu avant les cibles (car un grand E_T signifie une interaction à grande multiplicité donc normalement une bonne identification). Ces événements doivent donc être coupés sans être corrigés car ils correspondent à des interactions au-dehors des cibles. Il y a très peu d'interactions à grand E_T dans ces catégories (cf figure III.9). Ceux à petite énergie transverse sont dus à la mauvaise efficacité de la reconnaissance de cible mais sont des événements réels. Nous les rejetons car la cible n'est pas identifiée et on corrige d'autant. On calcule donc différemment l'efficacité ϵ en fonction de E_T . Au dessus de 100 GeV les événements des catégories N_M et N_D sont coupés sans correction alors qu'au dessous de 100 GeV ces mêmes événements sont coupés et corrigés. La limite entre grand et petit E_T est fixée un peu arbitrairement au milieu du spectre soit à 100 GeV, nous verrons plus loin les variations du résultat par rapport à ce choix.

$$\epsilon(E_T) = \frac{N_B(E_T)}{N_T(E_T) - N_V(E_T)}$$

pour $E_T < 100 \text{ GeV}$

$$\epsilon(E_T) = \frac{N_B(E_T)}{N_T(E_T) - N_V(E_T) - N_M(E_T) - N_D(E_T)} \text{ pour } E_T > 100 \text{ GeV}$$

On obtient la courbe d'efficacité en fonction de l'énergie transverse (cf figure III.11).

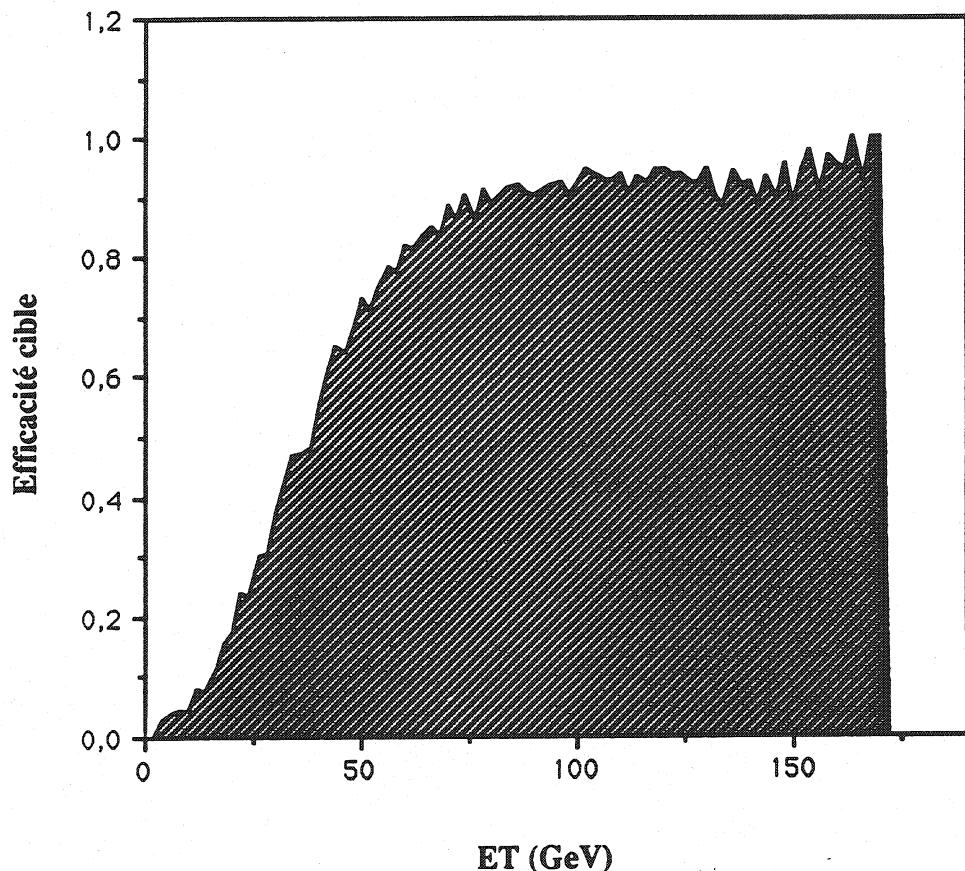


Figure III.11 Efficacité de reconnaissance de cible.

On constate que cette efficacité varie très fortement au-dessous de 75 GeV alors qu'au dessus elle est constante et proche de 1. Intégré sur tout le spectre en E_T on obtient une efficacité (moyenne pondérée par le nombre d'événements) :

$$\epsilon_{\text{cible}} = 0.75 \pm 0.01 \pm 0.02$$

La première erreur est purement statistique. La deuxième est systématique (erreur sur la méthode) et est évaluée en faisant varier la limite fixée à 100 GeV de 70 GeV à 130 GeV. La variation est petite vu le faible nombre d'événements pour les catégories de N_M et N_D à grand E_T (cf figure III.9).

(Une étude détaillée de l'efficacité de reconnaissance des cibles d'interaction est faite par Monte-Carlo pour les collisions p+U dans la Ref 17).

III.6 Estimation du bruit de fond

Lors de la collision S + U à 200 GeV/Nucléon un grand nombre de π et de K sont produits (de l'ordre de 300). Ces mésons donnent en se désintégrant des paires de muons non corrélées. Les paires de mêmes signes, $\mu_+ \mu_+$ et $\mu_- \mu_-$ sont facilement séparables car le signe d'une particule est donné par la déflexion dans l'aimant. Les paires de signes opposés provenant de ces désintégrations de mésons ne sont pas séparables des autres paires provenant de résonances ou de processus Drell-Yan. Nous les évaluons à partir des paires de mêmes signes.

- Soit N_{++} le nombre de paires $\mu_+ \mu_+$.
- Soit N_{--} le nombre de paires $\mu_- \mu_-$.
- Soit N_{+-}^d le nombre de paires $\mu_+ \mu_-$ décorélées.

Le nombre de K^+ produits dans un événement est plus important que le nombre de K^- . Ceci est dû à la conservation de la charge, de l'étrangeté et du nombre baryonique. Nous observons donc $N_{++} \geq N_{--}$.

Soit $P(+)$ la probabilité de produire un μ_+ par désintégration d'un méson. Respectivement $P(-)$ pour un μ_- . On a alors :

$$P(++) = P^2(+); P(--) = P^2(-) \text{ et } P(+-) = P(-+) = P(+) P(-)$$

D'où $P^2(+-) = P(++) P(--)$.

on arrive à :

$$P(++) + P(--) = \sqrt{P(++) P(--)} + \sqrt{P(++) P(--)}$$

d'où

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

Le signal est défini comme étant le nombre total de paires de signes opposés N_{+-}^t moins la valeur ci-dessus.

$$S = N_{+-}^t - 2 \sqrt{N_{++} N_{--}}$$

Il est évident que les nombres des différentes paires de muons dépendent des variables cinématiques :

- La masse M de la paire.
- L'impulsion transverse P_T du dimuon.
- La rapidité y de la paire de muons.
- L'angle polaire θ de la paire de muons.

Nous devrions faire la soustraction du bruit de fond à quatre dimensions. Cependant la statistique nous l'interdit et nous devrons nous contenter d'une soustraction à deux dimensions, en M , P_T ou en M , y suivant l'étude désirée. Ceci est valable à condition de ne pas avoir trop de corrélations entre les variables cinématiques. Les figures III.12 montrent les distributions en P_T et en y en fonction de la masse pour les dimuons de mêmes signes et de signes opposés. On constate les différences de corrélation entre les paires de mêmes signes et opposés. Ceci justifie la soustraction à au moins deux dimensions (M, P_T ou M, y). La figure III.12 e) montre la distribution de y par rapport à P_T . Il n'y a pas de corrélation visible, la soustraction à deux dimensions est donc suffisante.

Nous verrons plus loin l'erreur commise suivant la taille des cellules pour une soustraction à deux dimensions.

Sur la figure III.13 on représente le nombre total de paires de signes opposés et le nombre total de paires de mêmes signes en fonction de la masse. Dans la zone de masse du J/Ψ comprise entre 2.7 et 3.5 GeV/c^2 le nombre de $\mu\mu$ de même signe est inférieur à 10% des paires de signes opposés, alors que dans la zone du continuum qui nous intéresse entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 le rapport des paires de mêmes signes sur signes opposés est de 75%. La qualité de la soustraction aura donc un effet plus important sur le continuum.

Figure III.12 a) et b) PT en abscisse et $M_{\mu\mu}$ en ordonnée pour les paires de signes opposés (O.S) et de mêmes signes (L.S). Les nuages de points font apparaître les corrélations entre la masse et l'impulsion transverse.

c) et d) y en abscisse et $M_{\mu\mu}$ en ordonnée. Même chose que PT pour les corrélations.

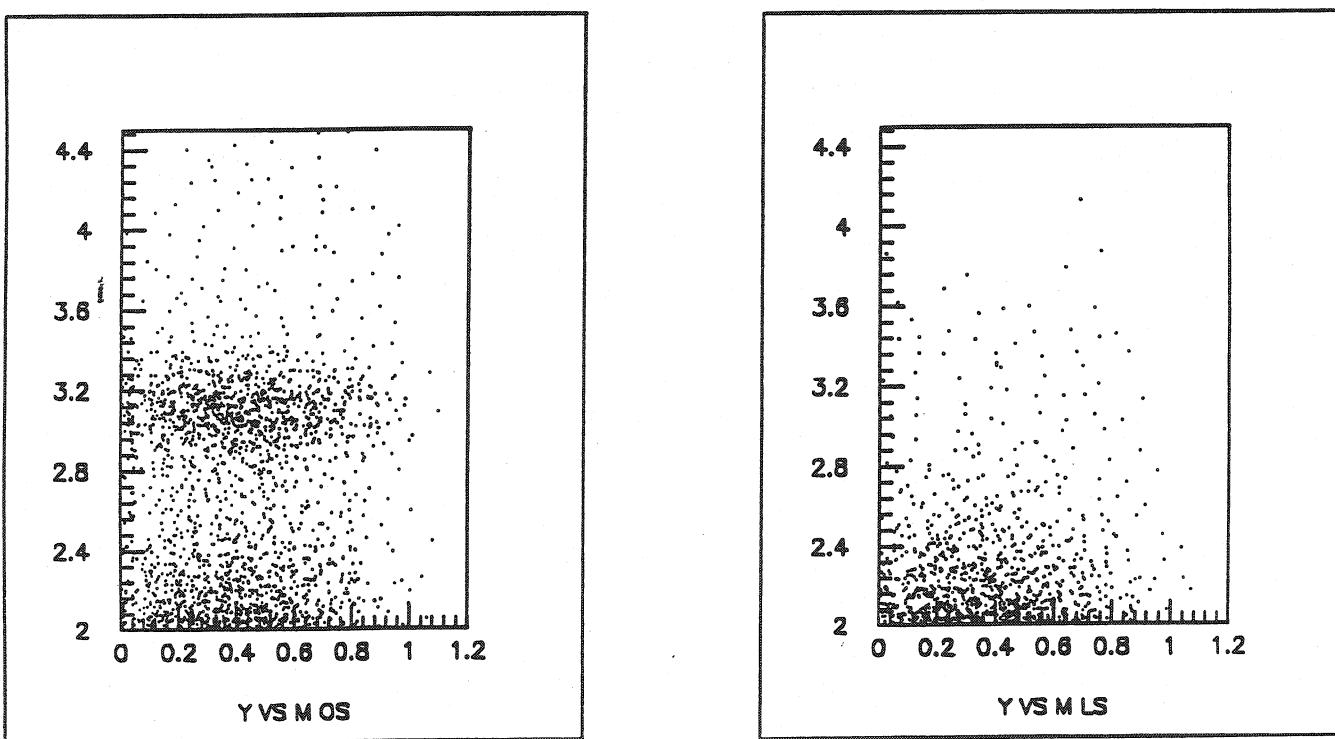
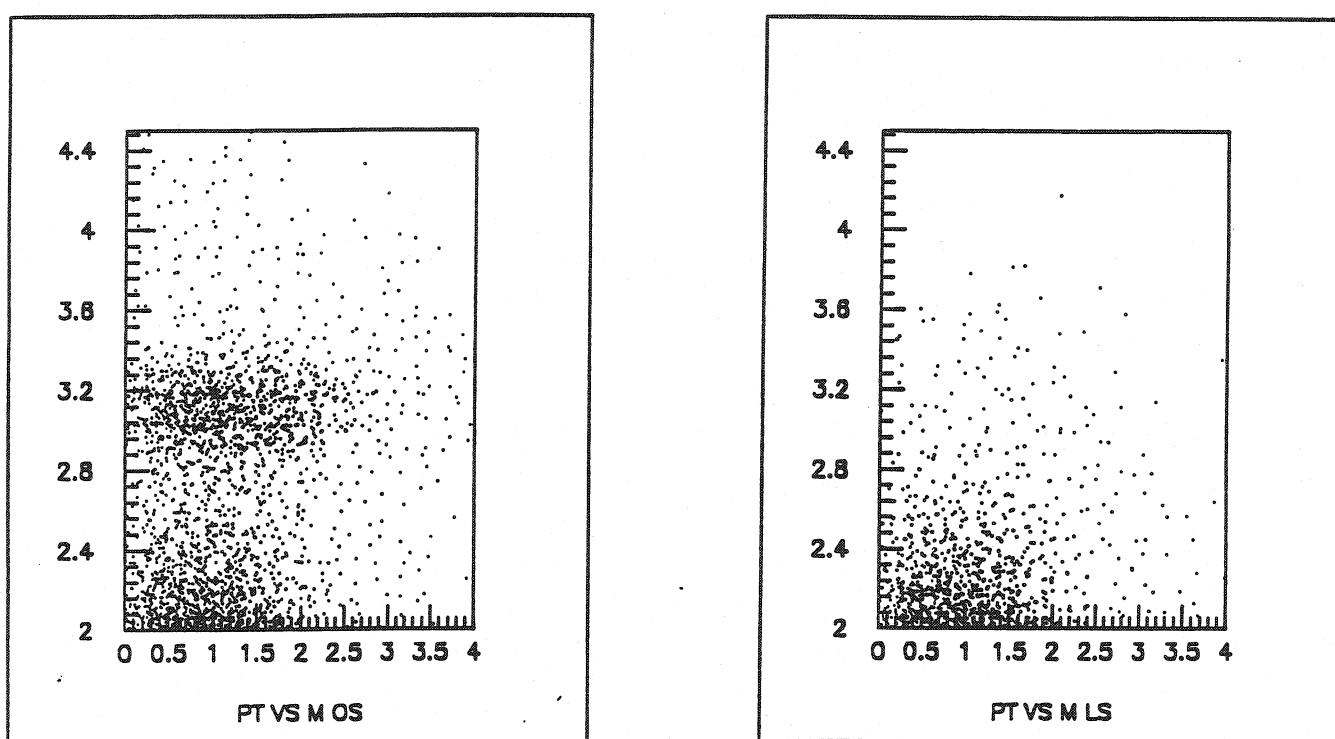
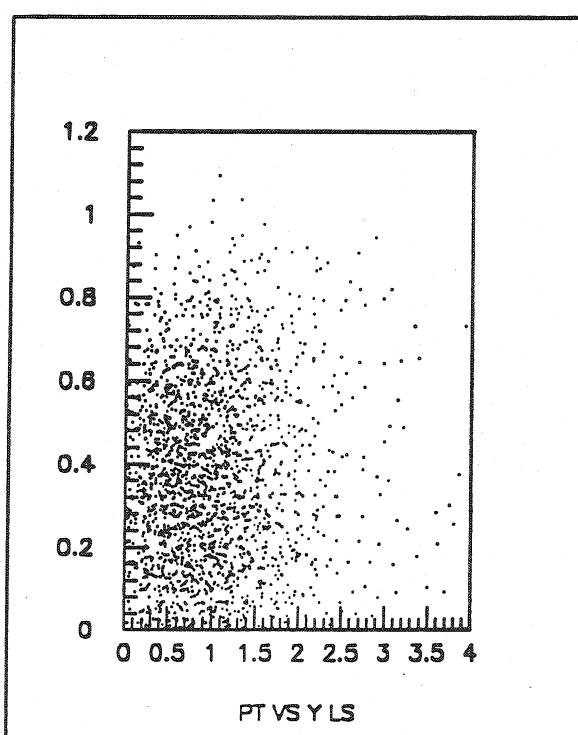
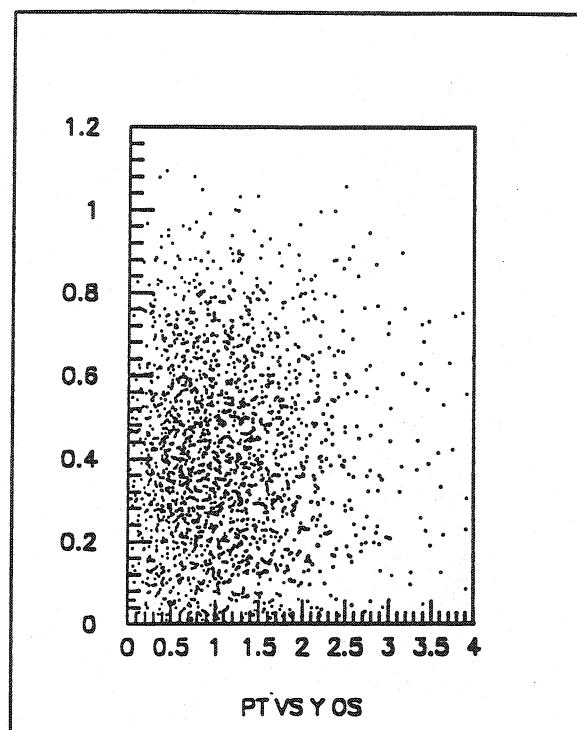


Figure III.12 e) et f) PT en abscisse et y en ordonnée. Il n'y a pas de concentration particulière de points donc pas de corrélation.



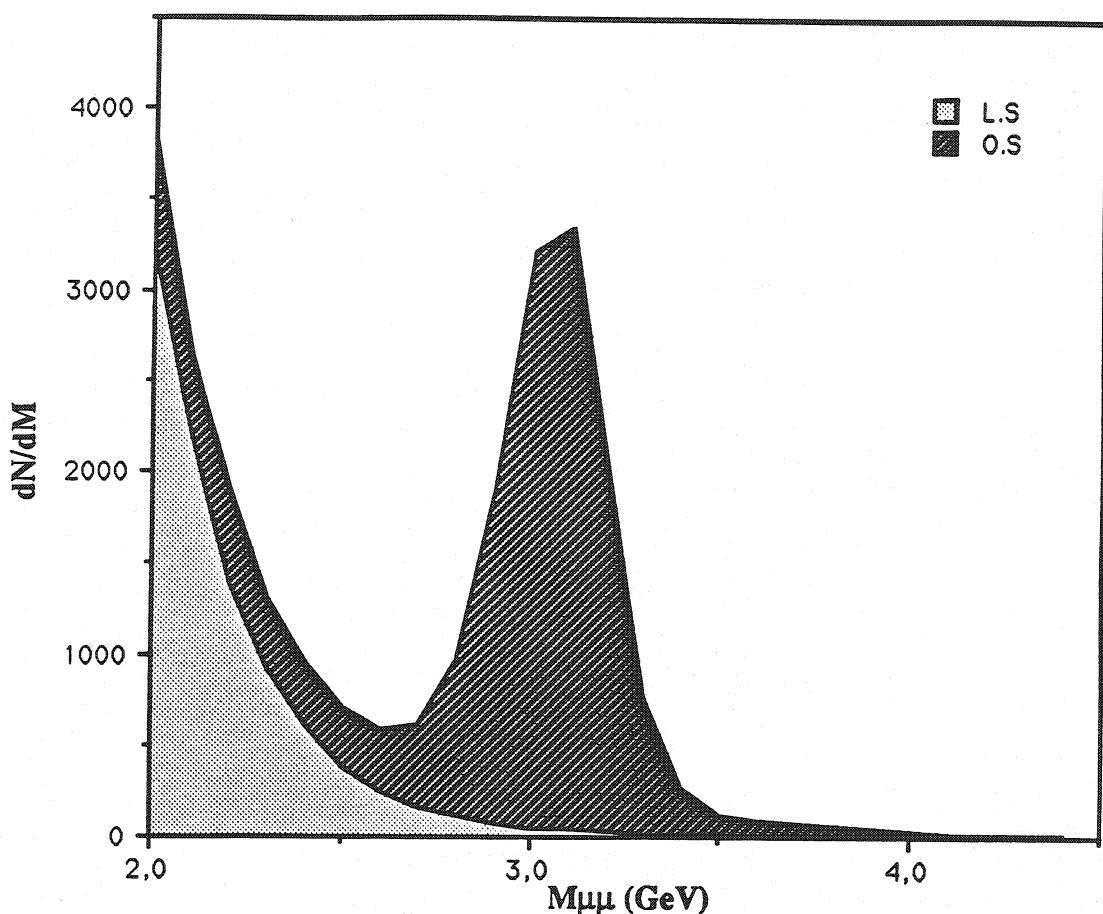


Figure III.13 distribution en masse des dimuons de mêmes signes et de signes opposés.

