

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II

(U.F.R. DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE ET CORPUSCULAIRE)

par

Lotfi FREDJ

Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

ETUDE EXPERIMENTALE INCLUSIVE DE LA PRODUCTION DE DIMUONS
DANS LES INTERACTIONS PROTON - NOYAU A 450 GEV/C.

Thèse soutenue le 11 septembre 1991 , devant la commission d'examen :

Président :	M. J. C. MONTRET
Examineurs :	M. J. CASTOR
	M. A. DEVAUX
	M. L. KLUBERG
	M. P. SONDEREGGER
	M. J. TRAN THANH VAN

Je remercie Monsieur le Professeur J. C. Montret, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont Ferrand, de m'avoir accueilli dans son Laboratoire et d'avoir bien voulu présider le jury de cette Thèse.

Je remercie Monsieur J. TRAN THAN VAN, Directeur de Recherche au CNRS qui m'a fait l'honneur de participer à ce jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Louis KLUBERG, Directeur de Recherche au CNRS, porte parole de la collaboration NA38, pour l'honneur qu'il me fait en participant à ce jury, pour les conseils et toutes les critiques constructives qu'il a bien voulu me faire tout au long de ce travail.

J'exprime aussi mes plus vifs remerciements à Peter SONDEREGGER, Physicien au CERN et responsable des relations extérieurs de NA38 pour l'honneur qu'il me fait en participant à ce jury. Je le remercie également pour les discussions que j'ai eu avec lui et les remarques qu'il m'a faites sur le manuscrit ainsi que pour le soutien qu'il exprime à mon égard.

Je remercie le Professeur A. DEVAUX avec qui j'ai fait mes premiers pas dans NA38 pour mon rapport de DEA et qui a accepté de participer à ce jury.

Je remercie bien vivement J. CASTOR, Professeur, qui m'a accueilli dans l'équipe NA38 de Clermont et qui a dirigé cette thèse avec un intérêt constant, il m'a toujours aidé et sur tous les plans, notamment dans les moments les plus durs.

Je tiens tout particulièrement à exprimer mes plus vifs remerciements à F. VAZEILLE, chargé de recherche au CNRS, qui a dirigé l'analyse de cette expérience et qui m'a fait profiter d'une aide constante. J'ai en effet beaucoup appris à son contact où j'ai pu apprécier et profiter de ces qualités de physicien.

Je n'oublie pas le soutien amical que j'ai trouvé auprès de toute l'équipe NA38 de Clermont: A. BALDIT, C. BARRIERE, J. CASTOR, T. CHAMBON, A. DEVAUX, J. FARGEIX, P. FORCE, G. LANDAUD et F. VAZEILLE.

En particulier P. FORCE m'a initié à la recherche pendant plus d'un an où j'ai travaillé à son contact sur le calorimètre électromagnétique et j'ai beaucoup profité de son expérience.

Cette expérience a été proposée par R. SALMERON à qui j'exprime toute ma reconnaissance pour l'intérêt physique que représente cette étude, et mes remerciements les plus sincères. La réalisation expérimentale de ce travail a été possible grâce à l'aide efficace et très appréciée de J. FARGEIX et J. CASTOR.

Je dois aussi remercier tous mes collègues de NA38 qui ont aidé directement ou indirectement à ce travail.

Enfin, cette thèse doit beaucoup au travail de Mesdames Michèle CHADELAS et Janine PELLET pour la dactylographie et la mise au point des figures de ce mémoire. Je remercie également Rosemarie AUDRIA notre secrétaire au CERN pour son efficacité de tous les instants.

Table des Matières



Chapitre I – Introduction	1
Chapitre II – Contexte Physique	7
II.1 – Processus physique élémentaire	8
II.1.a – Processus d'annihilation (γ^*)	9
II.1.b – Mésons-vecteurs	11
II.1.c – Autres mésons ou processus	16
II.2 – Dépendance en A	18
II.2.a – Paramétrisations effectives	18
II.2.b – Interprétations physiques	20
II.3 – Bilan expérimental	23
Chapitre III – Le dispositif expérimental	26
III.1 – Introduction	27
III.2 – Le spectromètre à muons	29
III.2.a – L'aimant	29
III.2.b – Les chambres à fils	30
III.2.c – Les hodoscopes	31
III.2.d – L'absorbeur	32
III.3 – La cible	34
III.4 – Les détecteurs de faisceau	34
III.4.a – Généralités	34
III.4.b – Le BH (hodoscope faisceau)	34
III.4.c – L'argonium	34
III.4.d – Les chambres CERN	34
III.4.e – Les chambres "GANIL"	34
III.4.f – Les télescopes	34
III.5 – Logique de déclenchement	36
III.5.a – Premier niveau	36
III.5.b – Second niveau (acquisition)	36

Chapitre IV – Reconstruction et sélection des événements 38

IV.1 – Traitement général des bandes magnétiques	39
IV.1.a – Etape RDT	39
IV.1.b – Etape Split	39
IV.1.c – Etape DST	39
IV.1.d – Etape micro-DST	39
IV.2 – Reconstruction des événements	40
IV.2.a – Sélection préalable	40
IV.2.b – Reconstruction du déclenchement	40
IV.2.c – Reconstruction des traces	40
IV.2.d – Détermination du vertex	41
IV.2.e – Efficacité de reconstruction	42
IV.3 – Sélection des événements	43
IV.3.a – Coupures globales	43
IV.3.b – Coupures géométriques	46
IV.3.c – Bruit de fond et coupure “image”	47
IV.4 – Le programme de simulation	50
IV.4.a – Distributions cinématiques	50
IV.4.b – Simulation du dispositif expérimental	54
IV.4.c – Fiabilité du programme	57
IV.4.d – Principaux résultats	57

Chapitre V – Méthodes d’analyse 61

V.1 – Formulation pratique	62
V.2 – Les cibles	63
V.2.a – Nature des cibles	63
V.2.b – Longueurs effectives (L_{eff})	64
V.3 – Les moniteurs	67
V.3.a – Principes généraux	67
V.3.b – Le moniteur BH	68
V.3.c – Les télescopes TEL	73
V.3.d – Le moniteur Argo	76
V.4 – Sélection des “runs”	78
V.4.a – Méthode habituelle	78
V.4.b – Nouvelle sélection	79
V.5 – Efficacités	81
V.5.a – Efficacité de déclenchement (ϵ_H)	81
V.5.b – Efficacité en temps (ϵ_T)	82
V.5.c – Efficacité d’analyse (ϵ_S)	83
V.5.d – Efficacité manquante (ϵ_X)	86
V.6 – Acceptance $\mathcal{A}$	91
V.6.a – Domaines cinématiques	91

V.6.b – Acceptances différentielles	93
V.6.c – Acceptance globales	95
V.7 – Bruit de fond	100
V.7.a – Méthode générale	100
V.7.b – Forme des lissages des C et D	100
V.7.c – Résultats	101
V.8 – Événements physiques (u)	104
V.8.a – Méthode générale	104
V.8.b – Région (IM)	105
V.8.c – Région (LM)	105
V.8.d – Région (HM)	107
V.9 – Présentation des résultats et incertitudes	110
V.9.a – Dépendance en A	110
V.9.b – Incertitudes systématiques	114

Chapitre VI – Résultats physiques 119

VI.1 – Bilan des événements	120
VI.2 – Les efficacités	122
VI.3 – Résolutions intrinsèques	123
VI.4 – Masses	123
VI.5 – Les fonds continus	124
VI.5.a – Zone des basses masses (LM)	124
VI.5.b – Zone des hautes masses (HM)	124
VI.6 – Lissage et populations	126
VI.6.a – Région des basses masses (LM)	136
VI.6.b – Région des hautes masses (HM)	128
VI.7 – Les paramètres α et $\Delta\alpha$	130
VI.7.a – Les paramètres α	130
VI.7.b – Les paramètres $\Delta\alpha$	135
VI.8 – Les sections efficaces par nucléon	137
VI.8.a – Résultats	137
VI.8.b – Formes effectives	141
VI.9 – Interprétations physiques	143
VI.9.a – Continuum	144
VI.9.b – Résonnances	145

Chapitre VII – Conclusion 147

Annexes 152

A.III.1 Calcul de l'impulsion transverse en ligne	153
---	-----

A.IV.1 Cinématique	156
A.IV.2 Tirage du vertex	162
A.V.1 Calcul du rapport $R(\rho/\omega)$	163
A .V.2 Forme analytique de l'ajustement des basses masse	166

Bibliographie	169
----------------------------	------------

Chapitre I

▽△▽△▽

Introduction

La collaboration NA38 étudie au CERN la production de paires de muons $\mu^+\mu^-$, issues des collisions d'ions lourds ultra-relativistes de 200 GeV/nucléon fournis par le SPS, sur des cibles fixes. Les mécanismes de production dans ces collisions ion-ion sont si complexes, qu'ils doivent être comparés aux mécanismes, plus simples, des collisions proton-noyau.

L'étude présentée ici concerne la production de dimuons dans les collisions de protons de 450 GeV/c avec différentes cibles (Carbone, Aluminium, Cuivre et Tungstène).

La gamme de masse explorée qui s'étend, en principe, du seuil de production jusqu'à 5 GeV/c² environ, permet d'analyser la dépendance en A des productions de mésons vecteurs et du spectre continu dans certains intervalles de masse (A = numéro atomique de la cible).

L'analyse des taux de production par nucléon révèle l'aptitude d'un noyau à créer ces divers états (résonances ou continuum). Selon les conditions cinématiques, divers processus élémentaires, qui mettent en jeu les nucléons et leurs constituants, contribuent à la réplique des phénomènes observés avec une cible d'hydrogène, ou au contraire les accentue ou les diminue.

La Figure (I.1) illustre le comportement des sections efficaces par nucléon paramétrisées en loi de puissance $A^{\alpha-1}$ en fonction de A pour plusieurs valeurs de α .

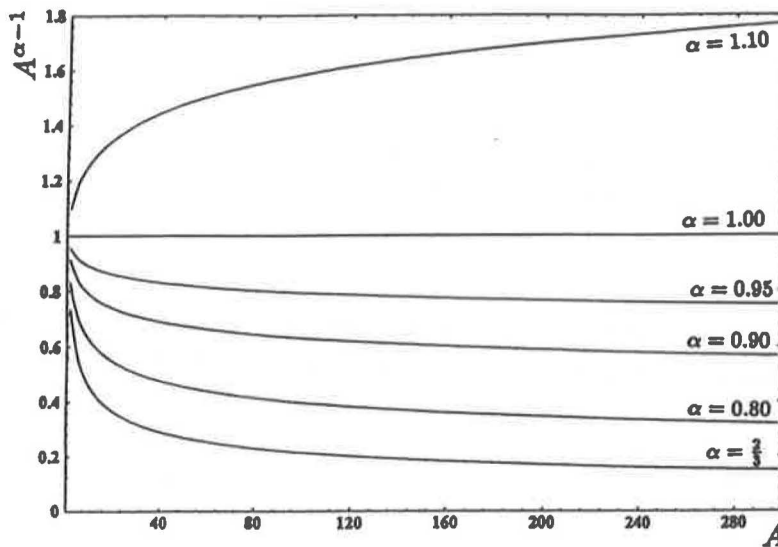


Figure (I.1) : Comportement de la section efficace par nucléon en fonction de A pour des valeurs de α variant de $\frac{2}{3}$ à 1.1 (paramétrisation en $A^{\alpha-1}$).

Nous constatons qu'une faible variation de α se traduit par une variation relativement importante de la section efficace : ainsi, par exemple, pour l'uranium et pour α variant de 0.90 à 0.92, la section efficace varie de 10% environ.

Ces divers comportements peuvent s'expliquer de façon classique, en reprenant les mécanismes élémentaires des collisions proton-proton, ou en faisant appel à des notions supplémentaires, par exemple, de déconfinement partiel des quarks (effet EMC) ou des gluons lié à l'environnement nucléaire, ou encore impliquer des processus rarement rencontrés,

comme la fusion de trois gluons en méson J/Ψ .