Toutes les études qui suivent se feront sur le signal ainsi obtenu, avec soustraction du fond de μ en M, P_T pour les sections efficaces en P_T et en M , y pour celles en y .

III.7. Soustraction du continuum sous le J/Ψ .

La zone de masse entre 2.7 et 3.5 GeV/c^2 contient des J/Ψ et un peu de continuum. Il faut donc soustraire le continuum pour n'obtenir que le J/Ψ . Ceci est réalisé par l'extrapolation du continuum avant 2.7 GeV/c^2 . L'interpolation est impossible car au-delà du J/Ψ nous n'avons plus assez de statistique. L'extrapolation est obtenue en ajustant le spectre en masse de 2.1 à 4 GeV/c^2 par la formule suivante qui combine la paramétrisation usuelle du Drell-Yan et deux

gaussiennes pour le J/Ψ et le Ψ' :

$$\frac{a_1}{M^3} e^{-M/M_C} + a_2 e^{-(M - M_{\Psi})^2/2\sigma^2} + a_3 e^{-(M - M_{\Psi'})^2/2\sigma^2}$$

M_{Ψ} et $M_{\Psi'}$ sont les masses du J/Ψ et du Ψ' (3.097 et 3.685 GeV/c^2), $\sigma=0.144 \text{ GeV}/c^2$ est l'écart type de la gaussienne obtenue par simulation. Le paramètre M_C est fixée à 1.14 (car cette valeur donne le meilleur χ^2), nous verrons dans le chapitre des erreurs ce qu'entraîne la variation de cette valeur. L'ajustement est fait par la méthode de minimisation du χ^2 . Les paramètres a_1, a_2, a_3 sont les paramètres libres de l'ajustement. Sur la figure III.14 on a représenté le continuum avec son extrapolation sous le J/Ψ .

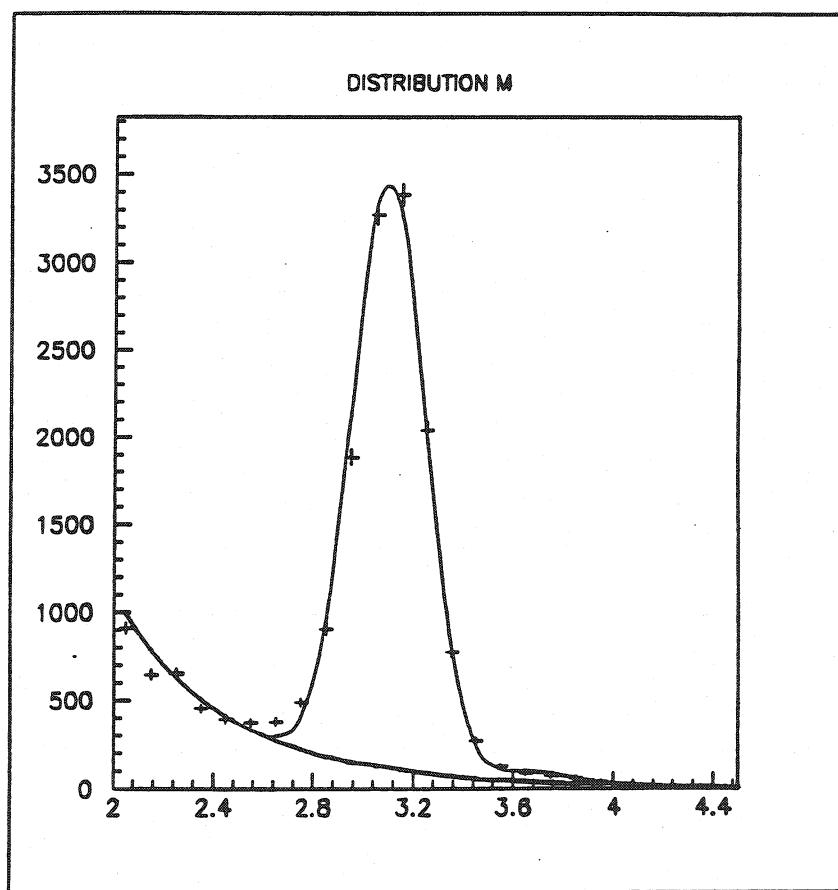


Figure III.14 Distribution en masse du signal avec l'ajustement du $J/\Psi, \Psi'$ et du continuum. Sur 12696 événements entre 2.7 et $3.5 \text{ GeV}/c^2$ on a 11782 J/Ψ et 914 événements continuum.

Il est à remarquer qu'une erreur même importante sur cet ajustement a peu de conséquences. En effet, le nombre de J/Ψ est environ dix fois plus grand que le continuum dans la même région en masse. Une erreur importante sur l'extrapolation se trouve donc fortement réduite sur le nombre de J/Ψ .

III.8 Sections efficaces intégrées.

La section efficace est donnée de manière générale par :

$$\sigma = \frac{N}{N_{\text{incident}}} \frac{A_{\text{cible}}}{L \rho N_0}$$

- N est le nombre de J/Ψ ou de continuum produits dans la collision.
- N_{incident} est le nombre d'ions incidents.
- A_{cible} est la masse atomique de la cible (pour l'uranium $A=238$).
- L est l'épaisseur de la cible et ρ sa densité.
- N_0 est le nombre d'Avogadro.

Le nombre d'événements mesurés ne correspond pas au nombre réellement produit dans les réactions de soufre sur uranium. Le détecteur n'accepte des événements que dans un domaine limité de l'espace de phase, cette limite est l'acceptance du spectromètre. En outre les éléments du détecteur ne sont pas parfaits et ont donc une efficacité inférieure à un. En plus nous avons appliqué des coupures sur les événements mesurés, nous devons donc les corriger (cf paragraphe 2). Enfin les cibles (très petites) n'interceptent pas toujours la totalité du faisceau.

Nous allons passer en revue les calculs de l'acceptance du spectromètre, la longueur effective de la cible, l'efficacité de déclenchement et du nombre d'ions incidents.

III.8.1 Correction d'acceptance.

L'acceptance ne dépend que de la géométrie du détecteur. Pour connaître les réponses du détecteur un programme de Monte-Carlo génère des paires de muons aux positions des ciblettes puis simule leur passage dans tous les éléments du détecteur. Pour homogénéiser le traitement des événements expérimentaux et des événements simulés, les calculs d'acceptance se font avec les événements simulés après passage par le programme de reconstruction des événements expérimentaux. Les générations des paires de muons sont faites par itération avec des distributions cinématiques qui permettent après reconstruction de retrouver les distributions expérimentales. La comparaison après reconstruction des distributions simulées et expérimentales nous donne confiance dans la simulation et la reconstruction.

a) Acceptance du J/Ψ .

Nous générions des paires de $\mu\mu$ sous la forme d'un pic δ centré sur la masse du J/Ψ à 3.097 GeV/c^2 . Cette génération nous permet de vérifier la résolution de l'appareillage et de comparer avec la largeur expérimentale (cf figure III.14 et 15). Dans les deux cas l'écart type de la gaussienne qui ajuste la distribution en masse est de 0.144 GeV/c^2 .

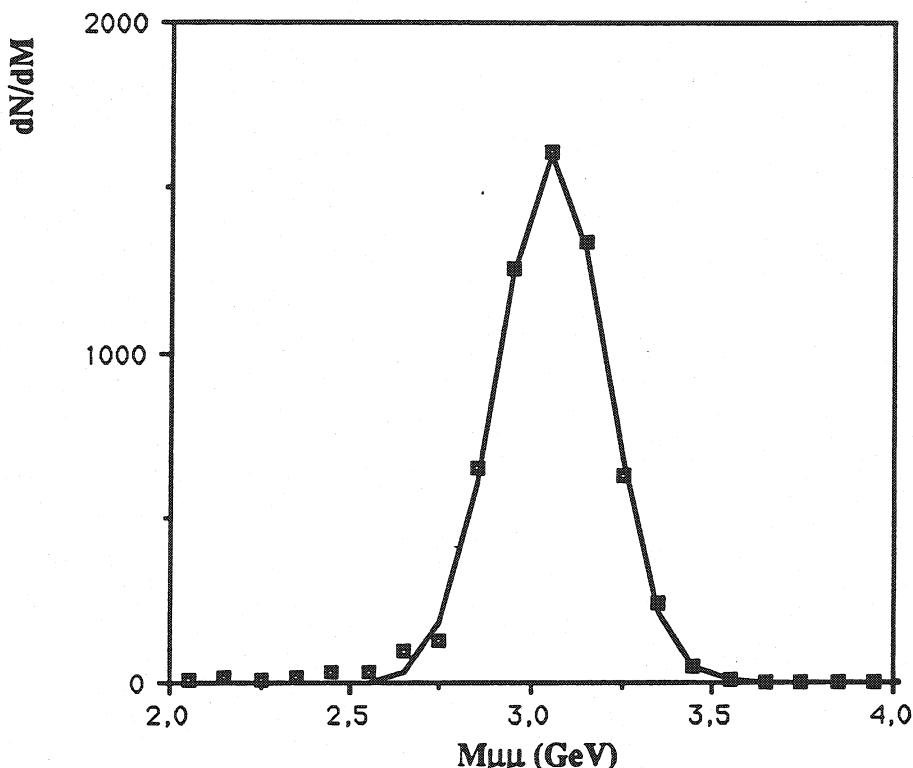


Figure III.15 Distribution en masse simulée du J/Ψ . La gaussienne est centrée en $3.1 GeV/c^2$ et la largeur est de $0.144 GeV/c^2$.

Les variables cinématiques sont générées suivant les distributions :

- $P_T^{1.4} e^{-2.1 PT}$
 - $\cos \theta$ uniforme (θ est l'angle d'émission des μ par rapport à la direction du spin du J/Ψ . Comme le J/Ψ est non polarisé la distribution en $\cos \theta$ est uniforme)
 - ϕ uniforme
 - $(1 - |X_F|)^4$ avec $X_F \geq 0$ (où $X_F = P_Z / P_{Z_{\max}}$ dans le centre de masse nucléon - nucléon).
- la rapidité est calculée à partir de X_F .

Les figures III.16 présentent les distributions en P_T et y simulées et expérimentales (normalisées aux même nombre d'événements). Nous n'avons pas cherché un ajustement fin des distributions en P_T et y sur les données car la valeur d'acceptance, qui seule nous intéresse, en est très peu affectée.

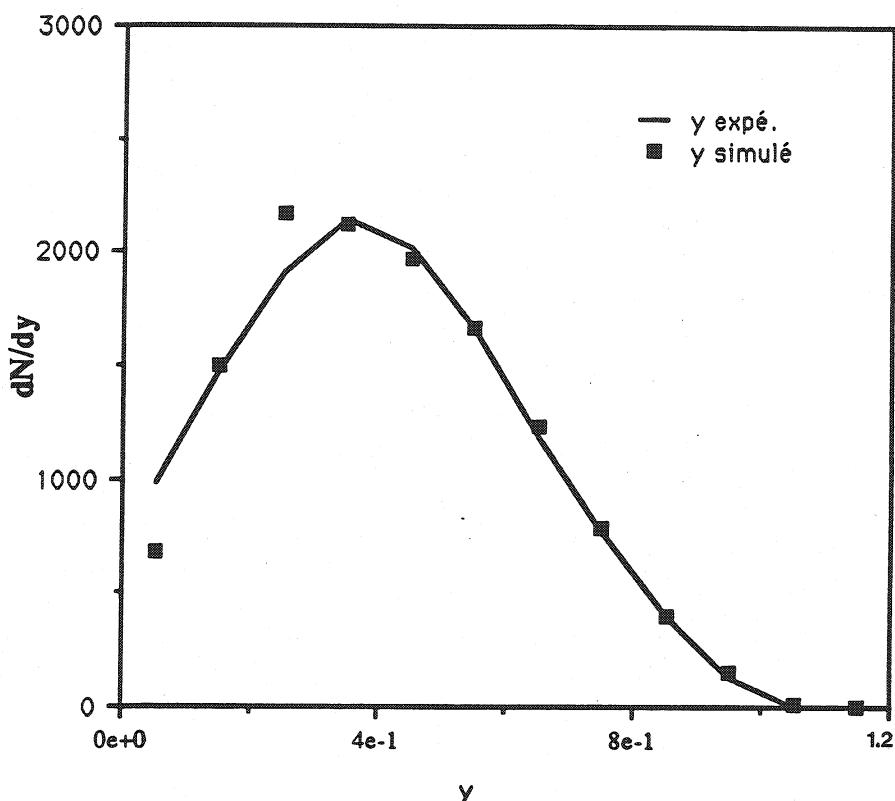


Figure III.16 a) Distributions expérimentales (en ligne continue) et simulée (en points noirs) en y .

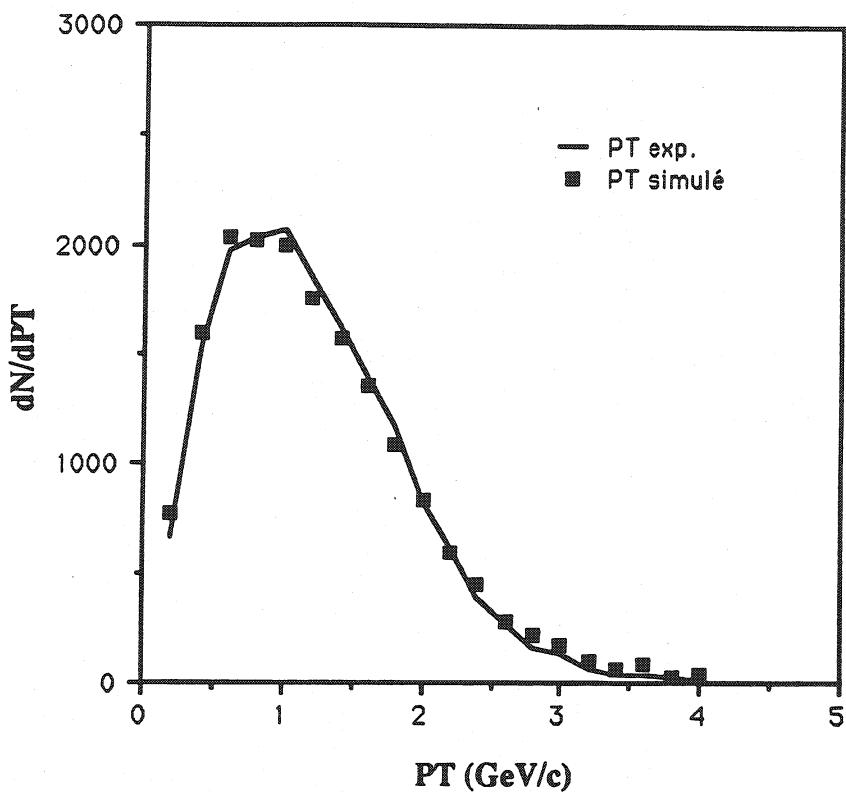


Figure III.16 b) Distributions expérimentale et simulée en P_T .

L'acceptance est donnée par le rapport :

$$\frac{\text{événements générés}}{\text{événements reconstruits}}$$

L'acceptance prend donc en compte l'efficacité du programme de reconstruction.

Pour avoir les acceptances en fonction de P_T ou de y_{cm} il suffit de calculer ce rapport par intervalle de l'impulsion transverse ou de la rapidité. Pour être sûr que la correction d'acceptance est correcte sur tout le domaine cinématique il est important de vérifier que le domaine d'acceptance s'étend au-dehors des zones cinématiques observées. Nous générerons des distributions plates en P_T et en y_{cm} . L'acceptance croît en fonction de P_T (cf figure III.17 a). En fonction de y_{cm} l'acceptance s'écroule au delà de 1.2 et au-dessous de 0 (cf figure III.17 b).

).Toutes les sections efficaces seront données pour un domaine de rapidité dans le centre de masse compris entre 0 et 1.2 mais seront intégrées sur tout P_T .

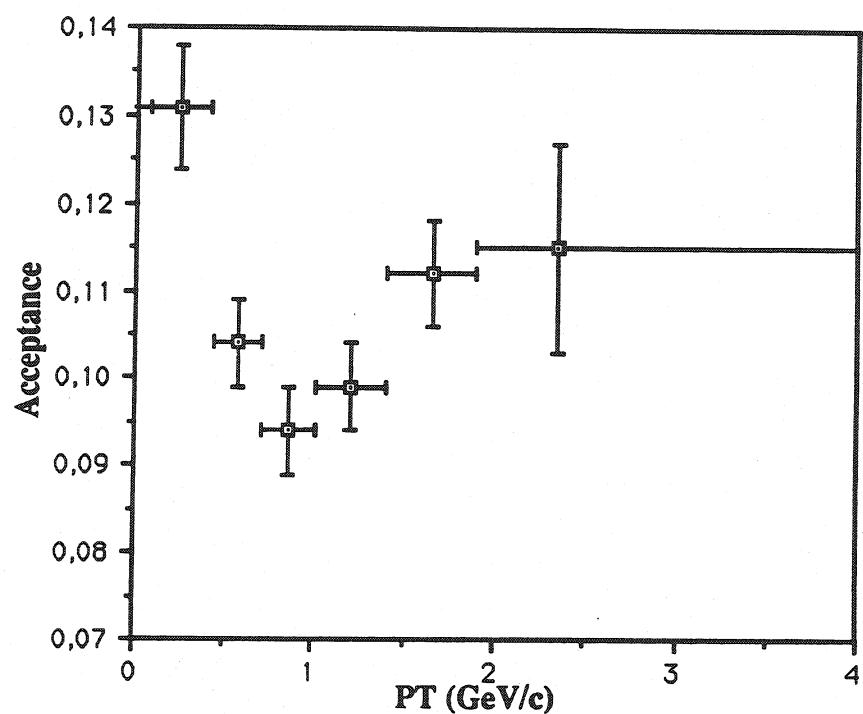


Figure III.17 a) Acceptance en fonction de P_T (en GeV/c).

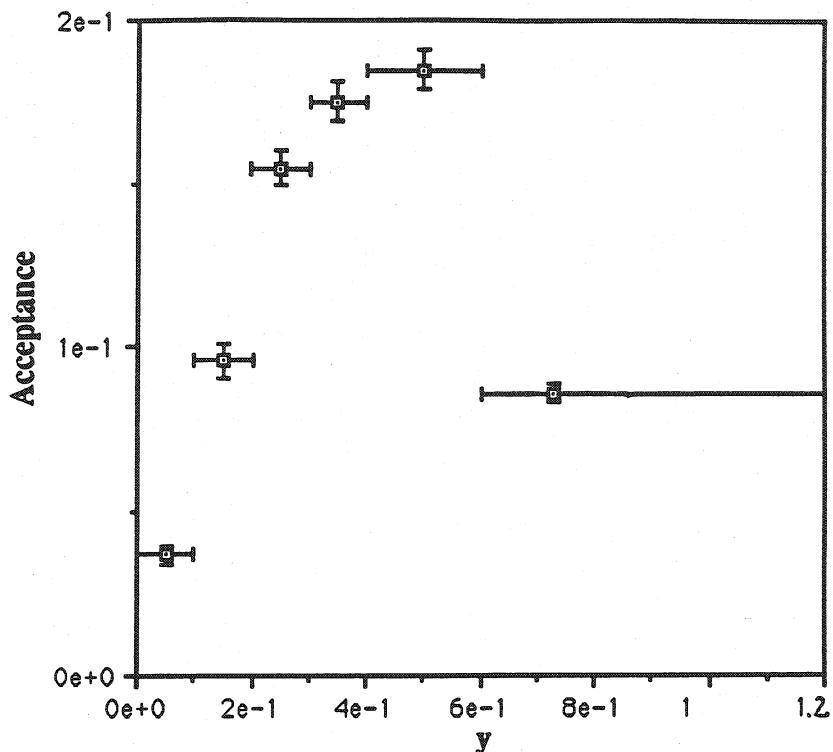


Figure III.17 b) Acceptance en fonction de y.

L'acceptance intégrée pour toutes les variables cinématiques et pour $0 \leq y_{cm} \leq 1.2$ est de :

$$A_\Psi = (10.7 \pm 0.1 \pm 0.4)\%$$

L'erreur tient compte de la statistique générée et des incertitudes sur les générations. On s'aperçoit sur la figure III.14 qu'un petit nombre de J/Ψ déborde dans la zone de continuum que nous étudions. Ce nombre représente 2.35% du total de J/Ψ . Ce pourcentage sera soustrait des données expérimentales.

b) Acceptance pour le continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 .

Nous générerons une distribution en masse entre 2.2 et 2.6 GeV/c^2 et non pas entre 2.1 et 2.7 pour tenir compte de la résolution en masse.

Les générations des variables cinématiques sont :

$$- P_T^{1.4} e^{-2.1 P_T}$$

- $1 + \cos^2 \theta$ (θ est l'angle que fait un muon avec la direction des quarks initiaux d'où une distribution non uniforme. cf figure III.18)

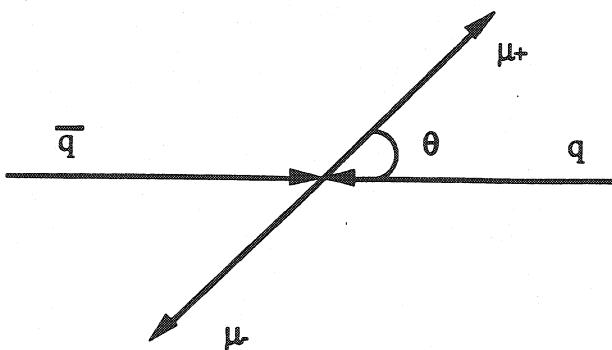


Figure III.18 Définition de l'angle θ .

- ϕ uniforme
- $(1 - |X_F|)^4$ (centre de masse nucléon - nucléon)

Nous obtenons une efficacité intégrée pour $0 \leq y_{cm} \leq 1.2$:

$$A_C = (7.0 \pm 0.1 \pm 0.3) \%$$

L'acceptance du détecteur de NA38 est assez élevée puisqu'il voit environ un événement sur dix dans les zones de masse qui nous intéressent. Cette correction est géométrique, nous allons voir à présent les corrections liées à l'efficacité des différents éléments du détecteur.

III.8.2 Efficacité de déclenchement.

Pour ce calcul le déclenchement ne se fait plus sur les quatre hodoscopes R_1 à R_4 mais sur deux plans S_1 et S_2 en amont et en aval de l'aimant (cf figure II.7). Chaque élément de S_1 ou S_2 recoupe tous les compteurs R du même sextant. Au moins une coïncidence S_1S_2 est exigée au déclenchement. La trace du muon est reconstruite dans les chambres à fils. La précision de la reconstruction permet de calculer les scintillateurs des hodoscopes R_1 à R_4 qui doivent être touchés par la particule. On vérifie ensuite si ces scintillateurs ont effectivement donné un signal. Pour chaque plan de déclenchement on obtient l'efficacité ε :

$$R_1 : \varepsilon_1 = 0.992 \pm 0.016$$

$$R_2 : \varepsilon_2 = 0.992 \pm 0.016$$

$$R_3 : \varepsilon_3 = 0.996 \pm 0.013$$

$$R_4 : \varepsilon_4 = 0.990 \pm 0.013$$

Ce qui donne une efficacité totale pour deux traces :

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\text{dec}} &= (\varepsilon_1 \varepsilon_2 \varepsilon_3 \varepsilon_4)^2 \\ \varepsilon_{\text{dec}} &= 0.94 \pm 0.06\end{aligned}$$

III.9 Calcul de la luminosité (nombre d'ions incidents).

Le nombre d'ions incidents est mesuré par l'hodoscope de faisceau (cf description expérimentale chapitre II.2.1). Nous devons corriger ces mesures d'une éventuelle saturation des éléments du BH et du temps mort. Le temps mort provient du temps d'acquisition : tous les ions qui arrivent pendant l'acquisition d'un événement ne sont pas enregistrés. L'efficacité est calculée en prenant le rapport du nombre de déclenchements avec un ion identifié dans l'hodoscope de faisceau par le nombre total de déclenchements. Cette efficacité est en moyenne de 80% par plan du BH. Pour corriger la saturation nous utilisons les télescopes de cible (cf chapitre II paragraphe 2.4).

Les télescopes mesurent un échantillon des particules produites par le faisceau dans les cibles. Nous avons vu que ces télescopes avaient un faible taux de comptage. Ils ne subissent donc pas de saturation et ont une réponse linéaire quelque soit l'intensité du faisceau. Ces qualités entraînent que le taux de comptage dans les télescopes doit dépendre linéairement du nombre d'ions incidents qui passent dans la cible active donc du nombre d'ions détecté par l'hodoscope de faisceau si ce dernier ne sature pas. On attend donc :

$$BH = a \cdot Tel + b$$

Avec $b \approx 0$.

Nous observons en fait une courbe non linéaire (cf figure III.19) :

$$Tel = \alpha (BH)^\beta$$

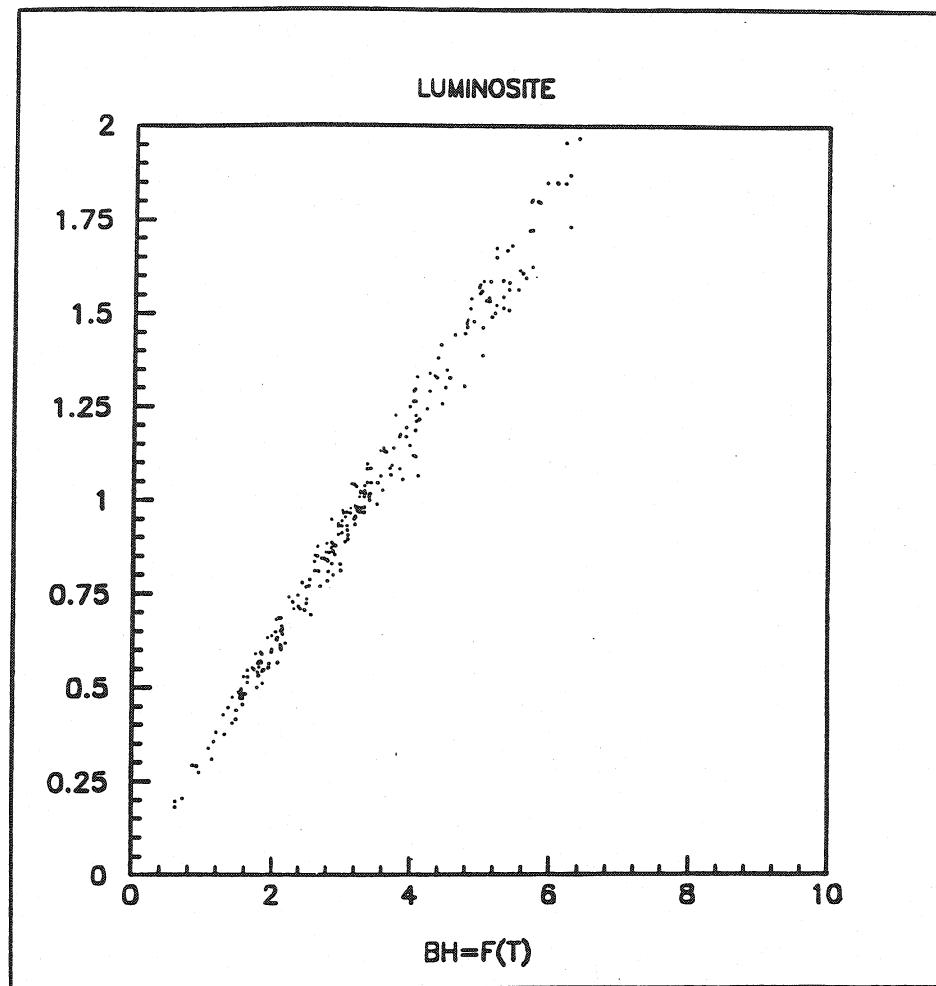


Figure III.19 Nombre de particules détectées dans les télescopes en abscisse. Nombre d'ions détectés dans le BH en ordonnée. On a presque une droite sauf dans la partie haute de la courbe.

En paramétrisant la courbe non linéaire on obtient les coefficients α et β . Nous corrigeons alors le BH pour retrouver la fonction linéaire attendue :

$$BH_{corr} = a (\alpha (BH)^\beta) + b$$

a et b sont obtenus en paramétrisant la partie linéaire de $BH=f(Tel)$.

La valeur BH est corrigée d'efficacité et temps mort. Le temps mort est calculé à partir des télescopes, leur comptage est fait sur deux échelles une pendant le temps d'acquisition et l'autre

pendant le temps de la bouffée de l'accélérateur c'est à dire sur tout ce qui arrive de la machine.
D'où :

$$t_{\text{mort}} = \frac{\text{Telescope}_{\text{Porte de déclenchement}}}{\text{Telescope}_{\text{Porte bouffée machine}}}$$

la porte de déclenchement est la mesure faite durant la porte de déclenchement et la porte bouffée machine est la mesure effectuée pendant toute la bouffée délivrée par l'accélérateur.

On trouve pour les paramètres a, α , b et β les valeurs suivantes :

$$a = 0.31 \cdot 10^5$$

$$\alpha = 0.39 \cdot 10^{-4}$$

$$\beta = 0.99$$

$$b = -0.12 \cdot 10^5$$

Le résultat final est en prenant BH corrigé du temps mort et d'inefficacité:

$$N_{\text{inc}} = 0.31 \cdot 10^5 (0.39 \cdot 10^{-4} (\text{BH})^{.99}) - 0.12 \cdot 10^5$$

On remarque que b est en effet proche de 0 par rapport au nombre d'ions incidents ($10^5 \ll 10^{12}$).

En tenant compte de l'absorption du faisceau dans le quartz cherenkov (3%) avant les cibles on obtient :

$$N_{\text{inc}} = 0.34 \cdot 10^{12} \text{ ions incidents} (\pm 4\%)$$

III.10 Calcul de la longueur effective de la cible L_{eff} .

Avant de faire le calcul de la longueur effective de la cible nous devons regarder les interactions qui peuvent avoir lieu avant les cibles elle-mêmes.

Le faisceau traverse le quartz cherenkov (BI) qui précède les cibles d'uranium (cf description de la cible active). Des événements sont identifiés dans les ciblettes alors qu'ils ont eu lieu dans le BI. Des runs spéciaux sans ciblettes d'interaction ont été faits pour mesurer cet effet. Ce sont essentiellement les scintillateurs cylindriques des deux premières positions qui sont touchés. Tous les événements détectés sur la première position sont donc rejetés, la contamination de la deuxième position représente 50% de celle de la première position.

Dans la description de la cible active nous avons vu que la première cible d'interaction située en position trois est très grande pour être sûre qu'elle voit tout le faisceau. Les autres

ciblettes situées à partir de la sixième position et une position sur deux sont plus petites pour minimiser les interactions secondaires (cf figure III.20). La taille de ces ciblettes étant du même ordre de grandeur que le faisceau, une partie de celui-ci peut très bien passer à côté des cibles. La longueur de cible vue par le faisceau n'est donc pas la somme des épaisseurs de chaque ciblette. Nous devons donc mesurer la longueur effective de la cible en comparant le nombre d'événements observés dans chaque ciblette par rapport au nombre d'événements dans la première. Nous nous normalisons à la première cible.

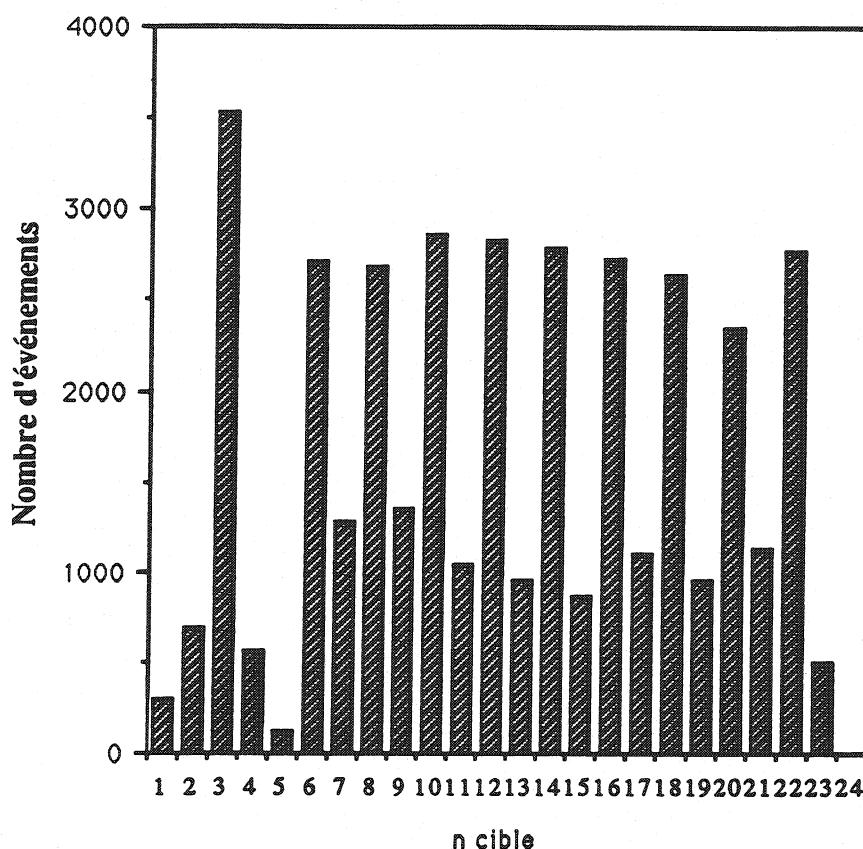


Figure III.20 Nombre d'événements par cible. Les grands pics correspondent aux positions des 10 ciblettes d'interaction (3,6, 8,10, ... ,22).

La figure III.20 donne le nombre d'interactions par position de ciblette. Nous nous apercevons que nous détectons des événements sur des positions sans cible d'interaction. Ceci

est dû à l'imprécision de l'identification de cible. Le contenu de la première ciblette est alors défini :

$$C_1 = N_3 + N_4 + N_2 - \frac{N_1}{2}$$

Avec N_i le nombre d'interactions à la position i .

Le dernier terme tient compte des interactions dans le BI que l'on détecte sur N_2 .

La longueur est alors donnée par le rapport de tous les événements vus dans la cible active sur les événements vus dans la première ciblette :

$$L_{\text{eff}} = \frac{\sum_{i=2}^{23} N_i}{C_1} \cdot p$$

p est l'épaisseur de la première cible ; $p = 1.31 \pm 0.05 \text{ g/cm}^2$.

$$L_{\text{eff}} = 10.8 \pm 0.4 \text{ g/cm}^2$$

III.11 Section efficace du J/Ψ dans les interactions $P + U \rightarrow \mu\mu + X$.

Nous avons maintenant tous les termes nécessaires au calcul des sections efficaces. Toutefois il est utile de tester la méthode exposée ci-dessus. Nous calculons donc la section efficace sur nos données en proton et nous comparons avec les résultats d'expériences précédentes. Deux valeurs ont été extrapolées de proton sur platine [Ref.11] et proton sur carbone [Ref.12] en proton sur uranium.

L'expérience NA3 donne la section efficace $\pi^+ + \text{Pt} \rightarrow J/\Psi + X$, le rapport des sections efficaces $P + {}^{195}\text{Pt}$ et $\pi^- + {}^{195}\text{Pt} \rightarrow J/\Psi$ à 200 GeV et pour $X_F \geq 0$. Ils donnent aussi une dépendance en A (ie A^α):

$$B\sigma(\pi^+ + \text{Pt}) = 0.96 \pm 0.15 \mu\text{b}$$

$$\frac{\sigma(P + \text{Pt})}{\sigma(\pi^- + \text{Pt})} = 0.53 \pm 0.05$$

$$\alpha = 0.94 \pm 0.03$$

B est le rapport de branchement $J/\Psi \rightarrow \mu\mu$, $B = 6.9\%$. Les deux premiers résultats permettent de calculer la section efficace $P+Pt$:

$$B\sigma(P+Pt) = 0.51 \pm 0.09 \mu b$$

Avec $\alpha = 0.94$ on déduit la section efficace $P+^{238}U \rightarrow J/\Psi$:

$$\sigma(P+^{238}U) = \sigma(P+^{195}Pt) \left(\frac{238}{195} \right)^{0.94}$$

$$B\sigma(P+^{238}U) = 0.61 \pm 0.12 \mu b$$

L'autre expérience donne $\sigma(P+^{12}C)$ à $X_F \geq 0$ et à 225 GeV :

$$B\sigma(P+^{12}C) = 0.053 \pm 0.07 \mu b$$

En prenant la dépendance en A donnée par NA3 on trouve :

$$B\sigma(P+^{238}U) = 0.88 \pm 0.18 \mu b$$

Notre expérience donne à $X_F \geq 0$ et à 200 GeV :

$$B\sigma = 0.82 \pm 0.07 \pm 0.08 \mu b$$

(La première erreur est statistique et la deuxième est systématique. Nous verrons plus loin comment ces erreurs sont estimées.)

Notre résultat est compatible avec les valeurs que nous avons nous-même extrapolées des deux expériences citées. Nous ne pouvons pas comparer les précisions des différents résultats vu l'extrapolation qui est faite sur les sections efficaces et leurs erreurs. Cette comparaison nous donne toutefois confiance dans l'analyse et les différentes corrections de coupure et d'acceptance qui sont les mêmes pour nos données $p+U \rightarrow \mu\mu + X$.

III.12 Conclusion.

Nous avons exposé au cours de ce chapitre les méthodes qui nous permettent d'obtenir des sections efficaces. Le calcul d'une section efficace impose la connaissance et la maîtrise de tous les paramètres du détecteur et de l'électronique ainsi que de la simulation et de la reconstruction. La comparaison de la section efficace $p+U \rightarrow \mu\mu + X$ obtenue avec celles données des expériences

précédentes confirme que nous connaissons suffisamment bien notre appareillage, nos programmes informatiques et que l'analyse ne comporte pas de biais. Les calculs de correction et d'acceptance sont fiables. Cette confirmation obtenue nous pouvons calculer les sections efficaces du J/Ψ et du continuum dans les interactions $^{32}S + ^{238}U \rightarrow \mu\mu + X$ à 200 GeV/Nucléon au chapitre suivant.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 Introduction.

Dans ce chapitre nous donnons les sections efficaces de la réaction $S+U \rightarrow \mu\mu+X$ pour le J/Ψ et pour le continuum à 200 GeV/Nucléon pour $0 \leq y_{cm} \leq 1.2$ calculées avec la méthode exposée au chapitre précédent. Nous verrons en premier les sections efficaces intégrées puis nous étudierons les sections efficaces différentielles en P_T et en y_{cm} pour le J/Ψ et pour le continuum dans les réactions $S+U$. Le contenu physique des résultats donnés dans ce chapitre sera discuté au chapitre suivant.

IV.2 Section efficace du J/Ψ pour $^{32}S+^{238}U \rightarrow \mu\mu+X$.