La connaissance de ces comportements permet de prévoir les mécanismes de production des collisions ion-ion, et tout écart vis à vis de ces prévisions peut être l'indication d'une physique nouvelle, comme la formation de plasma de quarks et de gluons ou quagma lorsque la densité de matière et la température obtenues sont suffisamment élevées, ce qui a fait l'objet de notre proposition d'expérience [PRO85].

Les signatures du plasma exploitées grâce aux dimuons par l'expérience NA38 sont jusqu'à présent:

- la recherche de dimuons thermiques [MCL85],
- la suppression des mésons J/Ψ et Ψ' par un effet d'écrantage de couleur des paires $c \bar{c}$ [MAT86],
- l'augmentation de production des mésons Φ liée à l'augmentation générale de l'étrangeté et à l'inhibition de la règle OZI [ASH85].

Dans un premier temps, tous les travaux sont orientés vers l'étude des dimuons thermiques reflétant l'état primordial de la création du plasma, dans la zone de masse comprise entre 1 et 3 GeV/c², environ. Les distributions en P_T et en rapidité de ces dimuons issus du quagma doivent être différentes de celles des dimuons ordinaires produits classiquement (voir chapitre II), mais l'importance du bruit de fond rend l'analyse difficile.

Naturellement, les efforts de NA38 se concentrent sur l'étude du J/ψ qui doit être supprimé (vis à vis du continuum, par exemple) s'il s'est formé un plasma de quarks et de gluons. Les résultats sont prometteurs, la Figure (I.2) montre un spectre de masse à grande et à basse énergies transverses. Il apparaît une suppression relative du J/ψ à grande densité d'énergie.

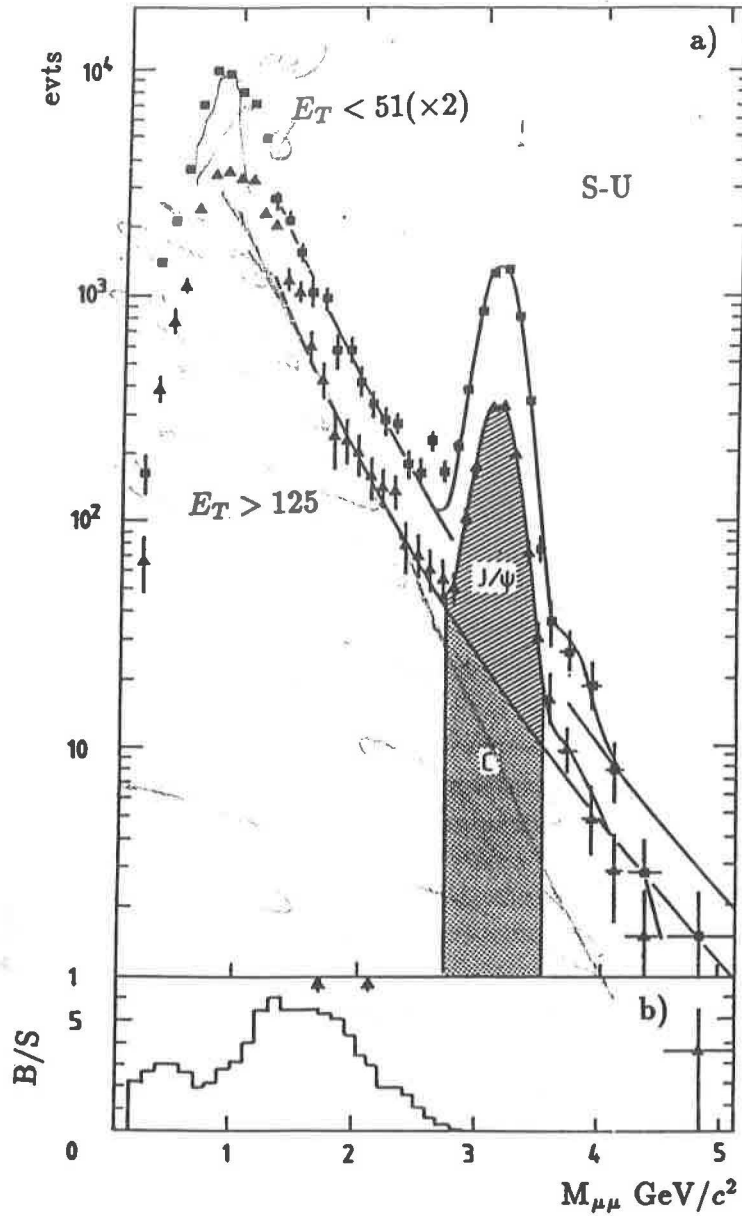


Figure (I.2) : a) Spectre de masse observé dans des collisions S-U pour bas et haut E_T (énergie neutre transverse). b) rapport Bruit de fond/Signal pour les collisions S-U [SON88].

L'expérience NA38 complète son investigation par l'étude des dimuons de basses masses, notamment ceux provenant du ϕ [BAL90]. Là encore, les résultats suivent les prévisions (voir Figure (I.3)).

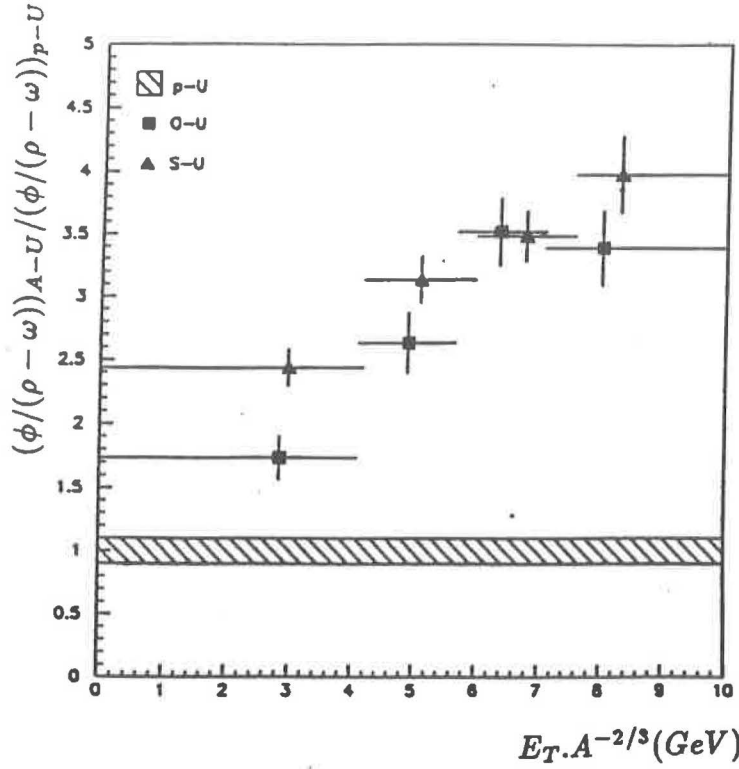


Figure (I.3) : Rapport $\phi / \rho - \omega$ en fonction de $E_T \cdot A^{-2/3}$ en S-U et O-U, normalisé à p-U [BAL90] (E_T =énergie neutre transverse).

Malgré ces résultats sur le J/ψ et le ϕ , allant dans le sens de la formation du quagma, il faut vérifier si des effets classiques peuvent expliquer ces phénomènes, tant sur le plan théorique, que sur le plan expérimental. Une première étude expérimentale a été menée dans le cadre de NA38 [CAS89] pour mesurer la production du J/ψ dans les collisions proton-noyau, collisions au cours desquelles le plasma ne peut pas se former. A la lumière de ces résultats, une deuxième étude présentée dans ce mémoire a été entreprise, en mettant l'accent sur une meilleure précision et en étendant l'analyse à tous les mésons vecteurs.

Cette dépendance en A sera étudiée sous différentes formes, pour les principaux mésons vecteurs ayant un rapport de branchement satisfaisant en dimuons : ρ , ω , ϕ , J/ψ et ψ' , et pour le continuum.

Comme nous l'avons déjà signalé, seuls les mésons ϕ , J/ψ et ψ' seraient sensibles à la formation du quagma dans les collisions ion-ion ultra-relativistes, tandis que les mésons ρ et ω et le continuum (muons thermiques exclus) sont insensibles à ces conditions.

Il est donc utile de connaître le comportement "classique" en A de tous ces systèmes ou résonances à la fois en valeurs absolues (sections efficaces) et en valeurs relatives (les uns par rapport aux autres).

Les comparaisons relatives seront mesurées par l'intermédiaire des rapports :

$$\begin{aligned} &\phi/\rho - \omega \text{ et } \phi/C \\ &\psi/C \text{ et } \psi'/C \end{aligned}$$

($\rho - \omega$ représente la somme des événements correspondant au ρ et au ω).

où les dénominateurs désignent, en quelque sorte, les normes insensibles, en ion-ion, au quagma.

La comparaison du ψ' par rapport au ψ est également intéressante, car il est attendu, en ion-ion, une plus forte suppression du ψ' que du ψ .

Le continuum sert également de référence, et nous devons vérifier s'il suit la dépendance en A prévue (dépendance linéaire).

Différents ajustements mathématiques de l'évolution de la section efficace par rapport à A sont proposés dans la littérature ; il convient d'en tester la validité sur nos données.

Dans le chapitre II qui présente le contexte physique, nous rappelons quels sont les processus élémentaires impliqués à l'échelle des partons ; puis nous présentons les phénomènes qui peuvent rendre compte de la dépendance en A . Nous avons également rassemblé les principaux résultats expérimentaux publiés à ce jour, sur ce sujet.

Le chapitre III rappelle le dispositif expérimental et les modifications spécifiques à cette étude.

Les programmes d'exploitation et de simulation des données sont décrits dans le chapitre IV.

Le chapitre V donne le détail de l'analyse des événements reconstruits en vue de la détermination des sections efficaces ou de grandeurs relatives sensibles à la dépendance en A . La recherche de la meilleure précision possible, compte-tenu de la qualité des données, nous a conduit à étudier tous les paramètres physiques qui interviennent dans les calculs, en propageant de façon complète les incertitudes, corrélations incluses.

Tous les résultats physiques sont rassemblés dans le chapitre VI et comparés aux prévisions. La plupart des résultats sont corrigés d'acceptance.

Les conclusions générales sont exposées dans le chapitre VII. Nous indiquons quelles sont les conséquences de ces mesures dans l'interprétation des données ion-ion et quelle peut être la suite de ce travail.

Pour alléger la lecture de ce mémoire, certains développements sont présentés dans des annexes, dont la numérotation rappelle les chapitres où ils se rattachent.

(Une lecture rapide de ce mémoire est possible en sautant les chapitres III, IV et V.)

Chapitre II

▽△▽△▽

Contexte Physique

II.1 – Processus physiques élémentaires.

La mise en évidence, ou la compréhension de la nouvelle physique que constituerait le plasma de quarks et gluons, passe d'abord par une meilleure connaissance de la "physique classique". Il existe de nombreuses incertitudes, non seulement dans les collisions nucléon-nucléon (pour les interactions d'ions lourds ultra-relativistes), mais aussi à un niveau encore plus élémentaire, dans les diffusions proton-noyau (ou proton-nucléon). Ces incertitudes relèvent à la fois des modèles théoriques et des expériences.

Dans notre analyse des dimuons produits dans les collisions $p-A$, il est exclu de mettre en évidence une nouvelle physique du type quagma ou gaz hadronique très chaud et très dense, mais rien n'interdirait de parler de nouvelle physique si nos résultats s'éloignaient de façon significative des prévisions [VAN89].

Classiquement, les dimuons proviennent de processus très variés. Leur mesure inclusive permet de remonter à la production directe d'états ou résonances pouvant se coupler au photon dans la région du type temps, à savoir :

- le photon virtuel γ^* ,
- les mésons-vecteurs $J^{PC} = 1^{--}$.