On rappelle les différents paramètres et corrections calculés au chapitre précédent :

N_{inc} = Luminosité	: $0.34 \cdot 10^{12}$ ions incidents ($\pm 4\%$)
L_{eff} cible	: $10.8 \pm 0.01 \pm 0.4 \text{ g/cm}^2$.
ϵ_{dec} = Efficacité de déclenchement	: $0.94 \pm 0.01 \pm 0.06$
A_c = Acceptance	: $(10.7 \pm 0.1 \pm 0.4)\%$
C_{pu} = Correction d'empilement	: 0.87 ± 0.02
ϵ_{cible} = Efficacité de reconnaissance de cible	: $0.75 \pm 0.008 \pm 0.02$
C_r = Reconnaissance de vertex	: 0.99 ± 0.01

Nous obtenons 12696 événements dans la zone de masse comprise entre 2.7 et 3.5 GeV/c² dont 11782 J/Ψ et 914 continuum.

$$B\sigma_{\Psi} = \frac{11782}{N_{inc} A_c} \cdot \frac{238}{L_{eff} \epsilon_{dec} C_{pu} \epsilon_{cible} C_r 6 \cdot 10^{12}}$$

$$B\sigma_{\Psi} = 19.5 \pm 0.4 \mu\text{b}$$

L'erreur est purement d'origine statistique. Nous allons voir à présent une façon d'estimer l'erreur systématique.

IV.3 Estimation de l'erreur systématique.

Nous avons vu au chapitre III des erreurs systématiques au fur et à mesure que l'on étudiait les différentes corrections et efficacités. Ces erreurs sont dues à la méthode utilisée ou à l'imperfection des instruments de mesure.

D'autres erreurs systématiques affectent la mesure du nombre de J/Ψ et de continuum par suite d'approximations faites lors de la soustraction du bruit de fond hadronique et de l'extrapolation du continuum sous le J/Ψ .

IV.3.1 La soustraction du bruit de fond est faite par la formule (cf chapitre III paragraphe 6):

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

Cette soustraction se fait de façon pratique avec des histogrammes à deux dimensions en M, P_T ou en M, y_{cm} . Lorsque la largeur des canaux diminue les fluctuations statistiques par canal augmentent et le risque d'annuler le produit $N_{++} N_{--}$ devient de plus en plus grand. Plus on réduit la largeur des canaux moins on soustrait. Au contraire si les canaux sont trop larges on ne tient plus compte des corrélations qui existent entre la masse et l'impulsion transverse ou entre la masse et la rapidité. Jusqu'ici nous nous sommes fixé des largeurs de canaux à 100 MeV/c² en masse (correspondant à peu près à la résolution du détecteur) et à 0.7 GeV/c en impulsion transverse. A présent nous faisons varier la largeur des canaux en masse autour de ces 100 MeV/c² et la largeur en P_T autour des 0.7 GeV/c. Toutes les erreurs calculées sont des déviations par rapport au nombre de J/Ψ et de continuum calculés avec les largeurs de canaux initiales citées plus haut. Le tableau suivant donne le nombre de J/Ψ et le nombre de continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c² en fonction des largeurs des canaux.

Largeur des canaux	$N(J/\Psi)$	$N(\text{continuum})$
$M (100 \text{ MeV})$		
$P_T (0.7 \text{ GeV})$	11782	2613
$M (50 \text{ MeV})$		
$P_T (0.7 \text{ GeV})$	11802	2636
$M (100 \text{ MeV})$		
$P_T (1.4 \text{ GeV})$	11765	2587
$M (100 \text{ MeV})$		
$P_T (0.4 \text{ GeV})$	11818	2645
$M (50 \text{ MeV})$		
$P_T (0.4 \text{ GeV})$	11862	2691

On peut donc estimer l'erreur maximale sur le J/Ψ et le nombre de continuum de 1% et 3%.

IV.3.2 Erreur sur le nombre de J/Ψ due à l'extrapolation du continuum. L'ajustement du continuum est fait avec la paramétrisation (cf chapitre III paragraphe 7) :

$$\frac{1}{M^3} e^{-M/M_c}$$

M est la masse. Nous avions fixé M_c à 1.14 car c'est la valeur qui donne le meilleur ajustement sur les résultats intégrés. Nous faisons varier cette valeur de 0.9 à 1.4 dans chaque bande d'énergie transverse et nous regardons dans quelle mesure le nombre de J/Ψ est changé :

M_c	$N(J/\Psi)$	$N(\text{continuum})$
1.14	11782	2613
0.9	11913	2610
1.4	11681	2615

L'erreur sur le J/Ψ est de 1%.

IV.3.3 Erreur systématique totale.

Nous prenons comme erreur totale la somme quadratique de toutes les erreurs systématiques. Le tableau qui suit rappelle les erreurs systématiques :

Luminosité	: 4%
Reconnaissance de cible	: 2%
L_{eff}	: 4%
Efficacité de déclenchement	: 6%
Acceptance	: 4%
Empilement	: 1%
N_Ψ	: 1%

Soit une erreur totale systématique de 10%.

La section efficace du J/Ψ pour les réactions S+U à 200 GeV/Nucléon pour $0 \leq y_{\text{cm}} \leq 1.2$ est alors :

$$B\sigma_\Psi = 19.5 \pm 0.4 \pm 1.9 \mu\text{b}$$

L'erreur systématique est donc largement prédominante dans ce calcul de section efficace. Toutefois les erreurs systématiques ne changent pas les allures des différentes distributions des sections efficaces en fonction de E_T , P_T et de y_{cm} . L'ensemble de la distribution monte ou descend en fonction de l'erreur systématique.

Les seules erreurs systématiques qui restent à prendre en compte sur les rapports des sections efficaces du J/Ψ et du continuum sont celles sur le nombre de paires de muons pour chacun. Les autres erreurs étant identiques elles disparaissent en faisant le rapport.

Dans tous les résultats numériques qui suivront la première erreur sera statistique et la deuxième sera l'erreur systématique. Les graphes ne présenteront que les erreurs statistiques.

IV.4 Section efficace du continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 .

Seule l'acceptance change par rapport au J/Ψ : $A_c = (7. \pm 0.3)\%$. Les 2613 événements "signal" dénombrés dans cette zone de masse donnent :

$$\sigma_c = 6.6 \pm 0.2 \pm 0.9 \mu b$$

Pour observer la suppression du J/Ψ prédicta par les modèles de plasma nous calculons les sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T . On rappelle que l'énergie transverse E_T est proportionnelle à la densité d'énergie ou au nombre de participants dans la collision S+U.

IV.5 Distribution des sections efficaces en fonction de E_T .

Nous choisissons des bandes d'énergie transverse dont les populations sont à peu près égales (cf figure IV.1). Le tableau qui suit donne les bandes en énergie transverse avec le nombre de J/Ψ et le nombre de continuum.

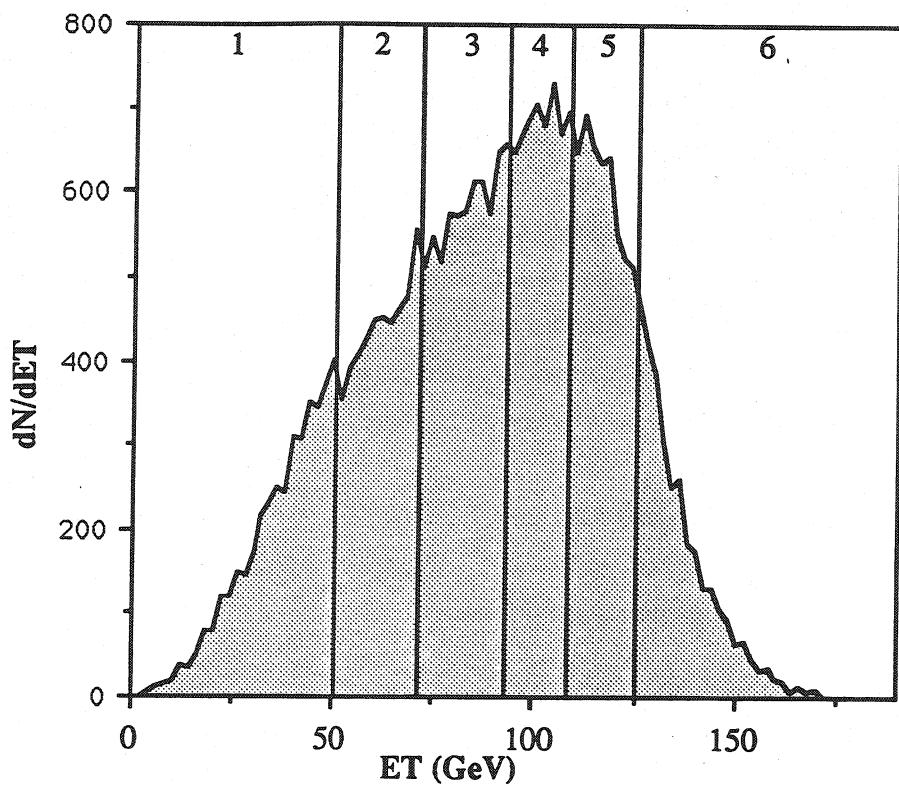


Figure IV.1 Définition des bandes en E_T sur la distribution après sélection des événements.

Bandes E_T (GeV)	Nombre de J/Ψ	Nombre de continuum
2 - 51	2566	449
51 - 73	2335	527
73 - 93	2485	567
93 - 107	1793	464
107 - 125	1814	501
125 - 170	899	289

On obtient les sections efficaces suivantes :

Bandes E_T (GeV)	$\Delta B\sigma_\psi / \Delta E_T$ ($\mu b/GeV$)	$\Delta \sigma_J / \Delta E_T$ ($\mu b/GeV$)
2 - 51	$0.18 \pm 0.005 \pm 0.02$	$0.047 \pm 0.003 \pm 0.006$
51 - 73	$0.16 \pm 0.005 \pm 0.02$	$0.055 \pm 0.003 \pm 0.008$
73 - 93	$0.17 \pm 0.005 \pm 0.02$	$0.059 \pm 0.003 \pm 0.008$
93 - 107	$0.17 \pm 0.007 \pm 0.02$	$0.068 \pm 0.003 \pm 0.008$
107 - 125	$0.13 \pm 0.005 \pm 0.02$	$0.057 \pm 0.003 \pm 0.007$
125 - 170	$0.03 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.013 \pm 0.001 \pm 0.002$

La figure IV.2 montre les deux distributions en fonction de E_T . La discussion de ces résultats sera faite au chapitre suivant : notons simplement que jusqu'à $E_T \approx 100$ GeV la production du continuum croît à peu près linéairement tandis que celle du J/Ψ aurait plutôt tendance à rester constante ou à décroître.

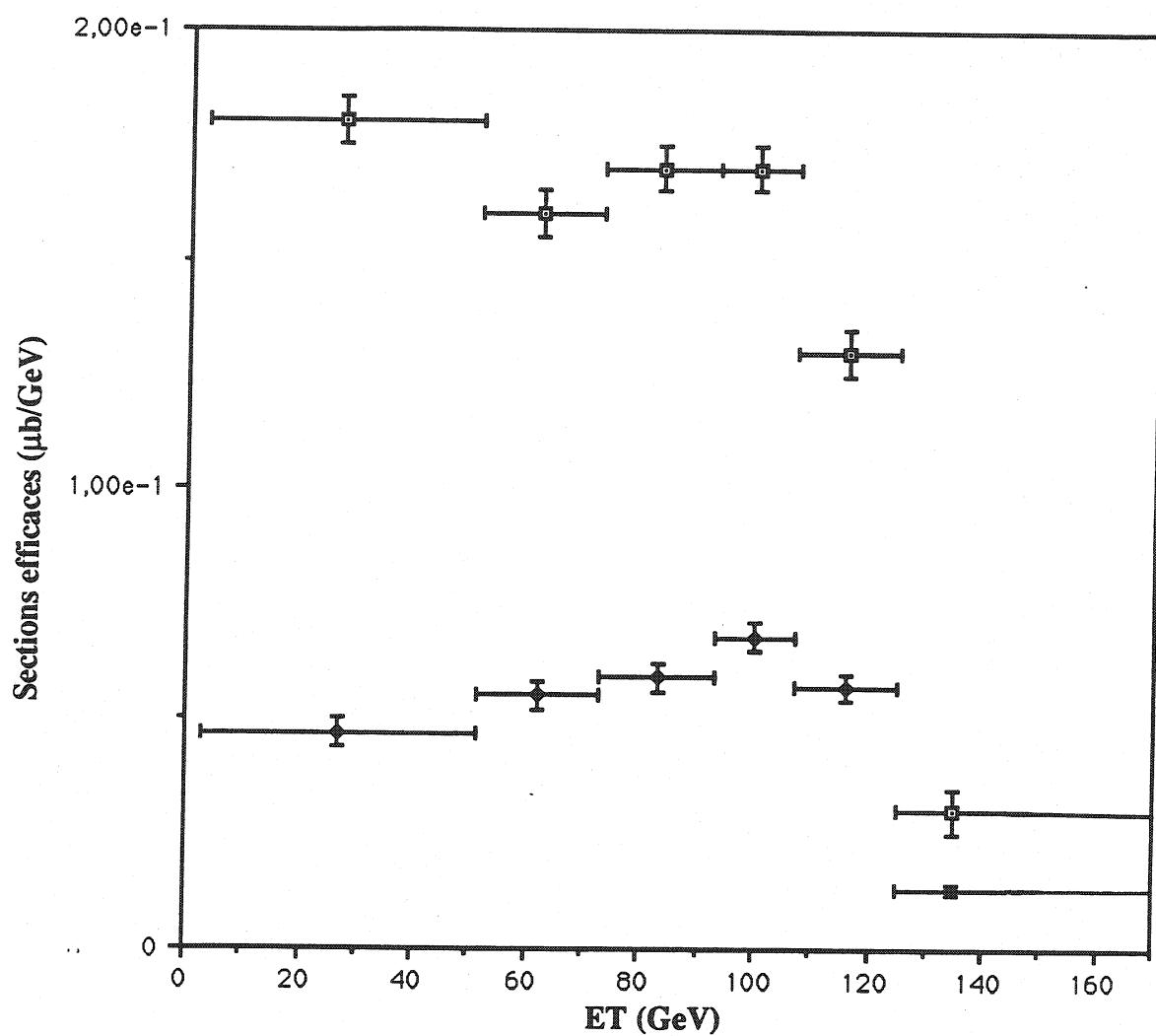


Figure IV.2 Distribution des sections efficaces du J/Ψ (courbe du haut) et du continuum (courbe du bas) en fonction de E_T .

IV.6 Rapport des sections efficaces en fonction de E_T , du J/Ψ et du continuum.

Le rapport des section efficaces du J/Ψ et du le continuum est donné sur la figure IV.3 et dans le tableau suivant :

Bandé E_T (GeV)	σ_Ψ / σ_c
2 - 51	$3.7 \pm 0.2 \pm 0.3$
51 - 73	$2.9 \pm 0.1 \pm 0.2$
73 - 93	$2.9 \pm 0.1 \pm 0.2$
93 - 107	$2.5 \pm 0.1 \pm 0.2$
107 - 125	$2.4 \pm 0.1 \pm 0.2$
125 - 170	$2.0 \pm 0.1 \pm 0.2$

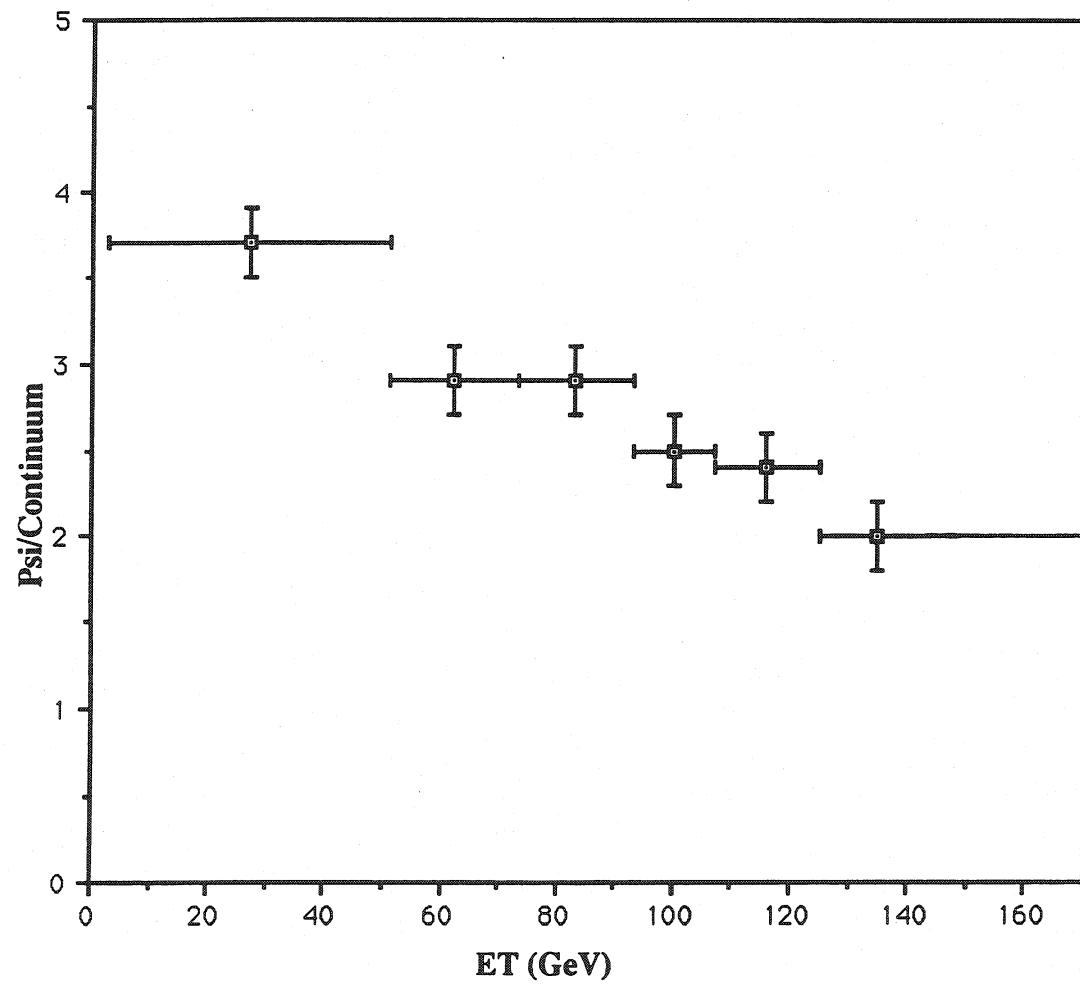


Figure IV.3 rapport $\frac{\sigma_\Psi}{\sigma_{\text{continuum}}}$ en fonction de E_T .

Ce rapport décroît à peu près linéairement sur toute la gamme de E_T .

Le taux de suppression R entre la bande de E_T de 125 à 170 GeV et celle de 2 à 51 GeV est de :

$$R = 0.54 \pm 0.04$$

Le J/Ψ semble donc supprimé d'un facteur deux entre les deux bandes extrêmes en énergie transverse c'est à dire entre petite densité d'énergie et grande densité d'énergie déposée lors de la collision S+U, en accord avec les prédictions basées sur la formation d'un plasma.