Les dimuons résultent également de la désintégration d'autres mésons, mais comme ils ne constituent qu'un sous-ensemble de l'état final, il n'est pas possible de reconstituer directement la source.

Compte-tenu de l'énergie disponible ($\sqrt{s} \simeq 30$ GeV) et des sections efficaces mesurables dans notre expérience, nous allons exploiter la gamme de masse allant, a priori, du seuil de production ($2 m_\mu \simeq 0.211$ GeV/c²) à 5 GeV/c² environ.

Pour des raisons à la fois physiques et expérimentales, nous distinguerons trois régions de masse, présentées schématiquement sur la Figure (II.1).

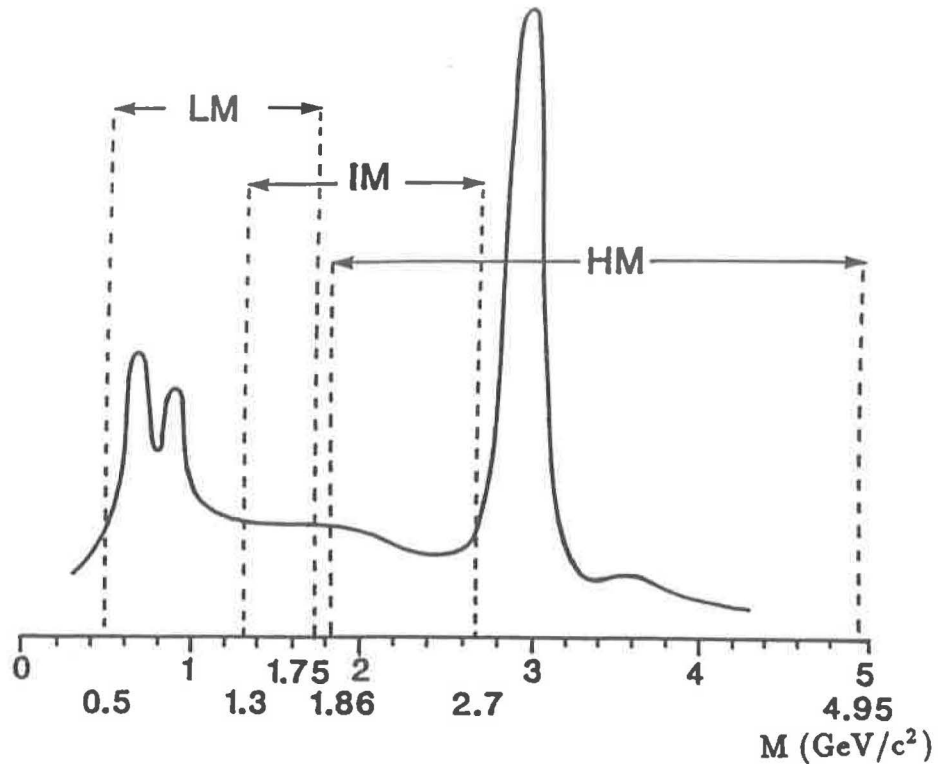


Figure (II.1) : Représentation schématique du spectre de masse expérimental.

Cette illustration montre le spectre expérimental que nous obtenons, avec une forte réduction des populations entre 0 et 2 GeV/c^2 due à l'acceptance de l'appareillage.

Nous distinguerons :

- la région des basses masses (LM) : du seuil à 1.75 GeV/c^2 ,
- la région des masses intermédiaires (IM) : de 1.3 à 2.7 GeV/c^2 ,
- la région des hautes masses (HM) : de 1.86 à 4.95 GeV/c^2 .

Les trois catégories de processus physiques se retrouvent à des intensités diverses dans ces trois régions.

II.1.a – Processus d'annihilation (γ^*)

Soient les annihilations a et $\bar{a}$:

$$a + \bar{a} \rightarrow \gamma^* \quad (II.1)$$

$$\quad \quad \quad \searrow \mu^+ \mu^-$$

où a désigne un parton ou une particule chargée.

Ces annihilations produisent des photons massifs du type temps (Figure II.2), dont les spectres continus contribuent au spectre de masse.

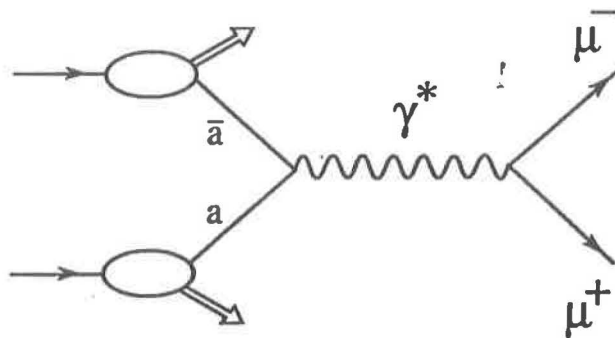


Figure (II.2) : Annihilation $a \bar{a}$
(a = particule ou parton)

Ce diagramme relève de l'électrodynamique (QED) pure. Cependant, la probabilité de trouver ou de former ces états " a " fait intervenir l'interaction forte, ainsi que certaines corrections de la chromodynamique quantique (QCD).

Nous pouvons envisager trois types d'annihilations.

II.1.a.1 – Annihilations dures du type Drell-Yan (régions (HM) et au delà).

Le processus Drell-Yan est bien connu pour les masses très élevées (au-delà de $5 \text{ GeV}/c^2$).

Il se traduit par des annihilations quark-antiquark (l'antiquark étant pris dans la mer lorsqu'il s'agit de collisions nucléon-nucléon). Les quarks qui s'annihilent appartiennent au projectile et à la cible. Le graphe QED pur est complété par les fonctions de structure des quarks de valence et de la mer, et par des corrections de QCD qui impliquent des gluons et un facteur correctif, indépendant de la masse, qui multiplie par deux (environ) les sections efficaces non corrigées. Dans notre région (HM), ces calculs doivent être conduits de façon non perturbative, et il n'existe pas encore de travaux définitifs rendant compte du processus Drell-Yan non perturbatif.

De nombreux auteurs font, sans justification, une extrapolation des formules établies à plus haute masse. Un calcul récent [DUG90, TAV92] considère les nucléons comme des associations quark-diquark. Dans ce cas, les annihilations $a - \bar{a}$ sont de deux types : quark-antiquark et diquark-antidiquark, la partie diquark (très riche en gluons qui en assurent la cohésion) rendant compte de la part non perturbative du calcul.

Il est généralement admis par les théoriciens que le processus Drell-Yan est faible en-dessous de $1.5 \text{ GeV}/c^2$.

II.1.a.2 – Annihilations douces de quarks (régions (LM) et (IM)).

Dans ce modèle appelé SAM ("Soft Annihilation Model") [CER78, CER79] et sa version modifiée MSAM (M pour "Modified") [THO90], ce sont des quarks (plus des

gluons dans le nouveau modèle) créés lors de la collision qui s'annihilent à leur tour en dimuons. Le continuum qui en résulte est important aux faibles masses et devient faible vers $2 \text{ GeV}/c^2$.

Notons que vers $1.5 \text{ GeV}/c^2$, les processus d'annihilations dures ou douces sont d'intensité comparable.

II.1.a.3 – Annihilations de pions (région (LM)).

Dans la région (LM), aux très basses masses (en-dessous de $0.5 \text{ GeV}/c^2$), des annihilations de pions créés lors de la collision pourraient encore générer des dimuons.

Ces annihilations pourraient se produire via la formation d'un méson ρ et sa désintégration en un photon massif par dominance vectorielle [LNS91].

Le processus envisagé dans des expériences à plus basse énergie [ROC89] pourrait laisser des traces dans notre cas.

II.1.b – Mésons-vecteurs.

Les mésons-vecteurs que nous pouvons analyser sont présentés dans le Tableau (II.1).

Méson Vecteur	Masse (MeV/c^2)	Largeur (MeV/c^2)	Rapport de Branchement en $\mu\mu$	Quarks de valence
ρ	768.3 ± 0.5	149.1 ± 2.9	$(4.60 \pm 0.28) 10^{-5}$	$\frac{u\bar{d}}{(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}}$ $d\bar{u}$
ω	781.95 ± 0.14	$8.43 \pm_{0.09}^{0.10}$	$< 1.8 10^{-4}$ (en ee $(7.07 \pm 0.19) 10^{-5}$)	$c_1 (u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2 (s\bar{s})$ avec $c_2 \ll c_1$
ϕ	1019.412 ± 0.008	4.41 ± 0.07	$(2.48 \pm 0.34) 10^{-4}$	$c_1 (u\bar{u} + d\bar{d}) + c_2 (s\bar{s})$ avec $c_2 \gg c_1$
J/ψ	3096.93 ± 0.09	0.068 ± 0.010	$(6.9 \pm 0.9) 10^{-2}$	$c\bar{c}$
ψ'	3686.00 ± 0.10	0.243 ± 0.043	$(7.7 \pm 1.7) 10^{-3}$	$c\bar{c}$

Tableau (II.1) : Mésons-vecteurs que nous pouvons analyser. [PDG90].

Ce tableau amène plusieurs commentaires :

- 1) Les mésons ρ et ω sont très proches en masses et leur séparation expérimentale sera difficile.
- 2) Le ρ est très large, tandis que les mésons J/ψ et ψ' sont très étroits.

- 3) Comme le rapport de branchement en dimuons n'est pas très bien connu pour le ω , nous avons donné celui en diélectrons. En principe, nous devrions avoir le même rapport de branchement (Br) en diélectrons et dimuons (à des effets de seuil près).
- 4) Le ρ n'est constitué que de quarks de valence ordinaires (u et d). Il en est pratiquement de même pour le ω , à part une composante $s\bar{s}$ très faible.

Les autres mésons possèdent des saveurs plus lourdes cachées :

- le ϕ est presque un état $s\bar{s}$ (étrangeté cachée), avec une faible part de quarks ordinaires,
- les J/ψ et ψ' sont des états $c\bar{c}$ (charme caché).

Des interférences sont possibles dans la production de ces mésons vecteurs, néanmoins, celle qui serait la plus forte, entre ρ et ω , n'a jamais été mise clairement en évidence.

Les mécanismes de production sont également de trois types [KOC90].

II.1.b.1 – Production dure : fusion de partons.

Les partons impliqués appartiennent au projectile et à la cible. Toutes les combinaisons des partons (q = quark, g = gluon) qui fusionnent sont possibles : $q - \bar{q}$, $q - g$, $g - g$, de plus la production de l'état qui conduit au méson-vecteur peut être :

- Soit directe ($s\bar{s}$ ou $c\bar{c}$).
- Soit indirecte, par désintégration d'une saveur plus lourde.

Nous allons comparer, par exemple, les productions dures du ϕ et du J/ψ , dans les collisions nucléon-nucléon.

La fusion $q - \bar{q}$ est représentée sur la Figure (II.3).

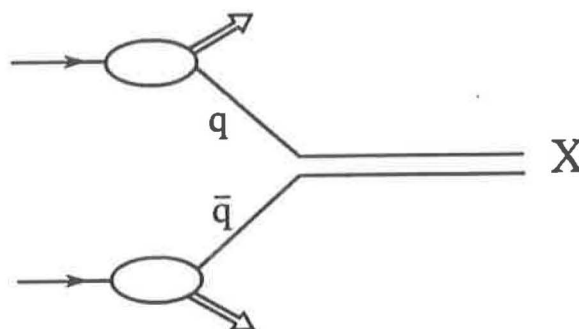


Figure (II.3) : Production dure directe d'une résonance X par fusion $q - \bar{q}$.

Dans les deux cas $X = \phi$ ou J/ψ , les quarks qui fusionnent ($s\bar{s}$ pour ϕ , $c\bar{c}$ pour J/ψ) ne sont pas des quarks de valence et doivent être pris dans la mer.