Les analyses précédentes en O+U (ref article NA38) et S+U, qui ne disposaient pas encore des corrections d'acceptance, étaient faites en comparant le nombre de J/Ψ et le nombre de continuum dans une seule et même bande de masse (2.7 et 3.5 GeV/c^2). Le comportement du rapport J/Ψ sur continuum ainsi calculé est comparable à celui montré plus haut (cf figure IV.3). Le rapport R est alors :

$$R = 0.58 \pm 0.08$$

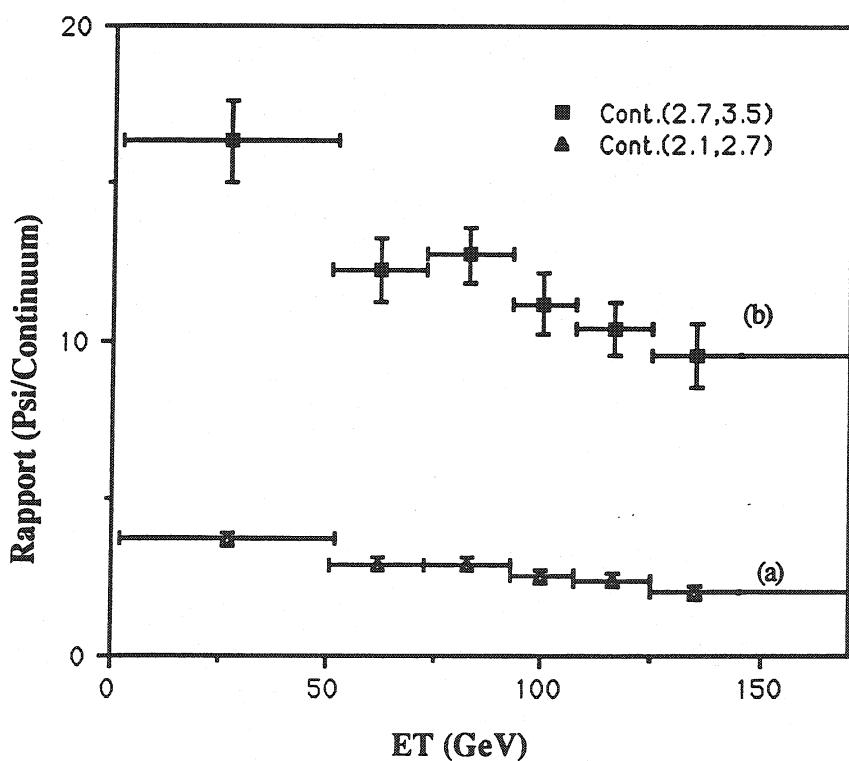


Figure IV.3 bis Le spectre (a) est celui de la figure IV.3, rapport des sections efficaces. Le spectre (b) est le rapport des nombres d'événements bruts du J/Ψ et continuum pour M entre 2.7 et 3.5 GeV/c^2 .

La cohérence de ces résultats est importante car elle confirme les analyses précédentes de l'expérience NA38 en oxygène sur uranium [Ref.13 et 14] et l'analyse préliminaire en soufre sur uranium. Sur l'analyse présente elle confirme que la physique du continuum avant le J/Ψ est la même que juste dessous et que le choix des bornes en masse entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 est valable.

IV.7 Sections efficaces différentielles en fonction de l'impulsion transverse P_T du dimuon et de E_T .

Nous calculons par la même méthode que précédemment les sections efficaces du J/Ψ et du continuum dans chaque intervalle de E_T en fonction de P_T . Les bandes en impulsion transverse sont elles aussi choisies pour avoir une population à peu près égale (cf figure IV.4).

- 1 : 0 à 0.4 GeV/c
- 2 : 0.4 à 0.7 GeV/c
- 3 : 0.7 à 1. GeV/c
- 4 : 1. à 1.4 GeV/c
- 5 : 1.4 à 1.9 GeV/c
- 6 : 1.9 à 4. GeV/c

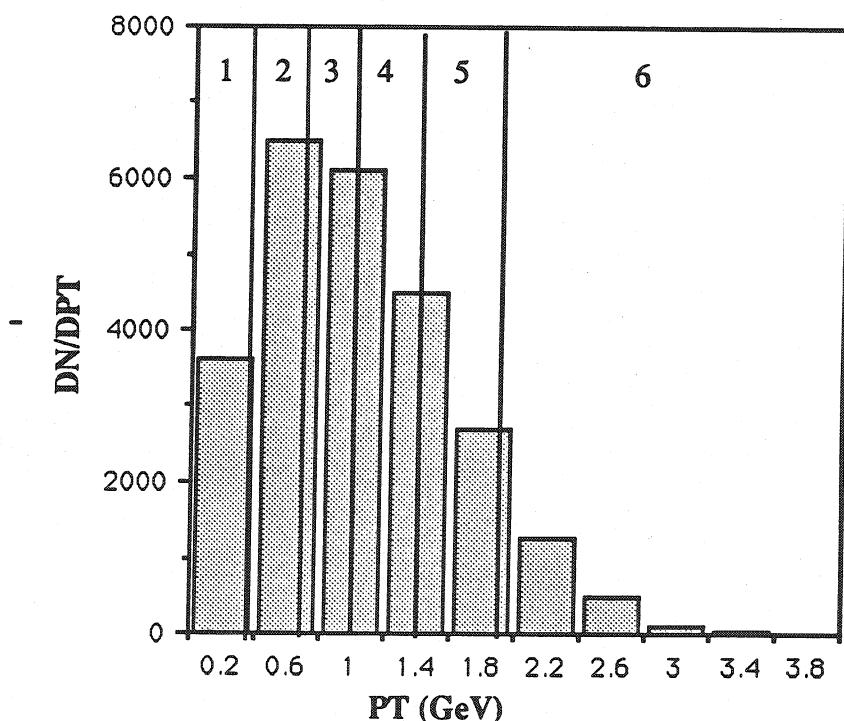


Figure IV.4 Impulsion transverse des dimuons.

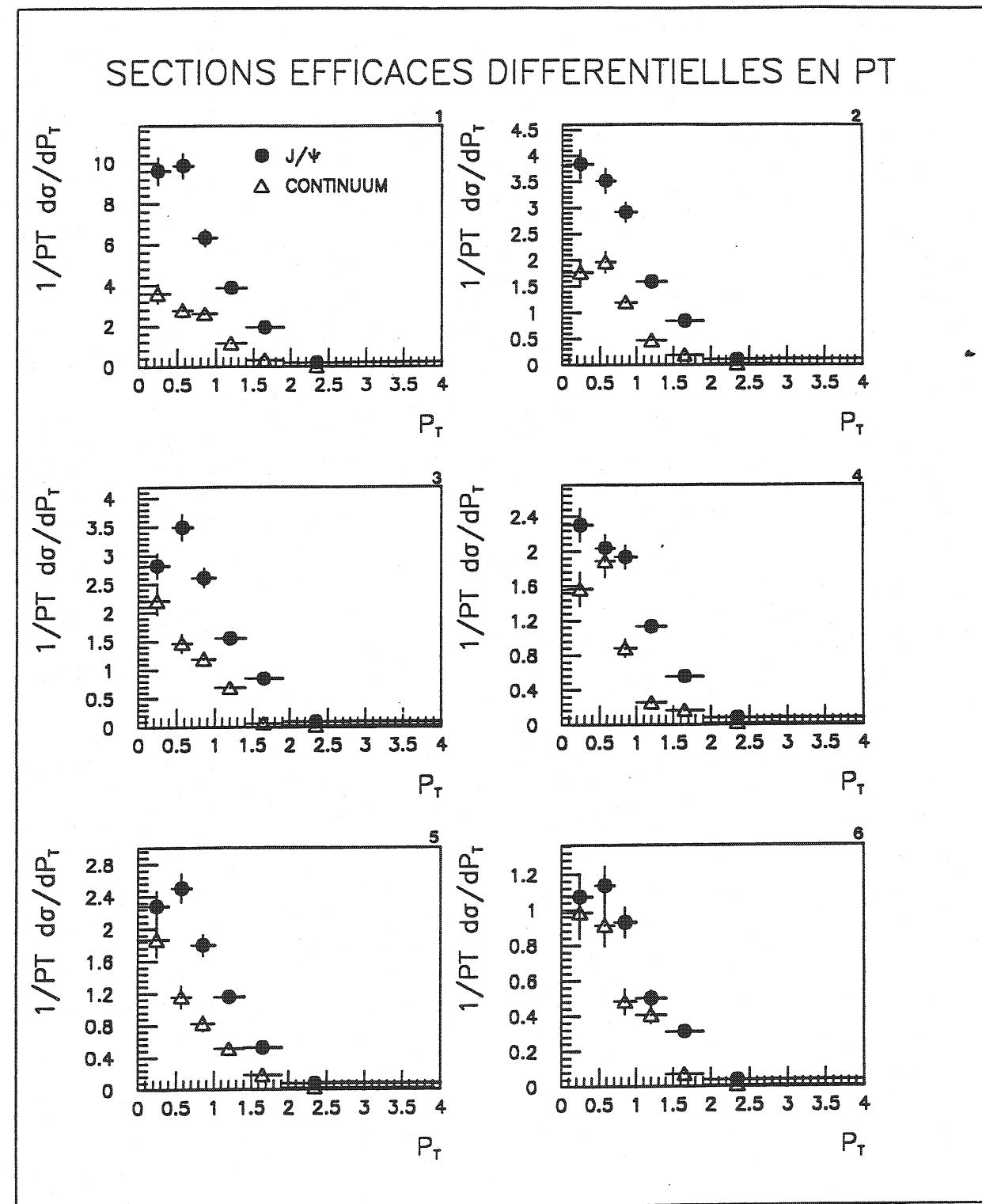
Les acceptances en fonction de P_T sont pour chaque bande :

P_T (GeV/c)	$A_\Psi(P_T)$	$A_c(P_T)$
0 à 0.4	0.131 ± 0.007	0.077 ± 0.004
0.4 à 0.7	0.104 ± 0.005	0.065 ± 0.003
0.7 à 1.	0.094 ± 0.005	0.063 ± 0.003
1. à 1.4	0.099 ± 0.005	0.073 ± 0.004
1.4 à 1.9	0.112 ± 0.006	0.084 ± 0.004
1.9 à 4.	0.112 ± 0.009	0.071 ± 0.006

Les sections efficaces pour chacune des bandes en énergie transverse sont données sur les figures IV.5 En ordonnée on a $1/P_T \partial\sigma/\partial P_T$, en abscisse l'impulsion transverse de la paire de muons. On constate une grande différence entre le graphe des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de P_T pour des événements ayant une énergie transverse inférieure à 51 GeV et le même graphe pour les événements qui ont une énergie transverse supérieure à 125 GeV. La distribution en P_T du continuum ne varie pas sensiblement en fonction de E_T , par contre celle du J/Ψ varie fortement.

A des fins de comparaisons avec des modèles publiés nous allons donner la valeur moyenne de P_T^2 pour le J/Ψ et pour le continuum (cf figure IV.6).

Figure IV.5 Sections efficaces différentielles en P_T pour chaque intervalle d'énergie transverse. Les bandes en E_T vont par ordre croissant de gauche à droite et de haut en bas (Chaque figure à une échelle différente).



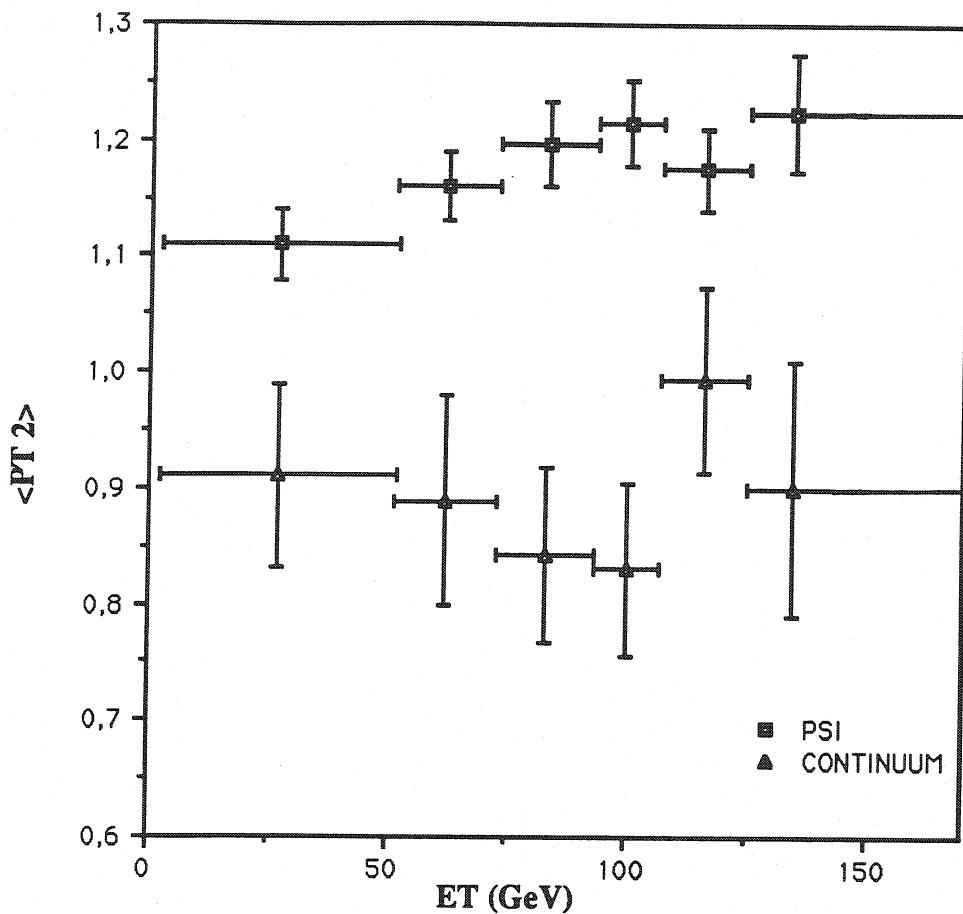


Figure IV.6 Valeurs moyennes de P_T^2 pour le J/Ψ (courbe du haut) et pour le continuum.

La valeur moyenne de P_T^2 croît régulièrement en fonction de E_T avec peut-être une saturation au-delà de 100 GeV pour le J/Ψ alors qu'elle est compatible avec une valeur constante pour le continuum.

Au chapitre I nous avons vu qu'il existait un P_T maximum à partir duquel la suppression n'a plus lieu. On regarde les distributions efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T pour des grands P_T et pour des petits P_T . Nous prenons $P_T > 1.5$ GeV/c et $P_T < 1$ GeV/c. Ces valeurs sont choisies pour tenter de voir un phénomène en fonction de l'impulsion transverse tout en gardant une statistique suffisante dans chacun des cas. La figure IV.7 donne la distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T avec une impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c.

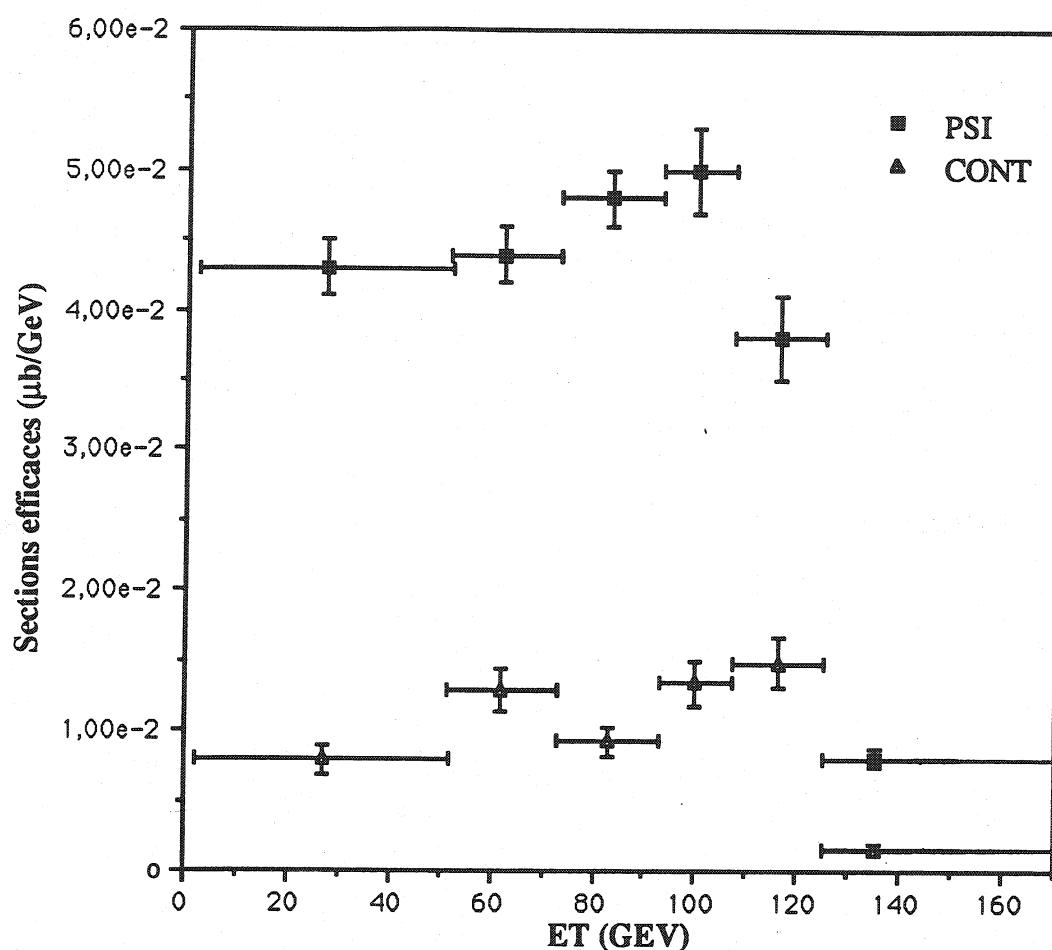


Figure IV.7 distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum pour $P_T > 1.5$ GeV/c.

Nous remarquons que le J/Ψ et le continuum ont un comportement similaire en E_T . Le continuum monte toujours à peu près linéairement avec environ un facteur deux entre le premier point en E_T et la section efficace la plus élevée vers 100 GeV. La distribution du J/Ψ monte avec à peu près la même pente. La figure IV.8 donne ces mêmes distributions pour des impulsions transverses inférieures à 1 GeV/c.

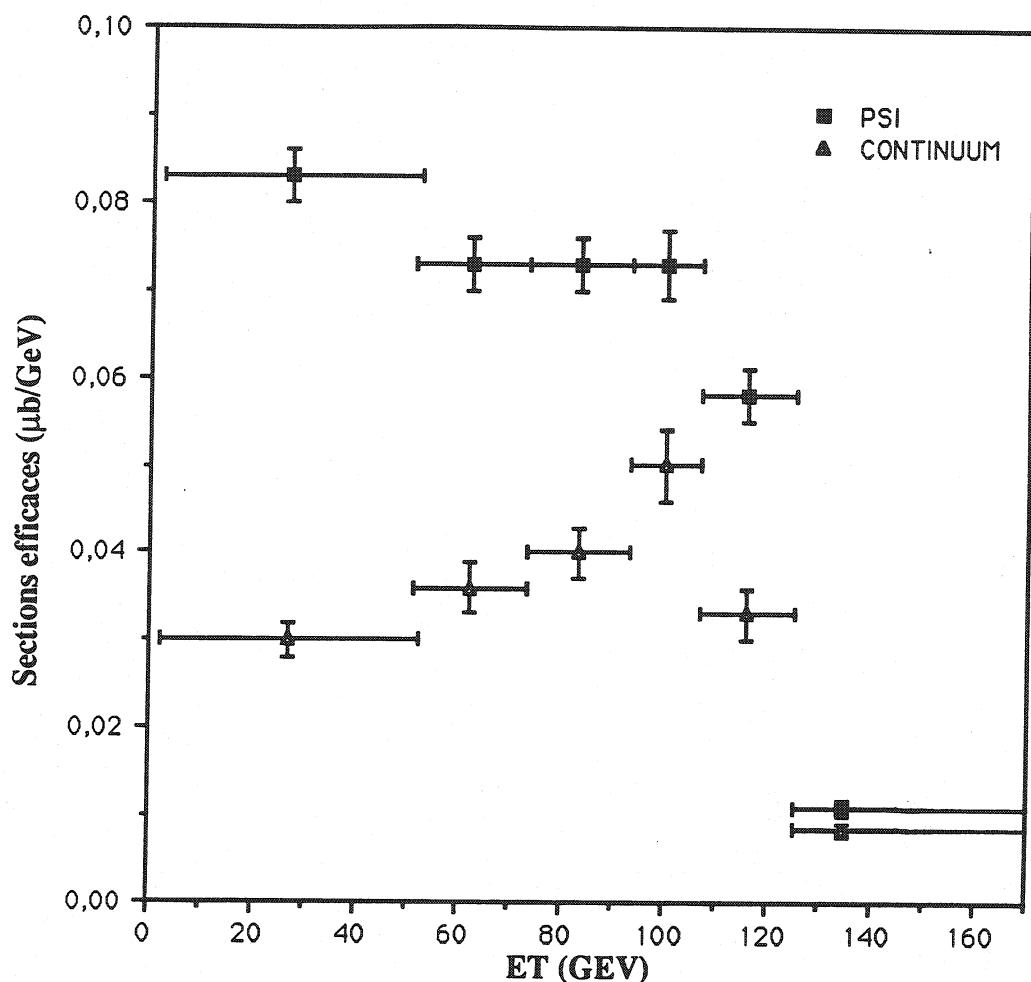


Figure V.8 distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum pour $P_T < 1$ GeV/c.