La production de X ne demandant qu'un seul quark issu de la paire prise dans la mer du projectile (ou de la cible), le quark non utilisé pour la fusion doit s'habiller à son tour dans la région de fragmentation du projectile (ou de la cible) pour former des mésons ou baryons porteurs de l'étrangeté ou du charme, selon que $X = \phi$ ou J/ψ . Il doit donc y avoir production conjointe de deux hadrons avec des saveurs nues (s ou c) opposées.

Malgré sa masse, ($m_s \simeq 150 \text{ MeV}/c^2$), il est presque aussi facile de trouver des quarks étranges dans la mer que des quarks ordinaires (certains envisagent un facteur de réduction voisin de $1/2$).

Cette production conjointe a été observée dans le cas du ϕ , où les particules conjointes étaient le méson K ou le baryon Λ [DIJ86].

Le mécanisme :

$$s\bar{s} \text{ (directe)} \rightarrow \phi + \text{(conjoint)} \quad (\text{II.2})$$

est donc possible.

Nous pouvons dire aussi que la règle OZI [OKU77, LIP76] inhibe la production du ϕ s'il n'est pas accompagné de conjoints étranges.

Il n'en est pas de même pour le J/ψ pour lequel, compte-tenu de sa masse ($m_c \simeq 1500 \text{ MeV}/c^2$), il est peu probable de trouver des paires $c\bar{c}$ dans la mer des nucléons projectiles (ou cibles). Par conséquent, la fusion :

$$c\bar{c} \text{ (directe)} \rightarrow \psi + \text{(conjoint)} \quad (\text{II.3})$$

est très peu probable.

La production dure du J/ψ résulte plutôt des processus de fusion suivants avec production directe du charmonium [BAI82, BAI83] :

$$gg \rightarrow \psi g \quad (\text{II.4})$$

et

$$gg \rightarrow \chi g \quad (\text{II.5})$$

$$\searrow \psi \gamma$$

$$q\bar{q} \rightarrow \chi q \quad (\text{II.6})$$

$$\searrow \psi \gamma$$

$$q\bar{q} \rightarrow \chi g \quad (\text{II.7})$$

$$\searrow \psi \gamma$$

Les diagrammes correspondants sont représentés sur la Figure (II.4).

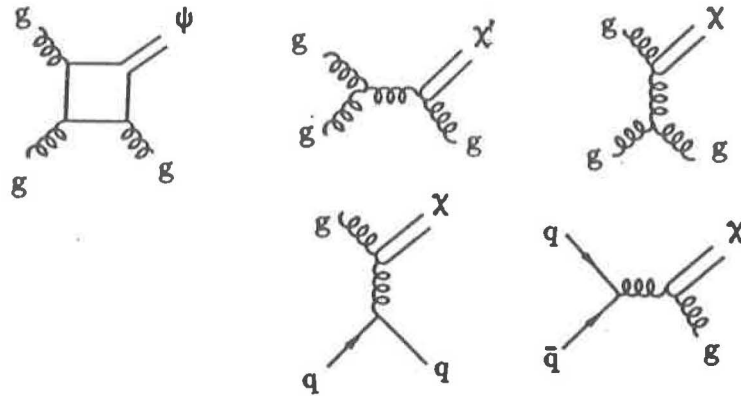


Figure (II.4) : Diagrammes de Feynman pour la formation directe du charmonium, avec pour certains, désintégration radiative du χ en ψ .

Parmi les processus (II.4) à (II.7), ceux qui impliquent les fusions gluon–gluon sont dominants [CHA80, BAI83]. Cependant, ils ne rendent pas bien compte des valeurs absolues des sections efficaces (malgré un facteur correctif pour des corrections de QCD d'ordre supérieur, comme pour le processus Drell–Yan), et c'est aux faibles P_T que le désaccord est le plus flagrant.

Un nouveau processus est alors envisagé : la production de ψ par fusion de 3 gluons [CLA85] (Figure II.5)

$$ggg \rightarrow \psi \quad (II.8)$$

avec un gluon fourni par le projectile et deux autres par la cible (et vice versa) :

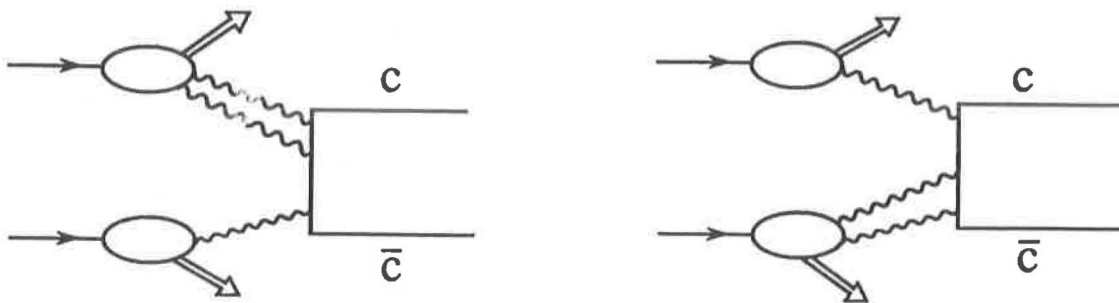


Figure II.5 : Production de charmonium par fusion de 3 gluons.

Notons qu'il s'agit du processus inverse de la désintégration du J/ψ via trois gluons.

Le résultat d'un calcul théorique est montré sur la Figure (II.6).

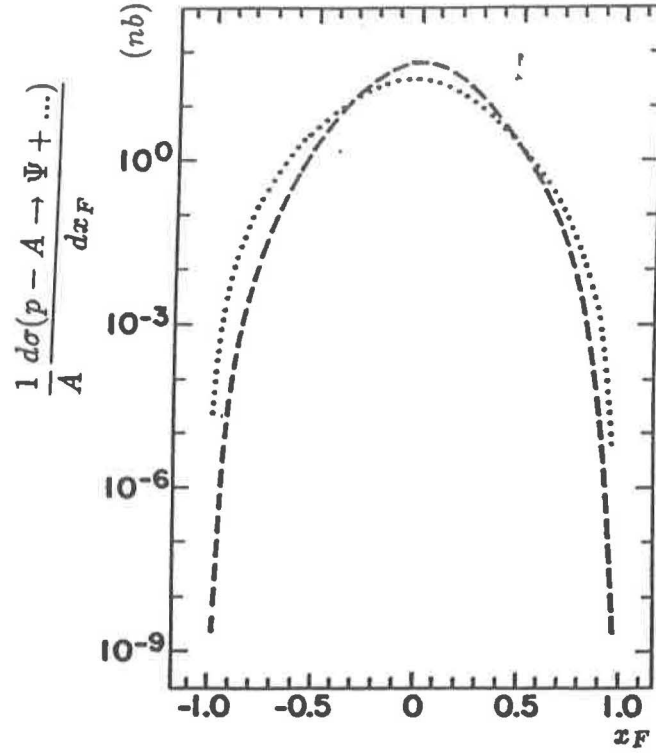


Figure (II.6) : Dépendance théorique de la production du ψ en fonction de x_F lors de collisions p - Platine à 200 GeV/c, à partir des processus $gg \rightarrow \psi g$ (ligne discontinue) et $ggg \rightarrow \psi$ (ligne pointillé) [CLA85].

Comparé à la fusion de deux gluons, le processus à trois gluons est dissymétrique en x_F , favorisant les x_F négatifs par rapport à la production sur l'avant.

Le ψ' peut être produit également selon la réaction (II.4), mais une part importante se désintègre en ψ :

$$\psi' \rightarrow \psi + \dots \quad (\text{II.9})$$

$$\text{Br} = (55 \pm 7) \%$$

(3.8 % environ des J/ψ détectés proviennent de la désintégration du ψ')

La production indirecte du ψ par désintégration de saveurs plus lourdes ($b\bar{b}$) est négligeable dans des expériences sur cible fixe au SPS du CERN.

Nous retiendrons que, dans notre cas, la fusion de gluons est le processus dominant, et nous désignerons par J/ψ le ψ observé, quelle que soit son origine (directe ou par désintégration de χ ou du ψ').

Il est bon de préciser qu'un certain nombre des processus envisagés pour le ψ (ou le ψ') peuvent également être considérés pour le ϕ en complément du processus (II.2), mais la fusion de quarks et de gluons n'est pas, pour le ϕ , la meilleure modélisation [DIJ86a].

II.1.b.2 – Production douce : fragmentations de corde.

Pour remplacer la fusion de quarks ou de gluons, dans la production du ψ , il est possible de faire appel à la brisure de cordes de couleur créées par des processus doux dans la collision [DIJ86].

Deux cordes doivent être cassées, créant chacune une paire $s\bar{s}$, dont l'un des quarks d'une corde va se combiner avec l'antiquark de l'autre corde s'ils appartiennent à des domaines de rapidité voisins. Cette génération de ϕ s'accompagne également de conjoints étranges, comme dans le schéma précédent (II.2) de la fusion de quarks, mais s'accorde beaucoup mieux aux distributions expérimentales en P_T et x_F . Il faut savoir qu'une certaine suppression de l'étrangeté existe encore selon ce modèle, puisque 15% des cordes se fragmentent en $s\bar{s}$, et 85% en paires $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ (génératrices de ρ et ω).

II.1.c – Autres mésons ou processus.

Le tableau (II.2) rassemble les autres principaux processus donnant au moins deux muons dans l'état final.

Cette liste n'est pas limitative, car nous n'avons retenu que les résonances ou états qui, compte-tenu des taux de branchement des désintégrations, conduiraient à des taux encore significatifs de paires de muons.

Les réactions sont classées en trois catégories :

- la désintégration directe du méson scalaire η en deux muons,
- les désintégrations de Dalitz, avec une paire de muons et un γ ou un π^0 ,
- les désintégrations avec des muons corrélés issus de particules différentes.

Tous ces processus interviennent essentiellement dans la région de basses masses (LM). Seule la production de charme ($D + \bar{D}$) possède une queue de distribution des dimuons qui peut dépasser les 2 GeV/c², et ainsi s'ajouter au continuum d'annihilation de la région (HM).

Réactions	Rapports de branchement
$\eta (548.8) \longrightarrow \mu \mu$	$(6.5 \pm 2.1) \cdot 10^{-6}$
$\eta (548.8) \longrightarrow \mu \mu \gamma$	$(3.1 \pm 0.4) \cdot 10^{-4}$
$\omega (781.95) \longrightarrow \mu \mu \pi^0$	$(9.6 \pm 2.3) \cdot 10^{-5}$
$\eta^0 (957.50) \longrightarrow \mu \mu \gamma$	$(1.06 \pm 0.27) \cdot 10^{-4}$
$\rho (768.3) \longrightarrow \pi^+ \pi^-$ $\quad \quad \quad \downarrow \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad \mu^+ \bar{\nu}_\mu$	$\sim 100 \%$
$\omega (781.95) \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ $\quad \quad \quad \downarrow \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad \mu^+ \bar{\nu}_\mu$	$(88.8 \pm 0.6) \%$ $\sim 100 \%$ chacun
$\phi (1019.412) \longrightarrow K^+ K^-$ $\quad \quad \quad \downarrow \quad \downarrow$ $\quad \quad \quad \mu^- \bar{\nu}_\mu \quad \mu^+ \bar{\nu}_\mu$	$(49.5 \pm 1.1) \%$ $(63.51 \pm 0.19) \%$ chacun
$D + \bar{D} \longrightarrow \mu^+ \bar{\nu}_\nu + \mu^- \nu_\nu$	$\simeq 7.2 \times 10^{-4}$

Tableau (II.2) : Principales réactions avec désintégrations multicorps, produisant au moins deux muons.

II.2 – Dépendance en A.

II.2.a – Paramétrisations effectives.

Un moyen simple de comparer des sections efficaces de production de dimuons sur différentes cibles est d'utiliser une paramétrisation effective. La forme la plus fréquemment employée est une loi de puissance du type :

$$\sigma = \sigma_0 A^\alpha \quad (\text{II.10})$$

où σ_0 devrait représenter la section efficace de production dans une collision projectile-proton. L'exposant α dépend des variables cinématiques x_F et P_T , du système dimuon produit et de la nature du projectile ($p, \pi, \dots$).

Selon la valeur de α chaque nucléon d'un noyau serait plus efficace ou moins efficace qu'une cible d'hydrogène.

Nous pouvons distinguer trois cas :

$\frac{2}{3} \leq \alpha < 1$: Effet d'écran.

Pour des raisons diverses, le noyau est moins apte, dans ce cas, à produire des muons que l'hydrogène. Nous verrons que cet effet d'écran peut traduire des phénomènes d'absorption ou de diffusion multiple liés à l'environnement nucléaire, à l'échelle des nucléons bien sûr, mais aussi des partons. Si le noyau est opaque au hadron incident, seule sa surface en $A^{2/3}$ intervient, d'où la valeur limite $\alpha = 2/3$.

Cette région est assez bien décrite par la dépendance en x_F , à savoir :

$$\alpha(x_F = 0) \simeq 1 \quad \text{et} \quad \alpha(x_F = 1) \simeq \frac{2}{3}$$

$\alpha = 1$: Production incohérente :

Chaque nucléon du noyau agit de façon indépendante vis à vis des autres. Il n'y a aucune perturbation due au noyau, lequel a la même efficacité par nucléon que l'hydrogène.

$\alpha > 1$: Production cohérente et renforcement nucléaire :

Cette propriété générale qu'ont les noyaux de produire plus facilement, par rapport aux deux cas précédents, de la matière hadronique se manifeste à des P_T élevés (en gros, au-dessus de 2 GeV/c). Qualifiée de "renforcement nucléaire anormal" ou d'effet CRONIN [CRO75], cette observation traduit un comportement collectif des nucléons, qui peut s'exprimer (entre autres) en termes de diffusion multiple (modèle de Glauber étendu aux processus inélastiques).

Il existe une variante de cette paramétrisation (II.10), où la section efficace a deux composantes effectives :

$$\sigma = \sigma_1 A^{\alpha_1} + \sigma_2 A^{\alpha_2} \quad (\text{II.11})$$

Ces composantes sont associées à des valeurs très différentes des paramètres α_1 et α_2 :

$\alpha_1 \lesssim 1$: composante importante à faible x_F

$\alpha_2 \gtrsim \frac{2}{3}$: composante importante grand x_F .

Les premiers résultats publiés sur le J/ψ [BAD83] donnaient :

$$\alpha_1 = 0.972 \pm 0.008$$

$$\alpha_2 = 0.71 \pm 0.01$$

La première composante est dite "dure", car associée à la fusion de partons à $x_F \simeq 0$, et la deuxième est dite "diffractive" car associée à des faibles P_T , des grands x_F et un effet d'écran.

Cette interprétation a, par la suite, entraîné une certaine confusion, car de "diffractive", la seconde composante est devenue "douce", et la séparation physique en deux mécanismes de productions distincts, encore pratiquée par certains auteurs [VOG91], est fortement combattue par d'autres [CAP88].

Dans le premier cas [VOG91], la composante "dure" calculable en QCD perturbatif, doit suivre une dépendance linéaire en A , comme pour le mécanisme Drell-Yan (mise à part une faible absorption qui réduit un peu α_1). La composante "diffractive" est associée à une composante en quarks lourds du projectile (Diagramme de QCD d'ordre supérieur). Les quarks c , massifs, peuvent emporter une fraction importante de l'impulsion longitudinale, d'où la dépendance à grand x_F . L'état intrinsèque $c\bar{c}$ du projectile a une faible extension spatiale et traverse ainsi facilement la cible, tandis que les quarks plus légers interagissent à la surface de la cible, d'où $\alpha_2 \simeq 2/3$.

La deuxième approche [CAP88] admet une paramétrisation en deux composantes, mais pas deux mécanismes. En effet, des corrections fortes d'écran sont nécessaires à la fois dans des processus de production "durs" ou "doux". Le comportement avec $\alpha \simeq 1$ des processus "durs" est dû à la disparition des effets d'écran : les rediffusions élastiques et inélastiques s'annulent (il s'agit des annulations AGK [ABR74, BLA81], valables pour tous les processus inclusifs, durs ou doux, près de $x_F \simeq 0$). Par contre, la décroissance de α lorsque x_F augmente, est due au fait que l'effet d'écran des rediffusions inélastiques s'atténue progressivement, d'où la violation des annulations AGK.

Une approche assez voisine conduit à une nouvelle paramétrisation [CAS90] :

$$\frac{\sigma}{A} \simeq k - k' A \quad (\text{II.12})$$

avec k' petit devant k .

Les coefficients k et k' sont positifs, et ont une dépendance, respectivement linéaire et quadratique avec les sections efficaces de fusion parton-parton.

Dans la comparaison J/ψ et continuum du type Drell-Yan, par exemple, le comportement linéaire (et non parabolique) du continuum proviendrait du fait que la constante k' (en $\sigma_{q-\bar{q}}^2$) deviendrait très faible, puisque les sections efficaces $\sigma_{q-\bar{q}}$ sont elles-mêmes beaucoup plus petites que celles générant le J/ψ . Il y a, bien entendu, d'autres raisons liées à l'absence d'absorption du dimuon formé de façon électromagnétique. Cette analyse sert

de support à l'interprétation des résultats montrés sur la Figure (II.7) et à la suppression du J/ψ en ions lourds à grand energie transverse (E_T) dans l'expérience NA38.

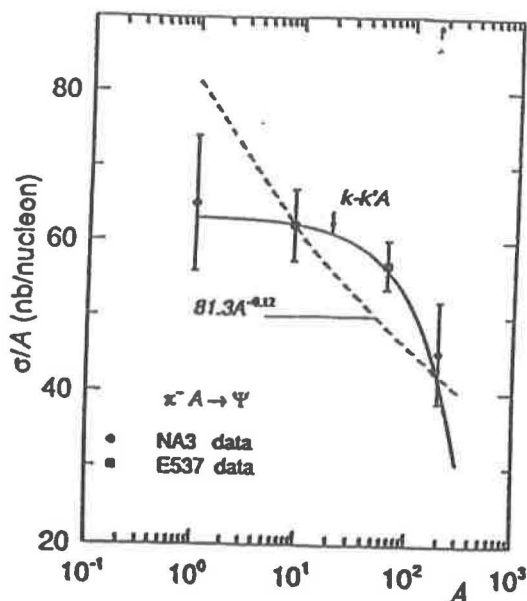


Figure (II.7) : comparaison des expériences NA3 et E 537 [KAT88] pour la réaction $\pi^- - A \rightarrow J/\psi$ avec de lissage du type (II.12).

Notons que cette comparaison de deux expériences peut comporter des difficultés liées aux normalisations absolues. De plus, l'extension des résultats obtenus avec des pions à ceux que donneraient des protons n'est pas évidente.

II.2.b – Interprétations physiques.

Dans la présentation des paramétrisations effectives (II.10) à (II.12), nous avons donné quelques interprétations physiques. En fait, ce qui se passe est beaucoup plus compliqué et il n'existe encore aucun traitement théorique complet rendant compte de tous les phénomènes.

Avant de dresser un bilan succinct des principaux travaux publiés, voici un aperçu des principales questions ou difficultés :

- 1) Les résonances sont elles entièrement formées avant de quitter le noyau ?
- 2) Les collisions centrales ou périphériques (qu'il ne faut pas assimiler à des processus respectivement durs et doux) induisent elles les mêmes processus ?
- 3) Les effets d'écran ou d'absorption relèvent-ils des nucléons, dans leur environnement nucléaire, et/ou impliquent-ils les partons (avec leurs distributions dans les nucléons et le noyau) ?
- 4) Comment séparer les interactions dans l'état initial, dans l'état final ou dans toute la durée de la collision (rôle des copartenaires et des spectateurs) ?

II.2.b.1 – Temps de formation.

L'idée d'utiliser les collisions proton-noyau à haute énergie, pour accéder au développement spatio-temporel de l'interaction forte dans la matière nucléaire, n'est pas nouvelle [BIA78], mais revient à la mode [FRE87, SAM90].

Il est bien connu que les résonances produites de façon diffractive sur un noyau n'ont pas le temps d'être formées entièrement avant de quitter la cible : cette matière hadronique peut interagir à l'intérieur du noyau [VAN72, VAZ80].

Pour les collisions dures, c'est encore plus complexe. Le temps de production est en $1/M$ avec :

- $M = M_{\mu\mu}$, dans le cas d'annihilation en γ^* (§II.1.a),
- $M = 2M_q$, dans le cas de mésons (§II.1.b), M_q représentant la masse des constituants.

Pour les masses élevées (au voisinage du J/ψ par exemple), le temps de formation est très court, et l'on distingue deux cas :

- La paire $\mu^+\mu^-$ issue du photon virtuel quitte la cible sans subir de perturbation. Le nucléon cible s'est comporté comme une cible indépendante, d'où la formation incohérente signalée dans le § II.2.a. ($\alpha = 1$).
- La paire $c\bar{c}$ a une très faible extension spatiale, et les deux quarks doivent s'éloigner suffisamment l'un de l'autre pour atteindre la dimension du J/ψ . La résonance n'est donc pas entièrement créée sur le nucléon, mais dans le champ de nucléons voisins. Une certaine cohérence se manifeste donc dans le mécanisme de formation de la résonance, cohérence d'autant plus faible que la résonance est plus lourde et qui peut, selon les conditions cinématiques, défavoriser ($\alpha < 1$) ou favoriser ($\alpha > 1$) la production.

Bien entendu, ces considérations spatio-temporelles n'expliquent pas tout, et dans ce qui suit, nous allons décrire d'autres aspects des mécanismes.

II.2.b.2 – Collisions centrales ou périphériques.

Différencier ces deux possibilités paraît, a priori, plus utile dans les collisions d'ions que dans celles des hadrons sur un noyau. Cependant, dans certains modèles, le noyau a une peau "périphérique" dont l'épaisseur est une fonction décroissante avec x_F [MIE87]. Ceci va dans le sens de réactions périphériques associées à des particules produites très énergétiques vers l'avant. L'idée de la composante diffractive du § (II.2.a) est donc sous-jacente.

II.2.b.3 – Divers effets d'écran.

L'image la plus simple de la production dans les collisions $p - A$ est celle d'une superposition de collisions $p - N$ (Nucléons), avec des diffusions multiples avant et/ou après la production. Les processus élémentaires de production sont ceux présentés dans le § (II.1).

- 1) Effet d'écran dans l'état final :

Ces effets n'existent pas pour les dimuons issus de photons virtuels. Pour les résonances, il s'agit à la fois de processus de diffusion multiple et d'absorption, avec l'ambiguïté sur l'état qui diffuse : un méson entièrement formé ou une paire de quarks.

De plus, l'observation expérimentale de l'état final dimuons ne permet pas de séparer facilement ce qui relève respectivement, des mécanismes de production (état initial) et d'absorption (état final); la production pouvant, en plus, être due à des collisions secondaires. Il est admis que les mésons ρ , ω ne sont pas sensiblement affectés par l'absorption dans l'état final [KOC90] (ou encore que les mécanismes de production secondaire compensent ceux de l'absorption), alors que l'absorption serait beaucoup plus forte pour les mésons ϕ et ψ , ce qui est confirmé par les expériences de photoproduction (car il n'y a pas de diffusion multiple dans l'état initial), la section efficace d'absorption $\phi - N$ étant trois fois plus forte que celle de $\psi - N$ [KOC90].

Nous ne revenons pas ici sur la composante diffractive liée à des saveurs lourdes du projectile [VOG91].

2) Effet d'écran dans l'état initial:

Ces mécanismes peuvent avoir différentes origines.

a) Fonctions de structure.

Les processus élémentaires considèrent (§ II.1) les quarks ou les gluons.