Pour les événements dont l'impulsion transverse est inférieure à 1 GeV/c le comportement entre les deux distributions est très différent : le continuum monte toujours à peu près linéairement en fonction de l'énergie transverse avec environ un facteur deux entre le premier point en E_T et le point le plus élevé alors que le J/Ψ descend de façon très nette.

IV.8 Sections efficaces différentielles en y_{cm} et en E_T .

Les bandes en y_{cm} sont toujours choisies pour contenir une population à peu près égale (cf figure IV.9). Dans le tableau ci-dessous on donne ces bandes en rapidité ainsi que les acceptances correspondantes.

y_{cm}	$A_{\Psi}(y_{cm})$	$A_c(y_{cm})$
0. - 0.1	0.037 ± 0.003	0.024 ± 0.001
0.1 - 0.2	0.096 ± 0.005	0.065 ± 0.003
0.2 - 0.3	0.155 ± 0.005	0.101 ± 0.003
0.3 - 0.4	0.175 ± 0.006	0.128 ± 0.004
0.4 - 0.6	0.185 ± 0.006	0.129 ± 0.004
0.6 - 1.2	0.086 ± 0.003	0.058 ± 0.002

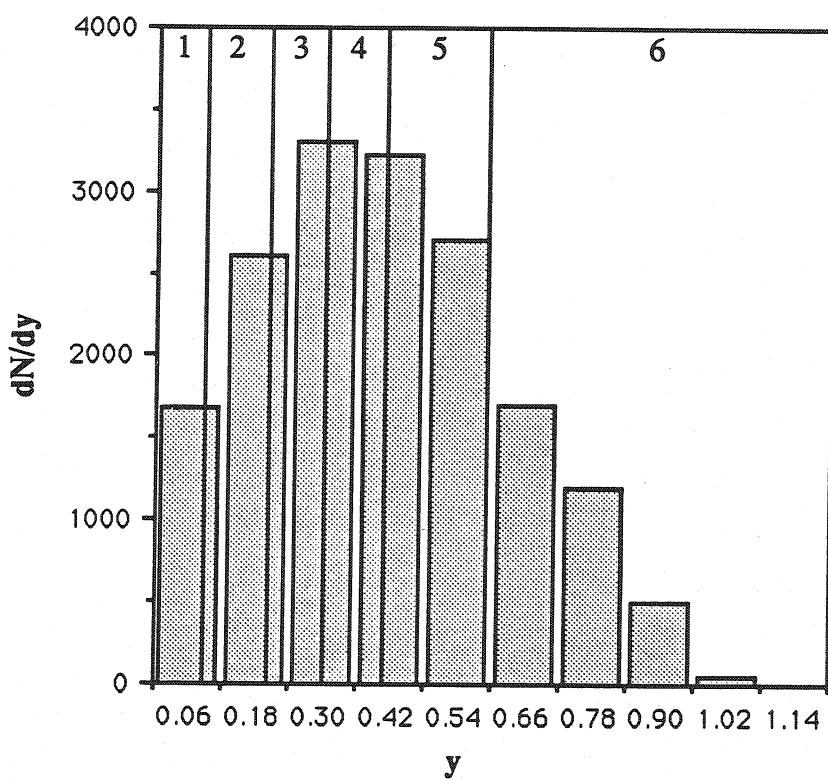
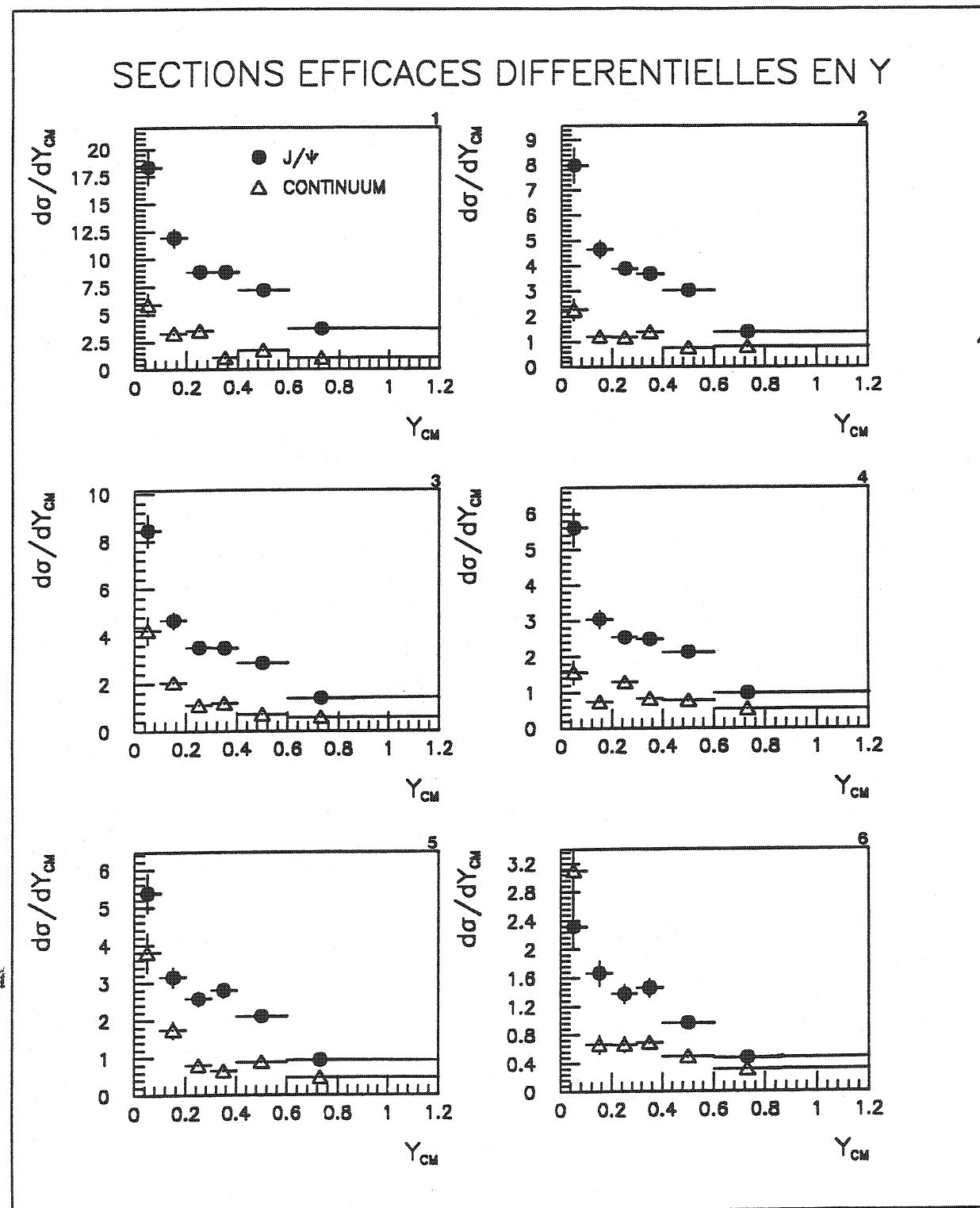


Figure IV.9 Rapidité des dimuons dans le centre de masse nucléon-nucléon.

Les figures IV.10 donnent $\partial\sigma/\partial y_{cm}$ en fonction de y_{cm} pour chaque bande de E_T . On ne voit pas une différence notable dans la forme des distributions du J/Ψ et du continuum dans chaque intervalle d'énergie transverse.

Nous allons aussi regarder les distributions des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse pour des grandes et petites rapidités. Les figures IV.11 et

Figure IV.10 Sections efficaces différentielles en y pour chaque intervalle d'énergie transverse. Les bandes en E_T vont par ordre croissant de gauche à droite et de haut en bas (Chaque figure à une échelle différente).



IV.12 montre les sections efficaces en fonction de E_T pour le J/Ψ et le continuum pour des événements ayant une rapidité supérieure à 0.6 et inférieure à 0.4.

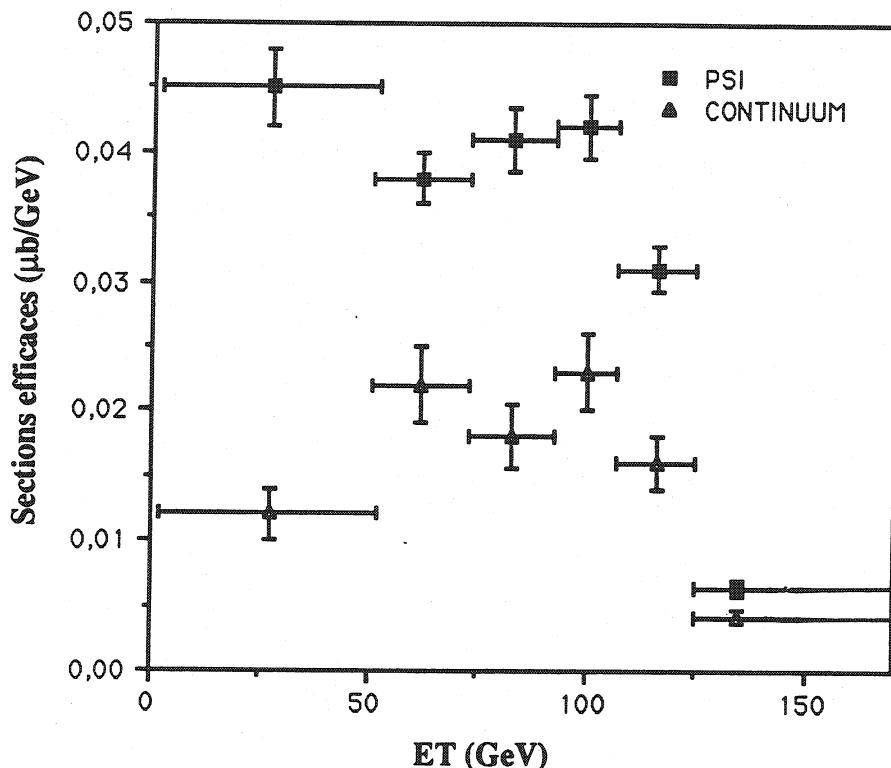


Figure IV.11 Distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T avec des rapidités supérieures à 0.6 .

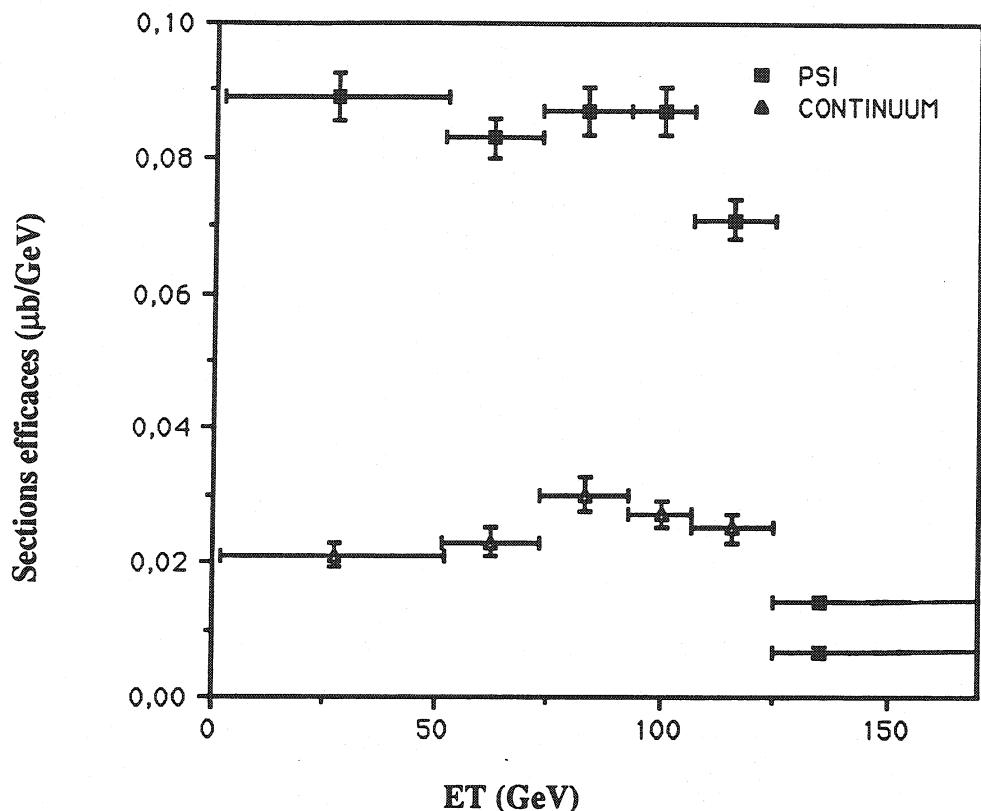


Figure IV.12 Distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T pour des rapidités inférieures à 0.4 .

On ne constate pas sur les deux figures ci-dessus de différences significatives entre les distributions à grandes rapidités et les distributions à petites rapidités.

IV.9 Conclusion

Ce chapitre expose tous les résultats issus de l'analyse des événements $^{32}S+^{238}U \rightarrow \mu\mu+X$ sans chercher à les interpréter. Nous avons obtenu les sections efficaces différentielles aussi bien qu'intégrées du J/Ψ et du continuum. De plus nous pouvons à présent comparer directement les comportement des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse, de l'impulsion transverse et de la rapidité. Nous avons souligné les différences qualitatives de comportement du J/Ψ et du continuum qui se manifestent clairement. Le chapitre suivant va reprendre tous ces résultats pour les confronter aux modèles existants sur le plasma de quarks et de gluons ainsi que sur les autres modèles présentés.

CHAPITRE V

INTERPRETATION DES RESULTATS.

V.1 Introduction.

Dans ce chapitre nous allons discuter le comportement des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse E_T , de l'impulsion transverse P_T et de la rapidité. Nous allons confronter ces résultats avec ce que prévoient les modèles de plasma de quarks et de gluons. Nous examinerons aussi d'autres modèles tels un gaz dense de pions en tenant aussi compte de la diffusion multiple des gluons dans l'état initial et l'interaction nucléaire enfin.

V.2 Comportement des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse.

La figure V.1 rappelle le comportement du continuum que nous avons obtenu en fonction de E_T . La section efficace croît avec l'énergie transverse jusque vers 100 GeV puis décroît rapidement. Nous allons voir qu'un modèle très simple permet de comprendre ce comportement.

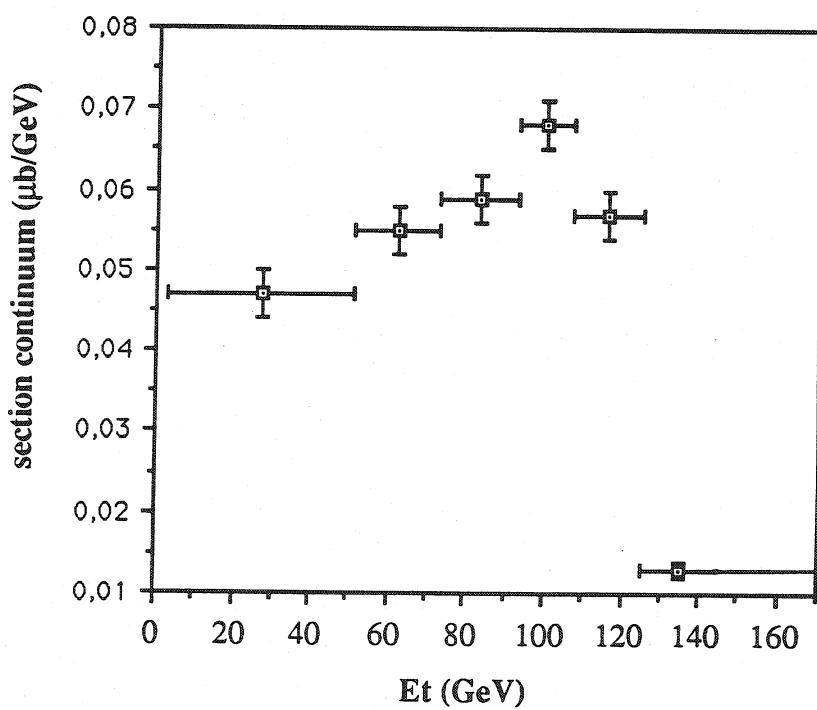


Figure V.1 Section efficace du continuum en fonction de E_T

Au chapitre III nous avons vu que l'énergie transverse était une mesure de la densité d'énergie ou du nombre de participants dans la collision S+U. Les simulations présentées sur la figure III.2 montrent que l'énergie transverse croît linéairement avec le nombre de participants

dans la collision. Pour simplifier nous pouvons poser :

$$\begin{aligned} \text{nombre de participants} &= E_T \\ (\text{avec nombre de participants exprimé en GeV}) \end{aligned}$$

La courbe en pointillés de la figure V.2 donne le nombre de participants en fonction de E_T , la courbe (1) est la section efficace totale (ie la probabilité d'avoir E_T dans la collision) en fonction de E_T donnée par l'expérience NA34 [Ref.10] pour les collisions S+U à 200 GeV/Nucléon. En appliquant les relations évidentes :

$$\sigma_{\text{continuum}} \approx \text{nombre de participants}(E_T) \times \text{Probabilité}(E_T)$$

$$\sigma_{\text{continuum}} \approx E_T \sigma_{\text{totale}}(E_T)$$

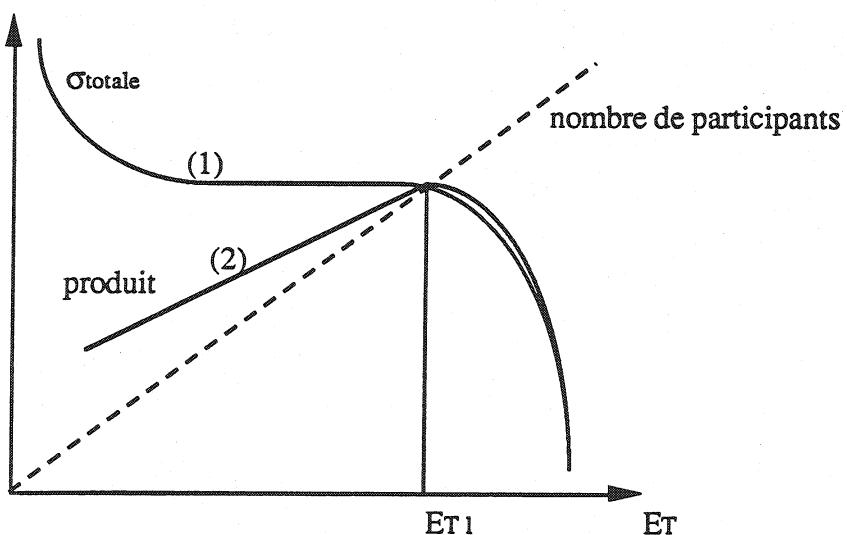


Figure V.2 $\sigma = \sigma_{\text{totale}} \text{nombre de participants}$

On obtient la courbe (2) $\sigma_{\text{continuum}}$ qui croît linéairement avec E_T puis décroît rapidement à partir de E_{T1} comme le continuum. Ce modèle est purement qualitatif et n'a pas la prétention de vouloir expliquer la physique du continuum mais il permet de comprendre l'allure générale en fonction de E_T .

Le continuum paraît donc avoir un comportement normal au sens du modèle présenté ci-dessus en fonction de l'énergie transverse. A présent comparons la distribution de la section efficace du J/Ψ à celle du continuum (figure V.3). Le J/Ψ n'a pas le même comportement et

semble plutôt plat ou légèrement descendant. Il y a donc bien suppression du J/Ψ en fonction de E_T au fur et à mesure que E_T croît.