L'effet EMC rend compte d'une modification des fonctions de structure des quarks, due à l'environnement nucléaire [WIN88] : renforcement des quarks de la mer à petit x (fraction de l'impulsion), et des quarks de valence à plus grand x . Les diverses productions par fusion ou annihilation de quarks légers devraient être affectées (production de γ^* , mésons légers).

Un mécanisme équivalent est envisagé pour les gluons, en vertu des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion. Une modification des densités de quarks doit entraîner une modification des densités de gluons [GAV89]. Ces effets seraient donc dominants dans la région des x intermédiaires ($0.1 < x < 0.25$), ce qui affecterait surtout la production des ψ et ψ' .

Indépendamment des effets précédents, la production de J/ψ par fusion de trois gluons (processus (II.8)) aurait pour conséquence de favoriser les bas x_F et grand P_T [CLA85, BAR90].

b) Copartenaires.

Des secondaires formés très peu de temps après la collision (par des mécanismes plutôt doux) ou des spectateurs, ayant une faible vitesse relative par rapport à la paire $q - \bar{q}$ devant engendrer le méson, peuvent interagir avec cette paire $q\bar{q}$ [BRO88, VOG91]. Les copartenaires ("comovers") interviendraient surtout à grand x_F .

c) Diffusion multiple.

Il existe encore bien des façons de traduire les processus de diffusions multiples et de production, par exemple :

- le modèle de Lund [AND87] et le "Dual Parton Model" [CAP88] considèrent de façon différente les échanges de cordes entre constituants des hadrons en collision.

- la diffusion multiple des gluons et des quarks sur les nucléons avant la production, affecte différemment les processus γ^* et mésons vecteurs [HUF88].

II.3 – Bilan expérimental.

Il existe très peu de données à haute énergie sur la production de dimuons lors de collisions p -noyau. Les expériences ont été réalisées à différentes énergies et les dispositifs expérimentaux couvrent des domaines cinématiques très variés. La comparaison des sections efficaces n'est possible qu'en faisant des hypothèses sur les lois sources, et là encore, tout n'est pas clair. Par contre, le paramètre α de la forme effective (II.10) offre l'avantage de varier très peu avec l'impulsion du projectile. Son évolution avec x_F n'est sensible que dans un domaine assez étendu, c'est moins vrai en ce qui concerne P_T .

Le tableau (II.3) rassemble les principaux résultats concernant le paramètre α pour les résonances $\rho - \omega$, ϕ , J/ψ , ψ' , ainsi que le continuum, avec une indication sur le faisceau, les cibles utilisées et le domaine cinématique.

Nous constatons qu'il y a très peu de mesures sur les mésons $\rho - \omega$, et rien pour le ψ' . Seule l'expérience la plus récente E 772 de Fermilab [ALD91] est relative à des impulsions transverses supérieures à 2 GeV/c. La comparaison $\phi/\rho - \omega$ semble montrer que le ϕ est moins absorbé que les $\rho - \omega$, ce qui ne correspond pas tout à fait aux prévisions théoriques à moins de faire référence à une formation plus incomplète des $\rho - \omega$ que du ϕ .

Pour le J/ψ , la référence de base fut longtemps l'expérience NA3 du CERN [BAD83] avec deux noyaux seulement. Elle a suscité de nombreuses interprétations théoriques, en particulier la séparation en deux composantes de la paramétrisation (II.11). La valeur de α_ψ est assez élevée ($\alpha_\psi = 0.94 \pm 0.03$) et l'on parle d'une suppression faible par absorption nucléaire.

D'autres expériences donnent une valeur plus petite, confirmée par l'expérience la plus récente de Fermilab E 772, avec cinq noyaux ($\alpha_\psi = 0.92 \pm 0.008$), où l'erreur mentionnée est la composante systématique uniquement de l'erreur totale (qui n'a pas été donnée).

En fonction de x_F , α_ψ décroît effectivement, mais l'augmentation avec P_T n'est pas très nette.

Avant la publication de cette expérience, on attendait théoriquement $\alpha_{\psi'} < \alpha_\psi$. L'expérience E 772 annonce un comportement analogue du J/ψ et du ψ' , ce qu'expliquent maintenant certains travaux théoriques [VOG91].

Pour le continuum, il existe surtout des résultats pour les masses très élevées ($M > 3 \text{ GeV}/c^2$). Tous les résultats sont compatibles avec $\alpha_c = 1$, mais les incertitudes sont grandes, une seule expérience [CAS89] donne, dans l'intervalle de masse du J/ψ (2,7 - 3,5 GeV/c²), un résultat légèrement inférieur, mais toujours compatible avec l'unité.

La référence E 772 [ALD90] ne donne pas α_c , mais a néanmoins étudié le continuum toujours au-dessus de 4 GeV/c². Il ne manifeste pas d'évolution marquée dans le rapport des productions sur divers noyaux par rapport à l'hydrogène.

Etat $\mu\mu$		Faisceau	cibles	α	x_F	P_T (GeV/c)	Référence
$\rho - \omega$		P 300 GeV/c	C, Sn	0.89 ± 0.01	0,15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.65$	BRA77
		P 300 GeV/c	Be, Al, Cu, Pb	0.62 ± 0.01	$x_F > 0.24$	0. - 1.5	BIN 76
ϕ		P 30-70 GeV/c	C, Al, Cu	0.81 ± 0.06	$x_F > 0$ $\langle x_F \rangle = 0.85$	$\langle P_T \rangle \approx 0.35$	ALD90
		P 120 GeV/c	Be, Ta	0.86 ± 0.02	0. - 0.3	$P_T < 1$	BAI 84
		P 100 GeV/c	Be, He	0.96 ± 0.04	0.075 - 0.225	0. - 1.	DAU83
		P 300 GeV/c	C, Sn	0.76 ± 0.02	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.7$	BRA77
ψ		P 800 GeV/c	d, C, Ca, Fe, W	0.92 ± 0.008	0.15 - 0.65	0. - 2.5	ALD91
		P 450 GeV/c	C, Cu, W	0.95 ± 0.03	- 0.2 - 0.2	0. - 0.25	CAS 89
		P 200 GeV/c	H, Pt	0.94 ± 0.03	$x_F > 0$	0. - 4.	BAD83
		P 225 GeV/c	C, Cu, W	≈ 0.97	$x_F > 0$	$\langle P_T \rangle \approx 1.1$	AND79
		P 225 GeV/c	C, Sn	0.91 ± 0.05	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 1.1$	BRA77
		P 300 GeV/c	Be, Al, Cu, Pb	0.93 ± 0.04	$x_F > 0.24$	0. - 1.5	BIN76
ψ'							
C O N T I N U E M	2.7 < M < 3.5 GeV/c ²	P 450 GeV/c	C, Cu, W	0.99 ± 0.04	- 0.2 - 0.2	0. - 0.25	CAS 89
	4 < M < 9 GeV/c ²	$\bar{P}$ 125 GeV/c	W	1.00 ± 0.02	$x_F > 0$		ANA85
	5 < M < 11 GeV/c ²	P 400 GeV/c	Pb, Be, Cu	1.007 ± 0.033	0. - 0.6	0. - 4.6	ITO81
	4 < M < 8.5 GeV/c ²	P 200 GeV/c	Pt, H	1.03 ± 0.03	0.2 - 0.8		BAD79
	3 < M < 6.5 GeV/c ²	P 225 GeV/c	C, Cu, W	1.12 ± 0.05	$x_F > 0$	$\langle P_T \rangle \approx 0.91 \pm 0.25$	AND79
	1.1 < M < 1.5 GeV/c ²	P 300 GeV/c	C, Sn	0.80 ± 0.025	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.8$	BRA77
	1.5 < M < 1.9 GeV/c ²	P 300 GeV/c	C, Sn	0.84 ± 0.05	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.8$	BRA77
	1.9 < M < 2.3 GeV/c ²	P 300 GeV/c	C, Sn	0.78 ± 0.10	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.8$	BRA77
	2.3 < M < 2.7 GeV/c ²	P 300 GeV/c	C, Sn	0.92 ± 0.07	0.15 - 0.65	$\langle P_T \rangle \approx 0.8$	BRA77
U M	1.1 < M < 1.4 GeV/c ²	P 300 GeV/c	Be, Al, Cu, Pb	0.85 ± 0.05	$x_F > 0.24$	0. - 1.5	BIN76
	1.4 < M < 2.6 GeV/c ²	P 300 GeV/c	Be, Al, Cu, Pb	0.85 ± 0.04	$x_F > 0.24$	0. - 1.5	BIN76

Tableau (II.3) : Principaux résultats sur la dépendance en α de la paramétrisation effective (II.10).

Nous avons la possibilité de compléter le Tableau (II.3) selon toutes ses rubriques. Notre programme d'analyse sera le suivant :

- Mesurer α pour tous les mésons vecteurs et le continuum ; comparer, en particulier, les comportements des J/ψ et ψ' , entre eux et vis à vis du continuum, et évaluer les effets d'absorption et de cohérence.
- Comparer les formes effectives (II.10) et (II.12).
- Déterminer les sections efficaces.

Chapitre III

▽△▽△▽

Le dispositif expérimental

III.1 – Introduction.

L'appareillage utilisé par l'expérience NA38 a été conçu et optimisé en vue de l'étude des paires de muons dans le domaine des basses masses (depuis le seuil jusqu'à $5 \text{ GeV}/c^2$) en corrélation avec la densité d'énergie déposée, dans le cas de l'étude de collisions ions ^{16}O ou ^{32}S – noyau.

La production de paires de muons étant un phénomène relativement rare, une telle étude exige une haute luminosité et une bonne résolution en masse pour bien séparer les différentes résonances (ρ , ω , ϕ , J/ψ et ψ') du continuum. Pour minimiser les problèmes dus à la reconstruction des traces, le dispositif doit être très sélectif.

Le dispositif expérimental est installé dans la zone NAHIF (North Area High Intensity Facility) du CERN destinée aux faisceaux de très hautes intensités. Pour ce travail nous avons utilisé un faisceau de protons direct d'environ 10^8 protons par cycle (déversement de 2.4 secondes toutes les 14.4 secondes).

Pour l'étude de l'interaction de protons de $450 \text{ GeV}/c$ avec différents noyaux, le dispositif se réduit essentiellement au spectromètre à muons de l'ancienne expérience NA10 [AND84] et aux détecteurs de faisceau.

Nous nous contentons ici de rappeler les caractéristiques essentielles du spectromètre décrit par ailleurs avec plus de détails [AND84, BAG89]. Nous décrivons ensuite le système de cibles utilisé dans cette expérience, les divers détecteurs de faisceau et leur utilité. Le dernier paragraphe est relatif au système de déclenchement et à l'acquisition.

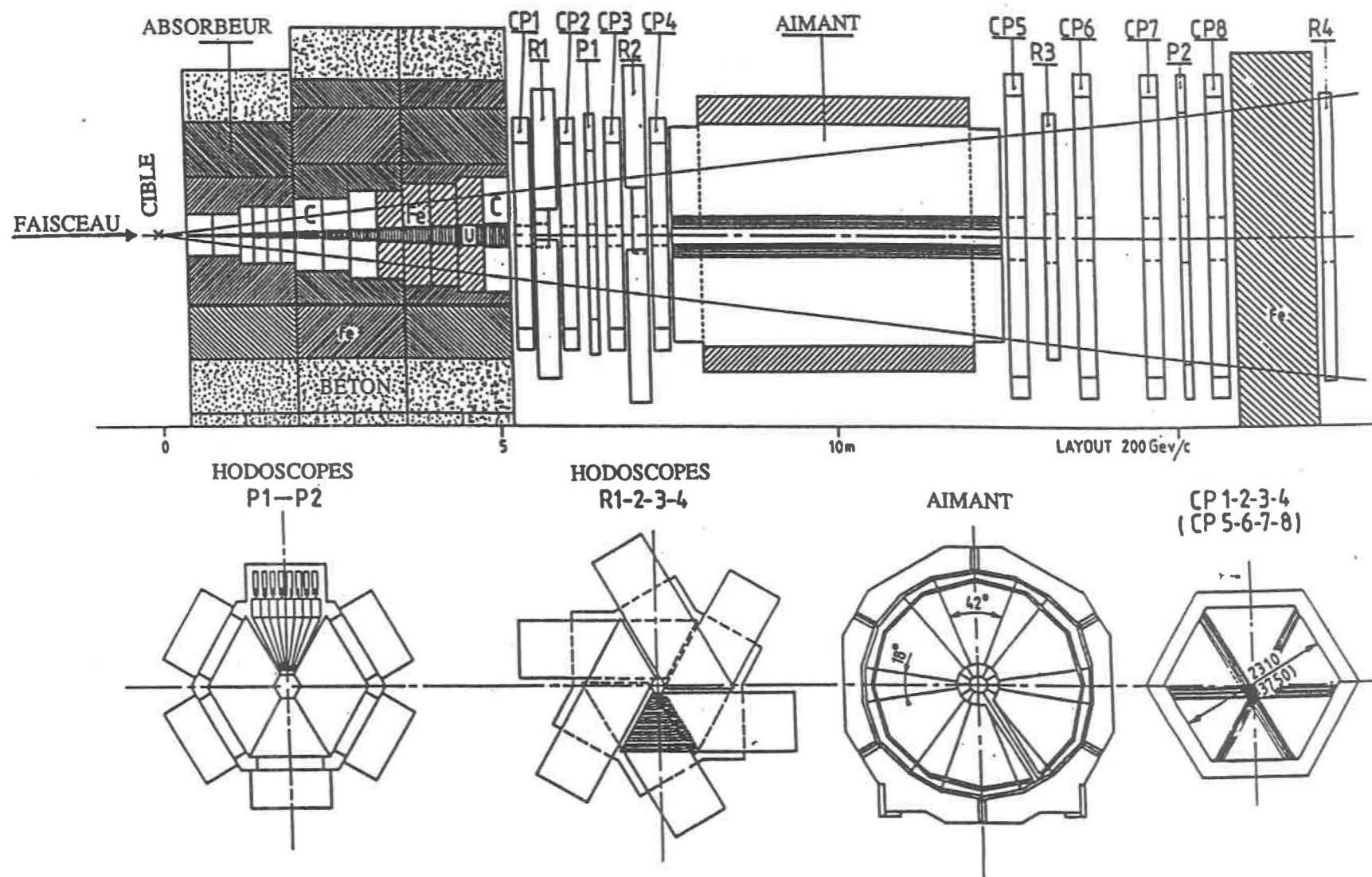


Figure (III.1): Le spectromètre à muons.

III.2 – Le spectromètre à muons.

De symétrie hexagonale, le spectromètre est composé d'un aimant à champ magnétique toroïdal situé entre deux ensembles de chambres à fils CP1 – CP4 et CP5 – CP8 et entre deux paires de plans de scintillateurs R1, R2 et R3, R4 (Figure III.1). Entre cet ensemble et la cible se trouve un absorbeur de hadrons. Un mur de fer juste avant la fin du dispositif renforce la signature des muons.

III.2.a – L'aimant.

Le champ magnétique toroïdal, ayant pour axe la ligne de faisceau, produit une déflexion des trajectoires des particules. Il est créé par six bobines soutenues par des secteurs en fer occupant chacun un angle azimutal de 18° (Figure III.2). L'aimant produit dans l'air un champ magnétique de direction azimutale dont l'intensité diminue, au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe, selon la formule:

$$\vec{B}(r) = \frac{b_0}{r} \vec{e}_\varphi \quad (III.1)$$

b_0 est une constante qui dépend de l'intensité d'alimentation ($b_0 = 0.55$ Tesla.m pour un courant de 10000 A),

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

$\vec{e}_\varphi$ vecteur unitaire azimutal.

Les muons issus d'une cible restent théoriquement dans un plan d'azimut constant contenant l'axe du faisceau. La déflexion est inversement proportionnelle à l'impulsion transverse de la particule. La détermination en ligne de cette impulsion pour chaque muon permet de déterminer en première approximation la masse M de la paire de muons.

L'aimant est alimenté par un courant pulsé de valeur maximale 10000 A qui traverse les bobines pendant 3 secondes, temps qui recouvre la durée du déversement (2.4 secondes). Les dimensions de l'aimant (4.8 m de long et 2 m de rayon) déterminent l'acceptance angulaire du spectromètre, comprise entre 32 et 120 mrd.

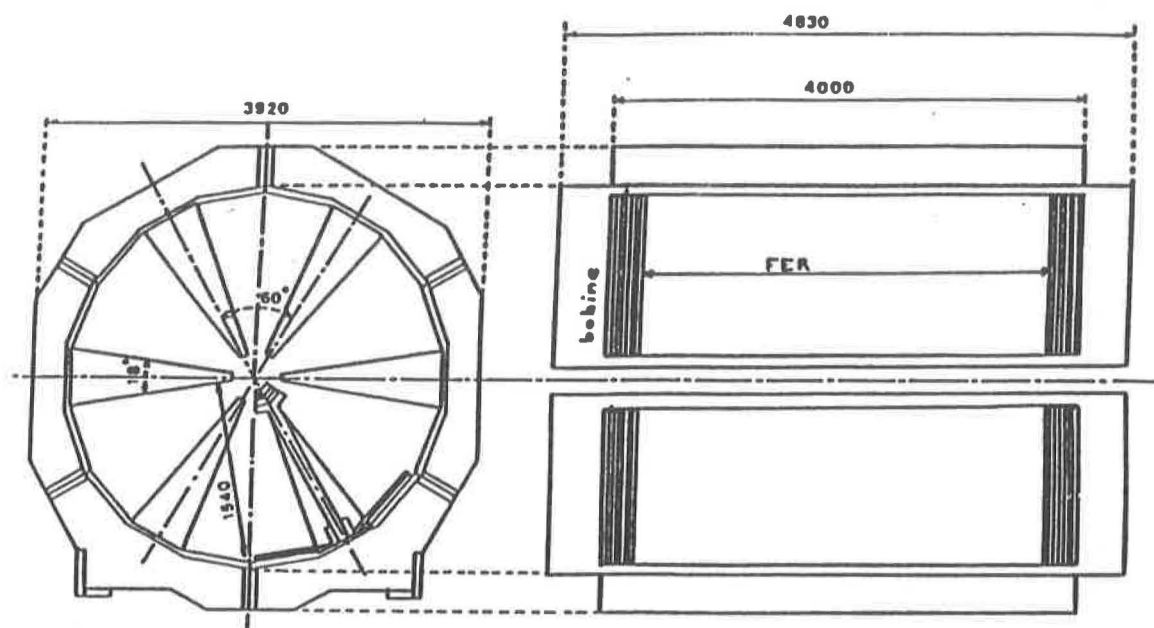


Figure III.2 : Vues de face et de côté de l'aimant à champ toroïdal.

III.2.b – Les chambres à fils.

La détermination des traces s'effectue à l'aide de deux ensembles de quatre chambres proportionnelles multifils appelées CP1–CP8. Ces huit chambres hexagonales sont formées chacune de trois plans parallèles de fils identiques tournés de 60° les uns par rapport aux autres et définissant chacun une projection U, V, W (Figure III.3).

Chaque plan de fils correspond à une unité indépendante à l'intérieur de la chambre. Une unité est formée de deux plans de graphite portés à un potentiel voisin de -2800 Volts (les cathodes) et un plan de fils qui représente l'anode. Afin d'éviter la polymérisation du mélange de gaz par irradiation qui affecterait l'efficacité des chambres, la tension est remontée à -2400 Volts entre deux "bursts" du faisceau.

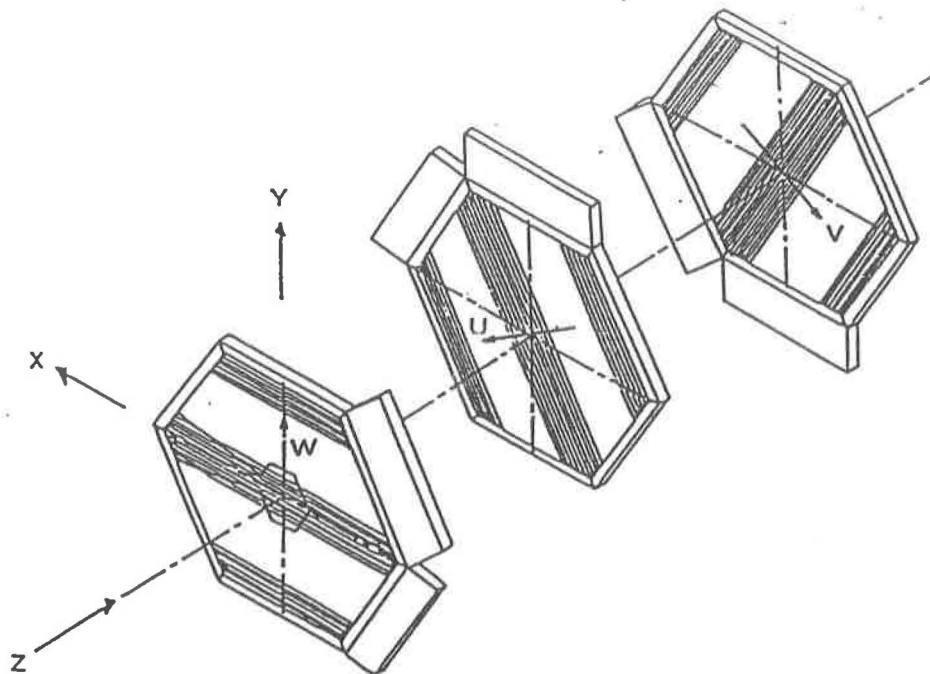


Figure III.3 : Disposition des trois plans de fils pour chaque chambre.

Chaque ensemble de chambres ($CP_1 - CP_4$ et $CP_5 - CP_8$) assure une précision voisine du dixième de milliradian sur la direction des traces.

III.2.c – Les hodoscopes.

Le déclenchement est assuré par les hodoscopes R_1, R_2 placés devant l'aimant et R_3, R_4 placés après celui-ci. Chaque hodoscope est divisé en six sextants de 32 lattes de scintillateurs (sauf R_3 qui en a 24) placées perpendiculairement à l'axe de symétrie du sextant (Figure III.4).

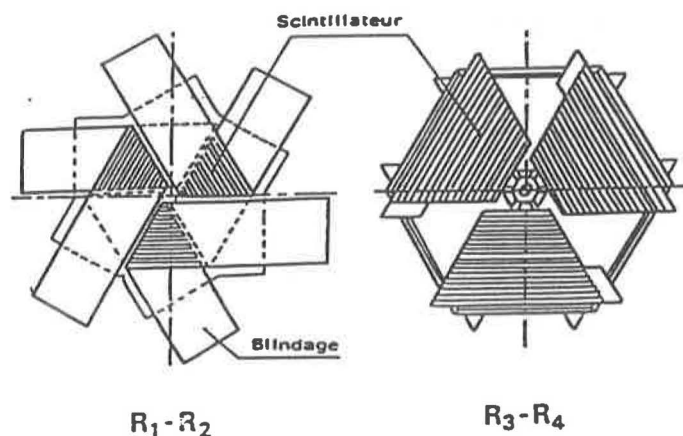


Figure III.4 : Les hodoscopes R.

Les largeurs des lattes de R_1 et R_2 sont conçues de telle façon que, vue depuis la cible (et pour chaque sextant), la $n^{ième}$ latte de R_2 soit l'homothétique de la $n^{ième}$ de R_1 (Figure III.5).