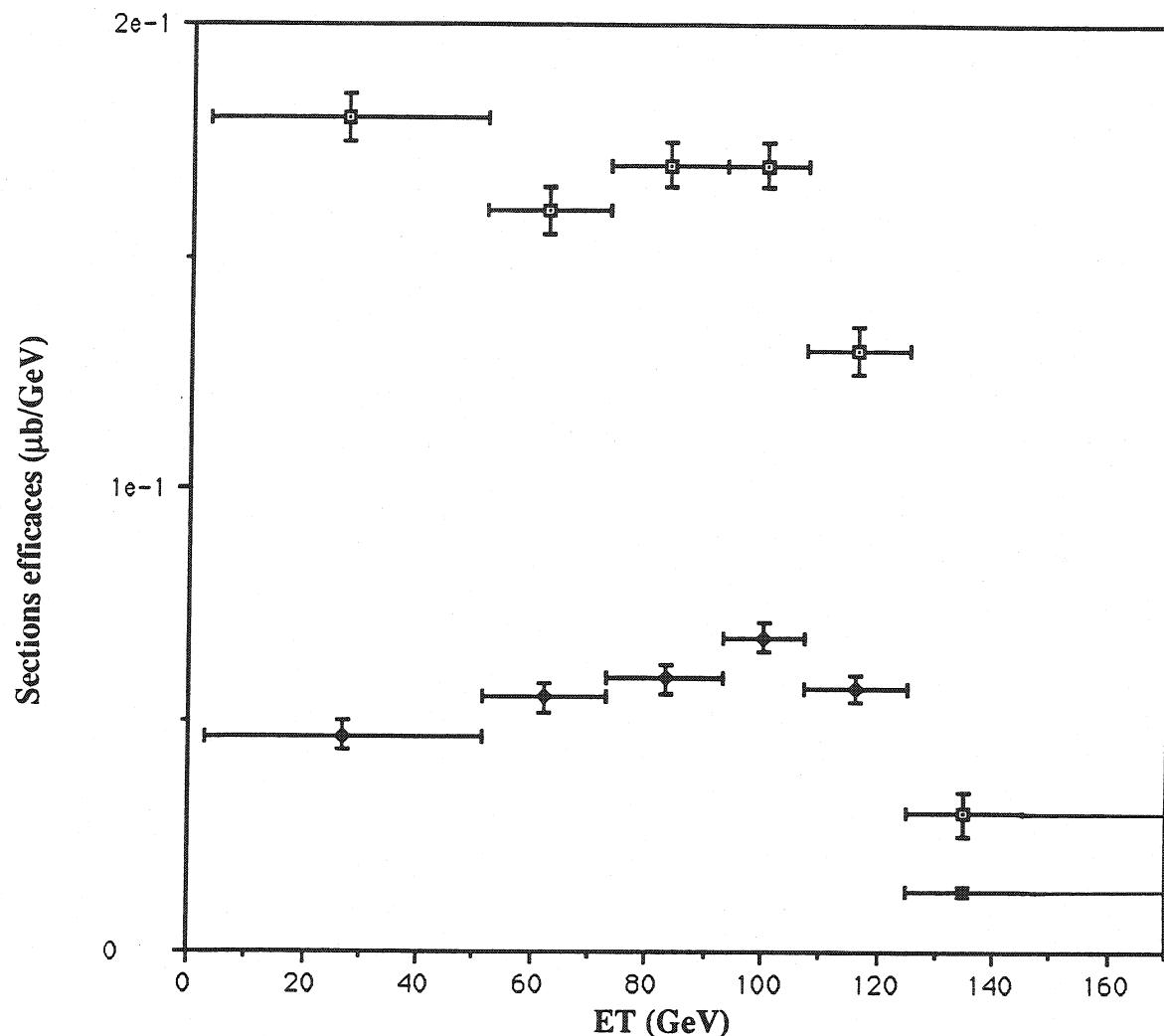


Figure V.3 Distribution des sections efficaces du J/Ψ (courbe du haut) et du continuum en fonction de E_T .

Cette suppression du J/Ψ est prédicta en présence d'un plasma de quarks et de gluons. Les modèles théoriques prévoient le comportement du rapport des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T [Ref.14] :

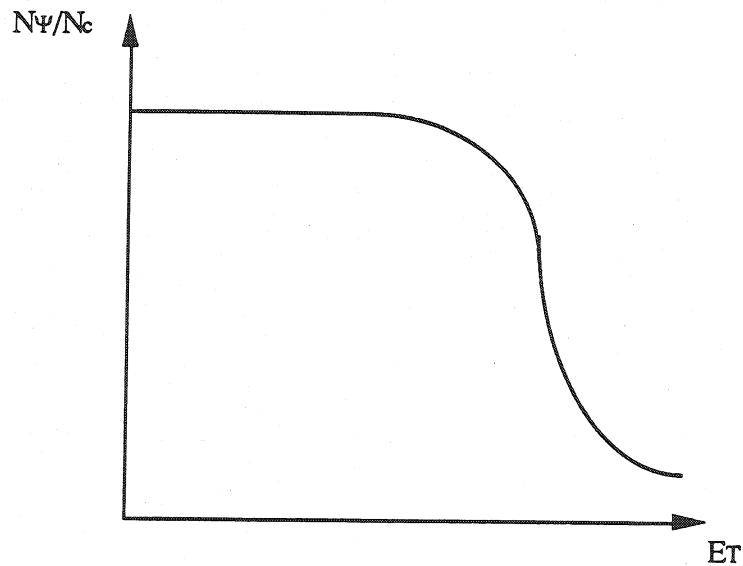


Figure V.4 Rapport $\frac{\sigma_\Psi}{\sigma_{\text{continuum}}}$ en fonction de E_T .

A petit E_T il n'y a pas suppression, un seuil apparaît au moment de la création du plasma, la suppression devient alors importante. Confrontons ces prédictions avec nos données. Sur la courbe expérimentale (figure V.5) du rapport des sections efficaces nous ne voyons pas d'effet de seuil.

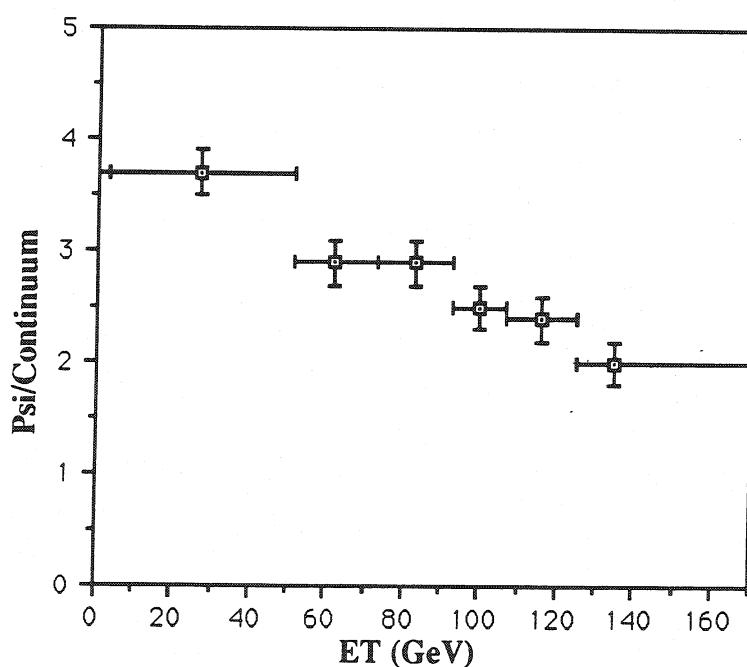


Figure V.5 Rapport des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T .

La précision de la courbe ne permet pas de dire si l'effet de seuil est présent ou pas. En plus le détecteur de l'expérience NA38 est déclenché avec des paires de muons c'est à dire privilégie déjà un E_T relativement important (cf chapitre III).

Les théoriciens ne donnent pas une valeur exacte en énergie transverse du début du seuil. Il est alors intéressant de voir si nous nous trouvons dans les ordres de grandeurs de densités d'énergie données au chapitre I. En tenant compte d'une contamination d'environ 30% de chargés dans notre énergie transverse neutre, l'énergie transverse totale est égale à environ deux fois l'énergie transverse mesurée. En tenant de notre domaine en rapidité, nous avons la relation qui donne la densité d'énergie ε en fonction de E_T [Ref.21] :

$$\varepsilon = \frac{2 E_T}{2.2 \pi (1.15 A^{1/3})^2}$$

A est la masse atomique du projectile, $A=32$. La figure V.5 bis donne le rapport des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de la densité d'énergie.

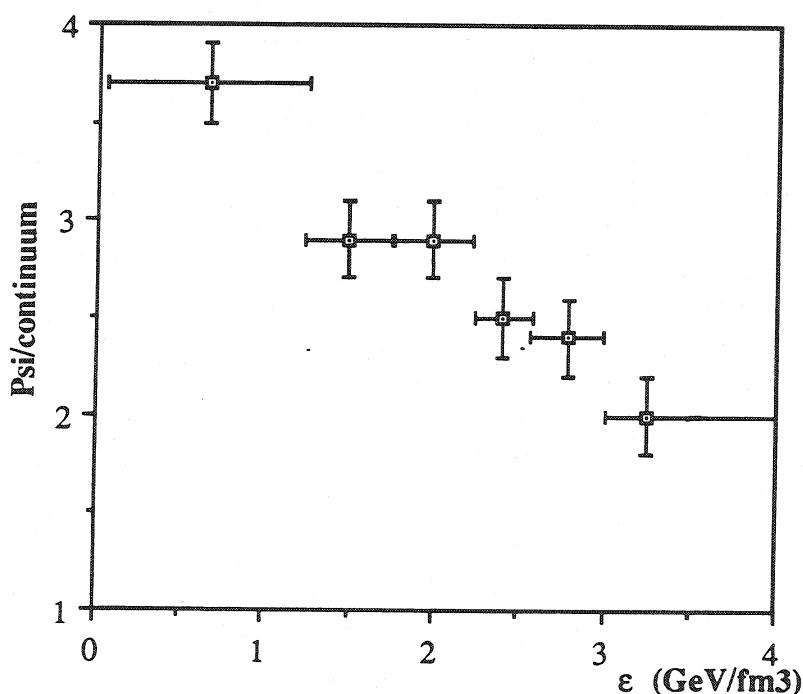


Figure V.5 bis. Rapport des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de la densité d'énergie.

Nous remarquons que nous nous trouvons dans le domaine de densité d'énergie où la théorie prévoit la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons. La suppression du J/Ψ que nous observons peut donc être due à un plasma, dont l'existence est prévue à partir d'une densité d'énergie de 2 ou 3 GeV/fm^3 .

V.2.2 Sections efficaces différentielles en impulsion transverse.

Les figures IV.5 donnent $1/P_T \partial\sigma/\partial P_T$ pour le continuum et pour le J/Ψ dans chaque bande d'énergie transverse. Pour les événements de la première bande entre 2 et 51 GeV on observe une grosse différence entre le J/Ψ et le continuum à petit P_T . Pour la dernière bande en énergie transverse comprise entre 125 et 170 GeV on n'observe plus de différence entre le J/Ψ et le continuum. Entre les deux bandes de E_T il y a un facteur trois pour le continuum et un facteur dix pour le J/Ψ . On a donc bien une plus forte suppression du J/Ψ à petite impulsion transverse et grande énergie transverse comme le prévoit la théorie (cf chapitre 1 § 4). Brièvement on rappelle que plus P_T est petit plus la paire $c\bar{c}$ reste longtemps dans le plasma plus elle est altérée. Les figures V.6 et V.7 rappellent les distributions des sections efficaces en fonction de E_T pour des P_T supérieurs à 1.5 GeV/c et des P_T inférieurs à 1 GeV/c.

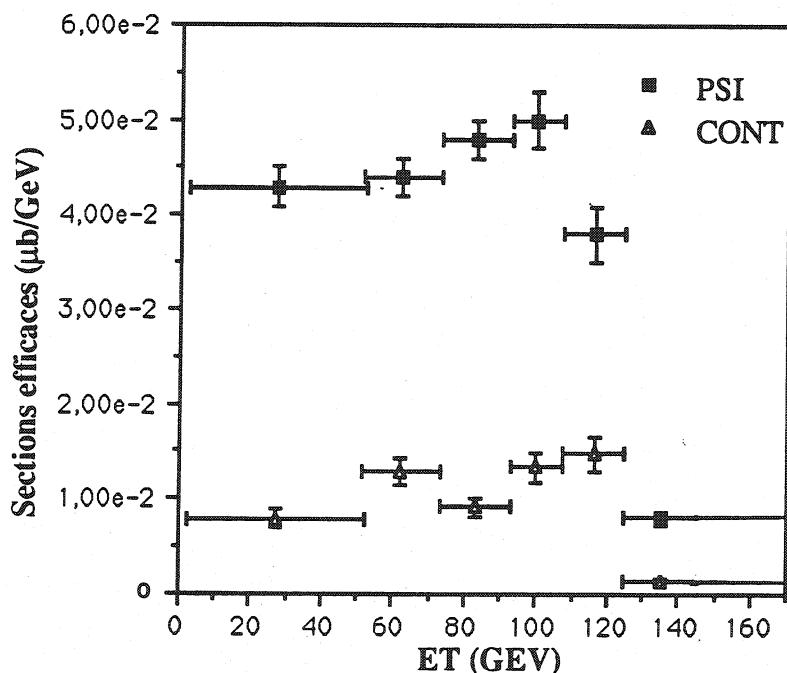


Figure V.6 distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T pour $P_T > 1.5$ GeV/c.

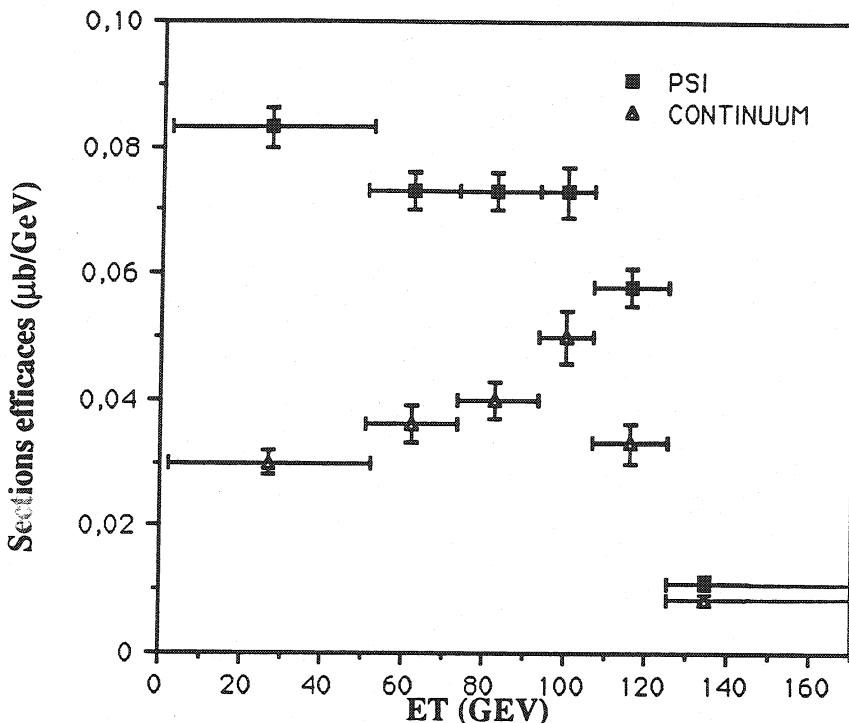


Figure V.7 distribution des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T pour $P_T < 1$ GeV/c.

La figure V.6 montre que pour un P_T assez grand le comportement du J/Ψ est similaire à celui du continuum. Sur la figure V.7 à petite impulsion transverse le continuum a toujours la même croissance linéaire en fonction de E_T qu'à grand P_T . Par contre à petit P_T le comportement du J/Ψ est très différent de celui à grand P_T . Cette fois il décroît très nettement. La conclusion de ces deux graphes est que le comportement du continuum en fonction de l'énergie transverse est indépendant de l'impulsion transverse tandis que pour le J/Ψ la différence est fondamentale. On prouve ici de façon irréfutable que nous avons bien une suppression du J/Ψ et non une augmentation du continuum et que de plus cette suppression est réellement effective à petit P_T . Pour P_T supérieur à 1.5 GeV/c la figure V.6 montre qu'il n'y a plus de suppression du J/Ψ .

V.2.3 Sections efficaces différentielles en rapidité.

Les résultats de la suppression du J/Ψ en fonction de la rapidité sont plus difficiles à interpréter. Les différences de comportement des distributions du J/Ψ en fonction de y dans chaque bande de E_T ne sont pas aussi flagrantes que pour les comportements en impulsion transverse. Les figures IV.11 et 12 donnent les distributions des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de E_T pour des rapidités supérieures à 0.6 et inférieures à 0.4. Nous n'observons pas non plus de différence entre les deux zones en y . Il faudrait peut-être regarder à des y plus élevés mais notre faible statistique nous en empêche. De plus notre domaine en y

qui va de 0 à 1.2 (centre de masse nucléon-nucléon) n'est peut-être pas assez large pour observer une différence importante de comportement entre petite et grande rapidité.

V.2.4 Conclusion.

La suppression de J/Ψ en fonction de E_T est observée sur des mesures de sections efficaces absolues et les J/Ψ sont d'autant plus supprimés que leur P_T est petit. Cette suppression est prévue dans le cas de la formation d'un plasma de quarks et de gluons [Ref.2]. La première observation de cette signature dans les collisions O+U [Ref.13] a déclenché de nombreux travaux théoriques pour tenter de trouver des alternatives au plasma de quarks et de gluons. Les deux autres modèles les plus avancés sont l'absorption nucléaire et l'absorption par un gaz dense de pions : nous allons brièvement les passer en revue.

V.3 Absorption .

V.3.1 Absorption nucléaire.

Le J/Ψ peut interagir avec les hadrons qui l'environne et donner des particules charmées. On doit donc observer un effet en énergie transverse : plus E_T est grand (ie le paramètre d'impact b est petit) plus l'effet d'absorption est grand car le chemin parcouru par une paire $c\bar{c}$ dans le noyau est plus important. Le processus dominant est :



Si les hadrons sont des pions cette réaction exige une impulsion minimum de 0.6 GeV/c pour le J/Ψ .

Soit S la fonction de "survie" du J/Ψ dans un milieu hadronique [Ref.23] :

$$S = e^{-x n \sigma}$$

Où x est la taille du système hadronique, n la densité de particule dans le système et σ est la section efficace d'interaction du J/Ψ . Typiquement pour un noyau cible lourd x est de l'ordre de 7 fm à $b=0$, la densité de particules dans la matière nucléaire normale est de 0.17 fm^{-3} et la section efficace σ est de l'ordre de 1 mb. On obtient avec ces valeurs :

$$S \approx 0.89$$

C'est à dire 11% d'absorption, même en doublant σ nous n'obtenons que 21% d'absorption, c'est à dire une valeur très inférieure aux 50% de suppression observés.

La figure V.8 donne le rapport N_Ψ/N_c en fonction du nombre de participants dans le cas d'une absorption nucléaire. Le comportement est très régulier et ne présente pas d'effet de seuil comme pour le plasma de quarks et de gluons.

Il reste beaucoup d'incertitudes dans ce modèle tel le temps nécessaire à la paire $c\bar{c}$ pour former un J/Ψ . La section efficace d'absorption du J/Ψ n'est pas facile à connaître, sa valeur située autour de 1 ou 2 mb reste incertaine. Il apparaît évident qu'une partie de la suppression doit être due à des effets nucléaires mais en aucun cas ils ne peuvent expliquer un facteur de l'ordre de 50% entre les deux bandes extrêmes en E_T [Ref.16 et 23].

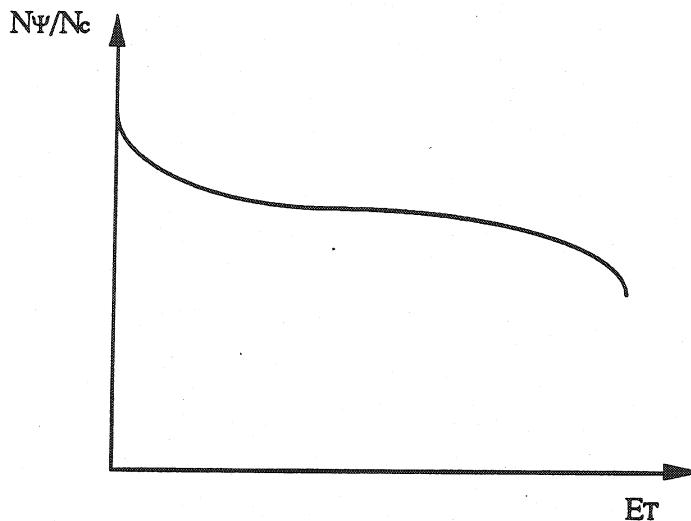


Figure V.8 Rapport des sections efficaces en fonction de E_T pour l'absorption nucléaire

V.3.2 Absorption par un gaz dense de pions.

On suppose qu'un gaz dense de pions se forme après la collision. Une densité d'énergie de l'ordre de 2 à 3 GeV/fm^3 (c'est à dire une grande énergie transverse) répartie entre pions de 0.5 GeV en moyenne nous donne une densité n de l'ordre de 5 fm^{-3} . Avec une section efficace totale du J/Ψ de 1 mb, on obtient alors une probabilité S de survie de l'ordre de 40%, c'est à dire une suppression de 60%, compatible avec la suppression observée.

Le rapport N_ψ/N_c a été calculé [Ref.14] en supposant le J/Ψ dans un milieu dense de pions. La courbe (b) de la figure V.9 donne le rapport N_ψ/N_c en fonction de E_T , son comportement est très régulier et de plus ne présente pas d'effet de seuil.

Cependant le modèle de gaz dense de pions pose certains problèmes. Il faudrait admettre une densité du gaz de pions du même ordre de grandeur que celle d'un plasma de quarks et de gluons, ce qui pose aussi des problèmes de compréhension. Un autre point important est qu'un gaz de pions dense ne peut pas seul expliquer le comportement en P_T de la suppression du J/Ψ que nous observons. En effet on s'attend à une très faible dépendance de l'absorption en fonction de l'impulsion transverse [Ref.15 et 23]. Ceci est contraire aux observations.

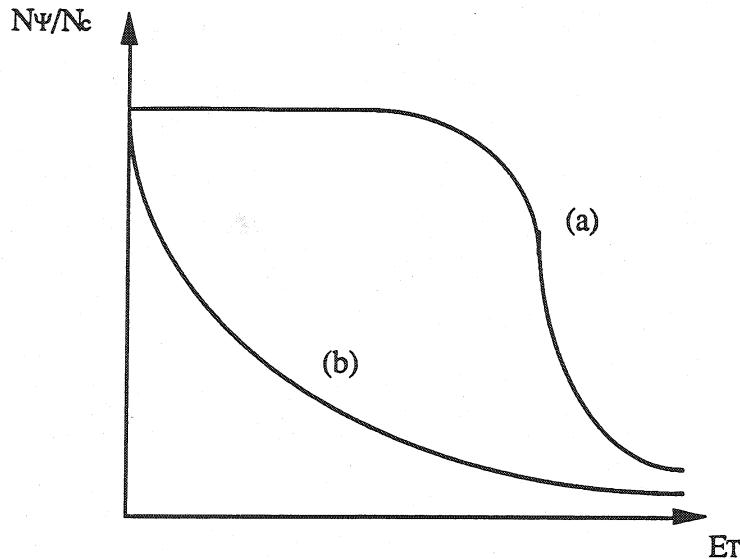


Figure V.9 rapport des sections efficaces du J/Ψ et du continuum.

La courbe (b) est pour l'absorption par un gaz de pion. La courbe (a) pour un plasma fait apparaître un effet de seuil.

En tenant compte de la diffusion multiple dans l'état initial on peut retrouver la dépendance en impulsion transverse de la suppression du J/Ψ [Ref.15 et 23]. L'idée est que l'on pourrait expliquer le comportement en P_T par la diffusion quasi-élastique des gluons avant qu'ils ne donnent naissance à une paire $c\bar{c}$. L'augmentation de $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction du nombre de participants (ou de E_T) serait proportionnelle à la longueur parcourue par les gluons dans le noyau. En combinant les interactions dans l'état initial (diffusion des gluons) et dans l'état final (gaz dense de pions), on peut expliquer la suppression du J/Ψ et la dépendance en P_T observée.

De plus, un gaz dense de pions devrait aussi affecter le continuum. Entre autres, on devrait voir une dépendance des distribution en P_T par rapport à l'énergie transverse. On devrait observer un élargissement de la distribution en P_T du continuum lorsque E_T croît à cause de la diffusion multiple des quarks [Ref.23]. Les figures IV.5 ne montre pas un tel effet, la forme de la distribution en P_T du continuum est la même pour toutes les bandes en E_T . Surtout nous avons vu que la distribution en E_T du continuum était indépendante de l'impulsion transverse. Les résultats expérimentaux sont ici contraires au modèle de l'absorption par un gaz dense de pions en tenant compte de la diffusion des gluons dans l'état initial. Toutefois, comme on s'attend à ce que la diffusion des quarks dans l'état initial soit inférieure à celle des gluons [Ref.23], la dépendance en P_T du J/Ψ doit être plus importante que celle du continuum. Nous avons besoins de prédictions plus quantitatives sur les comportements en impulsion transverse.

Les figures V.10 et V.11 donnent le comportement attendu de $\langle P_T^2 \rangle$ en tenant compte de la diffusion des gluons ainsi que celui que nous observons. Le $\langle P_T^2 \rangle$ dans le cas d'une diffusion des gluons dans l'état initial a un comportement en fonction du nombre de participants très régulier et assez plat alors que dans le cas du plasma de quarks et de gluons on observe toujours un effet de seuil. Le résultat expérimental montre une montée pour le J/Ψ , quant au continuum le résultat est compatible avec une pente nulle. Le comportement de $\langle P_T^2 \rangle$ du J/Ψ ne permet pas non plus de faire la différence entre les deux modèles faute d'une précision suffisante en E_T et surtout par manque de statistique.

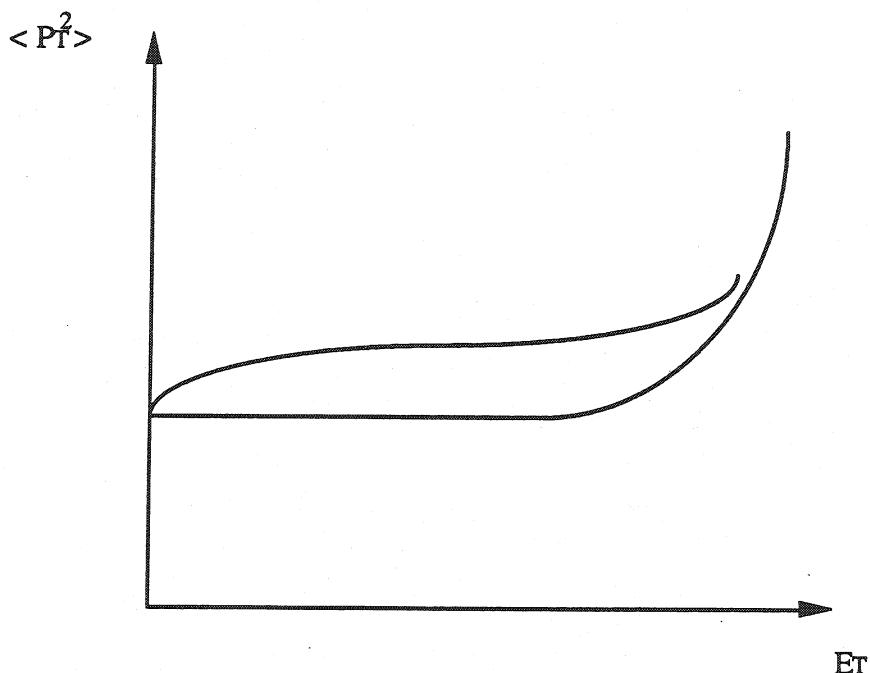


Figure V.10 $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de l'énergie transverse. La courbe la plus haute est pour la diffusion multiple des gluons dans l'état initial et celle du bas pour un plasma de quarks et de gluons.

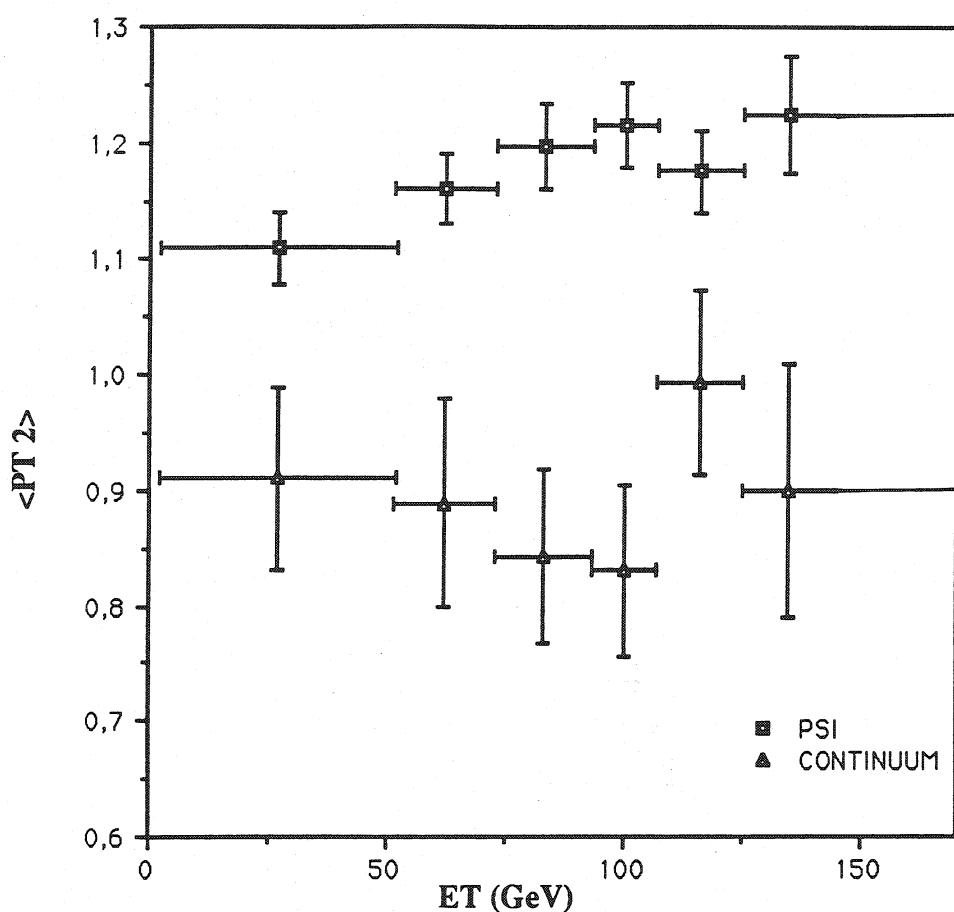


Figure V.11 $\langle P_T^2 \rangle$ en fonction de E_T du J/Ψ et du continuum.

V.4 Conclusion.

En conclusion nous pouvons résumer les résultats :

- Le continuum a un comportement en fonction de l'énergie transverse compris et attendu.
- le comportement du continuum en fonction de l'énergie transverse est indépendant de l'impulsion transverse.
- On observe une suppression du J/Ψ en fonction de l'énergie transverse d'un facteur deux.
- La suppression a lieu à petite impulsion transverse uniquement.
- A grande impulsion transverse ($> 1.5 \text{ GeV}/c$) le comportement du J/Ψ en fonction de l'énergie transverse est le même que celui du continuum.

Nous observons donc la suppression du J/Ψ avec des comportements en énergie transverse et en impulsion transverse compatibles avec le modèle du plasma de quarks et de gluons sans

toutefois que la précision expérimentale permette de se prononcer sur la présence d'un seuil. Nous avons aussi vu que d'autres modèles sont à l'étude mais qu'ils restent tout aussi incertains que le plasma. Pour pouvoir privilégier une voie plutôt qu'une autre nous avons besoin de modèles plus quantitatifs (échelles, sections efficaces...) mais aussi de résultats expérimentaux plus fins. A l'heure actuelle nous ne pouvons dire si nos résultats correspondent plus à un modèle plutôt qu'à un autre sauf toutefois l'absorption nucléaire qui seule ne peut pas expliquer nos résultats. Le gaz dense de pions et l'interaction des gluons dans l'état initial peuvent expliquer le taux de suppression du J/Ψ observé et sa dépendance en impulsion transverse. Toutefois ce modèle pose de nouveaux problèmes : comment comprendre un gaz de matière hadronique aussi dense que le plasma et comment expliquer la non dépendance en impulsion transverse du continuum.

Il serait bon d'examiner les perspectives offertes par les runs en soufre qui auront lieu en 1990 et 91. Ces runs seront fait avec un appareillage amélioré et permettront un gain en statistique d'un facteur important.

CONCLUSION

La suppression du J/Ψ a été prédite comme signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. La suppression a été observée par l'expérience NA38 dans des collisions $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U} \rightarrow \mu\mu + X$ à 200 GeV/Nucléon en prenant le rapport du nombre de J/Ψ avec le nombre de continuum dans le même intervalle de masse divisé par la valeur à petite énergie transverse pour éviter de faire des corrections d'acceptance qui n'étaient pas encore calculées [Ref.13]. Ce résultat est aujourd'hui confirmé dans les collisions $S + U \rightarrow \mu\mu + X$ à 200 GeV/Nucléon.

Dans ce travail nous avons obtenu les sections efficaces intégrées du continuum entre 2.1 et 2.7 GeV/c^2 et du J/Ψ ainsi que les sections efficaces différentielles en impulsion transverse et en rapidité. On a ainsi le comportement individuel du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse, de l'impulsion transverse et de la rapidité. Nous avons montré que le continuum a un comportement en E_T attendu et indépendant de P_T . Le comportement en E_T du J/Ψ par contre met bien en évidence une suppression à E_T élevé. La distribution des sections efficaces différentielles en P_T montre que la suppression est importante à petite impulsion transverse, tandis que pour P_T supérieur à 1.5 GeV/c le J/Ψ se comporte comme le continuum. Les dépendances en E_T et en P_T observées sont compatibles avec les modèles basés sur l'existence d'un plasma de quarks et de gluons [Ref.2].

L'observation de la suppression du J/Ψ a déclenché de nombreux travaux chez les théoriciens. D'autres modèles sont à l'heure actuelle à l'étude. Les résultats présentés dans cette thèse ne permettent pas de déterminer le modèle le plus réaliste. Plus de statistique serait nécessaire pour avoir des distributions plus fines dans les différentes variables. Il serait nécessaire aussi de pouvoir mieux situer les limites de notre espace de phase en énergie transverse par rapport à celles données dans les travaux théoriques. Nous avons vu que tous les modèles proposés - que ce soit pour le plasma de quarks et de gluons ou pour le gaz de pions et la diffusion multiple des gluons dans l'état initial - restent encore très qualitatifs.

Toutefois ces résultats sont intéressants car ils confirment un phénomène, la suppression du J/Ψ . Quelle qu'en soit la cause ils nous encouragent à continuer dans cette voie pour les futures années.

REFERENCES

- [1] K. Kajantie.
ed., Quark Matter '84, proceedings of the 4th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus collisions'. (Springer, Berlin 1985).
- [2] T. Matsui and H. Satz.
Phys. Lett. 178B (1986) 416.
- [3] J. P. Blaizot.
Ecole de Gif 1988. 'Dynamique des collisions Noyau-Noyau à très haute énergie'.
- [4] B. Pire.
Ecole de Gif 1988. 'Les signaux du plasma de quarks et de gluons'.
- [5] F. Karsch.
CERN Th 5238/88 November 1988.
- [6] P.V. Ruuskanen and H. Satz.
Z. Phys. C37 (1988) 623.
- [7] J.P. Blaizot and J.Y Ollitrault.
Phys. Lett. B217 (1989) 392.
- [8] NA10 Collaboration.
NIM. 223 (1984) 26
- [9] L.P. Remsberg and M.J. Tannenbaum
Z. Phys. C38 (1988) 35.
- [10] L. Kluberg
'Heavy ion collisions'. International Conference of high energy physics, Munich 88.

- [11] NA3 Collaboration.
Z. Phys. C20 (1980) 101.
- [12] L. Anderson.
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 944.
- [13] NA38 Collaboration.
Submit to Phys. Lett. B Feb 1989.
- [14] J. P. Blaizot and J. Y. Ollitrault.
Phys. Rev. D39 (1989) 232.
- [15] J. P. Blaizot.
'Theoretical aspects of J/Ψ production in Nucleus-Nucleus collisions'
'7th International conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus collisions'. Lenox
Massachusetts U.S.A. Sept. 1988. Preprint Saclay SphT/88/226.
- [16] C. Gerschel and J. Hüfner.
The contribution of the final state interactions to the suppression of the J/Ψ meson
produced in high energy nucleus-nucleus collisions.'
Orsay preprint IPNO-DRE 88-04.
- [17] Thèse O. M. Alimi
88-133 Université Claude Bernard Lyon-1.
'Etude de la production de dimuons dans les interactions P-U à 200 GeV/c. Comparaison
avec les résultats en ^{16}O -U'
- [18] Thèse C. Charlot.
-411- (1988) Université Louis Pasteur - Strasbourg.
'Etude de la production du J/Ψ dans les interactions oxygène-uranium à 200 GeV/c par
nucléon.'
- [19] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn and V. F. Weisskopf.
Phys. Rev. D9 (1974) 3471.
- [20] P. Hasenfratz and K. Kuti.
Phys. Rep. 40C (1978) 76.

[21] H.Satz.

Proceeding of the Third International Conference on Nucleus-Nucleus collisions,

Saint-Malo, France, June 6-11, 1988. Preprint BI-TP/88-10.

'Quark deconfinement and J/Ψ suppression in nuclear collisions.'

[22] J.D. Bjorken.

Phys.Rev. D27 (1983) 140

[23] H. Satz

' J/Ψ suppression in nuclear collision : deconfinement or absorption ?'

CERN-TH 5292/89

[24] P. V Landshoff.

'Quark dynamics'

1986 CERN school of physics, 51.

RESUME

Le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière prédit à haute densité d'énergie (3 GeV/fm³) ou température (200 MeV) par la chromodynamique quantique. Dans ce plasma les quarks deviennent libres. La suppression de la résonance du méson J/Ψ en fonction de la densité d'énergie est une des signatures prévues pour l'existence du plasma de quarks et de gluons. Expérimentalement nous étudions la production du J/Ψ par rapport à celle du continuum en fonction de l'énergie transverse produite dans la collision $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U} \rightarrow \mu\mu + X$. L'énergie transverse est proportionnelle à la densité d'énergie. Les distributions des sections efficaces du J/Ψ et du continuum en fonction de l'énergie transverse corrélée à la paire de muons, les distributions en fonction de l'impulsion transverse et de la rapidité du J/Ψ et du continuum permettent une étude fine de la suppression du J/Ψ.

Cette étude est comparée aux modèles basés sur l'existence d'un plasma de quarks et de gluons. Elle est aussi confrontée aux autres modèles existants tels l'absorption nucléaire en prenant en compte la diffusion multiple des gluons dans l'état initial ou l'absorption par un gaz dense de pions. La précision des résultats actuels et des théories ne permet pas de sélectionner le modèle le plus réaliste sauf toutefois l'absorption nucléaire qui ne peut pas expliquer l'ampleur de la suppression observée.

Mots clés : Plasma de quarks et de gluons. Energie transverse. Suppression du J/Ψ. Continuum. Sections efficaces.

ABSTRACT

Quantum chromodynamics predicts a phase transition of nuclear matter at high energy density, or high temperature, to a quark gluon plasma (QGP). One of the possible signal of the QGP is the J/Ψ suppression. Since transverse energy is proportional to energy density, transverse energy and transverse momentum cross section distributions give an accurate study of the J/Ψ suppression. Experimentally we compare the J/Ψ production to the continuum production versus transverse energy produced in $^{32}\text{S} + ^{238}\text{U}$ collisions.

Our results are compared to the predictions of the quark gluon plasma and absorption models. Nuclear absorption cannot explain the 50 % suppression of J/Ψ that we obtain. Dense pion gas and gluon multiscattering in the initial state explain the suppression and its transverse momentum dependance ; however the accuracy of our results does not allow us to discriminate between models.

Key words : Quark gluon plasma. Transverse energy. Suppression of the J/Ψ. Continuum. Cross sections.