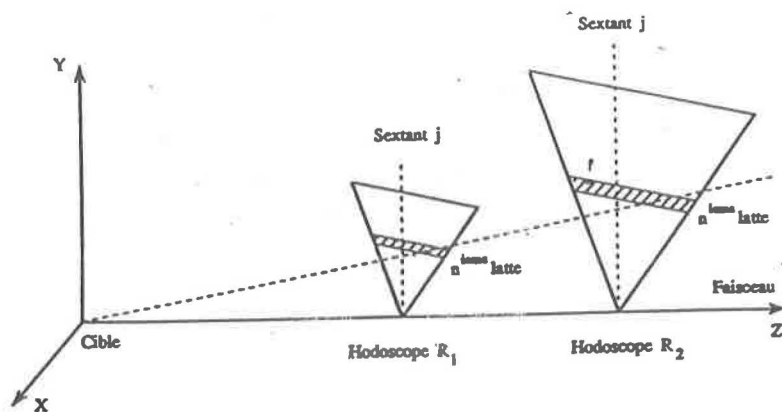


Figure III.5 : Disposition des lattes des hodoscopes R_1 et R_2

L'ensemble des quatre hodoscopes permet l'estimation en ligne de l'angle de déflexion de l'aimant et une logique électronique permet le calcul de l'impulsion transverse du muon individuel, ceci étant nécessaire pour le déclenchement.

Remarque : Deux hodoscopes supplémentaires P_1 et P_2 (voir figure III.1) sont placés de part et d'autre de l'aimant (P_1 est placé entre R_1 et R_2 , P_2 est placé entre R_3 et R_4). Ils sont divisés en 6 sextants de 8 bandes trapézoïdales perpendiculaires à celles de R_1 et R_2 . Leur rôle est de permettre l'évaluation de l'efficacité de déclenchement. Cette efficacité est estimée à 0.94 ± 0.06 à partir des runs avec un déclenchement sur une coïncidence $P_1 * P_2$ [STA89].

III.2.d – L'absorbeur.

Il est constitué essentiellement de trois parties (Figure III.6).

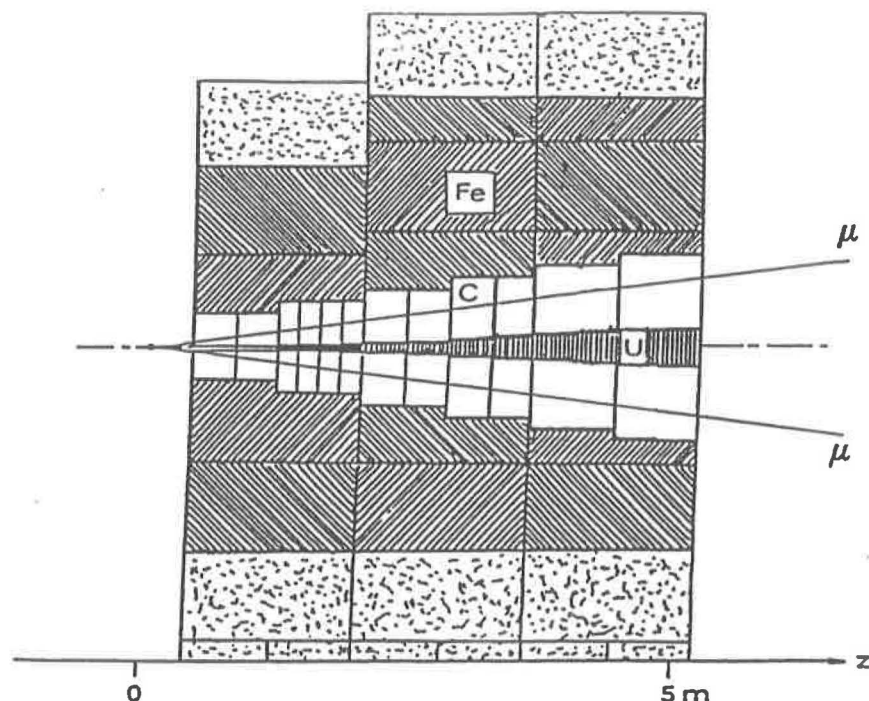


Figure III.6 : L'absorbeur de hadrons.

- La partie centrale, composée d'un noyau conique très dense en tungstène et uranium de 4 m de longueur, absorbe le faisceau résiduel (La partie de faisceau qui n'a pas interagi avec la cible). Le début de cet absorbeur est placé à 1.65 m de la cible afin d'éviter la production de dimuons parasites qui seraient acceptés par l'appareillage.
- Une partie cylindrique en carbone entoure le noyau central sur 4,80 m et couvre toute l'acceptance angulaire du spectromètre. Elle assure le filtrage des muons en absorbant les particules autres que les muons, issues de la cible ou du halo. Des blocs de fer et de béton entourent ce carbone pour des raisons de protection.
- Un absorbeur supplémentaire en carbone est placé entre la cible et l'absorbeur principal appelé "DUMP" afin de réduire le bruit de fond dû aux désintégrations de pions et de kaons dans l'air.

Cela porte le nombre de longueurs d'interaction de l'ensemble à 11, tout en conservant une résolution en masse assez bonne ($85 \text{ MeV}/c^2$ pour le J/ψ avec une cible de cuivre de 10.1 cm de longueur).

De plus un mur de fer de 1.60 m de long, placé devant l'hodoscope R_4 pour éliminer les hadrons ayant franchi l'absorbeur principal, renforce la signature des muons reconnus dans R_4 .

III.3 – La cible.

Pour cette étude, nous avons utilisé un jeu de six cibles de longueur ou de nature différentes. Leurs longueurs sont choisies pour avoir une probabilité d'interaction voisine pour chaque cible, deux cibles de petites dimensions (2 cm de Cuivre et 1.5 cm de Tungstène) ont été utilisées pour étudier les réinteractions. Le tableau (III.1) donne la longueur, la longueur d'interaction, la densité et le rapport longueur sur longueur d'interaction pour chaque cible. Toutes les cibles ont un rayon de 9 mm afin de contenir la totalité du faisceau.

Cible (longueur)	C(30 cm)	Al(20 cm)	Cu(2 cm)	Cu(10.1 cm)	W(1.5 cm)	W(5.6 cm)
Longueur d'interaction λ' (g/cm ²)	81.01	102.28	130.90	130.90	174.78	177.76
densité ρ (g/cm ³)	1.88	2.70	8.96	8.96	17.80	19.1
λ (cm)	43.09	37.88	14.61	14.61	9.819	9.306
$\frac{L}{\lambda}$	0.696	0.528	0.137	0.691	0.153	0.602

Tableau III.1 : Le rapport $\frac{L}{\lambda}$ (longueur de la cible à la longueur d'interaction) est voisin pour les trois cibles principales (C 30 cm, Cu 10.1 cm, W 5.6 cm).

Dans le paragraphe (V.2), on trouvera les détails de calcul de λ' et l'erreur sur ce facteur.

III.4 – Les détecteurs de faisceau.

III.4.a – Généralités.

Lorsque le faisceau de protons pénètre dans le dispositif expérimental NA38, il rencontre successivement : l'hodoscope faisceau (BH pour Beam Hodoscope), une chambre d'ionisation à argon appelée "Argonium", deux chambres proportionnelles dites "chambres CERN" et deux chambres à fils placées juste avant la cible appelées "chambres GANIL". Trois télescopes placés à 90° au niveau de la cible permettent un monitoring qui dépend du faisceau et de la cible.

III.4.b – Le BH (hodoscope faisceau).

Il est situé à 33 mètres en amont de la cible. A cette distance, le faisceau est éclaté et présente une section d'environ $1 \times 2 \text{ cm}^2$. Afin de réduire l'inefficacité géométrique de l'ensemble, le BH est composé de deux plans, BH₁ et BH₂ respectivement formés de 16 et 14 compteurs, et légèrement décalés l'un par rapport à l'autre (l'efficacité géométrique moyenne du BH est de l'ordre de 99%). Cet ensemble permet de compter les particules incidentes (voir [SIN88]).

III.4.c – L'argonium.

C'est une chambre à ionisation utilisée pour mesurer l'intensité du faisceau; elle présente, en principe, une grande fiabilité sur une plage allant de 10^6 à 10^{11} particules par burst.

III.4.d – Les chambres CERN.

Ce sont deux chambres proportionnelles dont les fils sont perpendiculaires et pour chaque chambre distants de 1 mm. Elles permettent le comptage du faisceau et donnent un profil approché de celui-ci.

III.4.e – Les chambres "GANIL".

Ce sont deux ensembles de chambres placés juste avant la cible; elles assurent le contrôle des profils, horizontal et vertical, du faisceau. Chaque ensemble est composé de deux chambres dont les plans de fils au pas de 0.5 mm sont décalés géométriquement de 0.25 mm, ce qui assure un pas équivalent de 0.25 mm.

III.4.f – Les télescopes.

Trois télescopes H_J, H_V, H_S appelés respectivement hodoscope "Jura", hodoscope "Vertical", et hodoscope "Salève", sont placés au niveau de la cible. L'axe de chaque télescope est perpendiculaire à la trajectoire du faisceau. Chacun d'eux comporte trois compteurs à scintillations, entourés d'une couche de paraffine et de fer, afin de les protéger des neutrons provenant de la cible.

L'avantage de ces télescopes est leur faible taux de comptage, ce qui garantit un fonctionnement sans saturation.

Nous disposons ainsi de différents moniteurs qui dépendent du faisceau seul (cas de l'argonium ou de l'hodoscope faisceau BH) ou du faisceau et de la cible (cas des télescopes à 90°, H_J, H_S et H_V).

III.5 – Logique de déclenchement

III.5.a – Premier niveau.

Le système de déclenchement est réalisé à partir des informations provenant des hodoscopes R_1 à R_4 .

Une première coïncidence, entre une latte S_1^i de l'hodoscope R_1 et la latte correspondante S_2^i de l'hodoscope R_2 , permet de sélectionner les traces qui pointent vers la cible (Figure III.5). Cette coïncidence est appelée "coïncidence V" ou "coïncidence $R_1 * R_2$ ". Cette "demi-trace" extrapolée au plan médian de l'aimant doit en principe se raccorder à une autre "demi-trace" reconnue par les hodoscopes R_3 et R_4 . Dans ce cas, on dit que l'on a une coïncidence $V * R_3 * R_4$.

A partir des informations données par les compteurs R_1 , R_2 , R_3 et R_4 , on peut obtenir en ligne la valeur de l'angle de déflexion du muon dans l'aimant, permettant d'estimer l'impulsion transverse P_T de chaque muon. On montre en effet que P_T est inversement proportionnelle à cet angle (voir Annexe A.III.1) et que pour une particule de masse M se désintégrant en deux autres particules d'impulsions transverses respectives P_{T1} et P_{T2} , on a approximativement :

$$M \simeq P_{T1} + P_{T2} \quad (III.2)$$

Ces considérations sont gérées par une logique intersextant appelée "Boîte Magique".

Le principe de la logique de déclenchement de premier niveau est le suivant (Figure III.7). Ayant une coïncidence V, on combine cette information (issue d'un circuit moyenneur de temps pour éviter les fluctuations en temps du déclenchement, dues, par exemple, au fait que le muon ne touche pas toujours le scintillateur au même endroit), avec la réponse des hodoscopes R_3 et R_4 , dans une matrice qui calcule l'impulsion transverse "en-ligne". Seules les combinaisons de R_3 et R_4 qui pointent vers l'extrapolation de la trace "avant" dans le plan médian de l'aimant sont autorisées. On réalise ainsi la première coïncidence $V R_3 R_4$. En demandant une deuxième coïncidence du même type, on déclenche sur les événements avec au moins deux muons. Le fait d'exiger que la deuxième coïncidence concerne un sextant différent favorise le déclenchement sur les événements de hautes masses, et explique en partie la faible "acceptance" pour les basses masses.

III.5.b – Second niveau (acquisition).

L'autorisation d'acquisition est donnée par un microprocesseur CAB (deuxième niveau de déclenchement). Ce dernier vérifie un certain nombre de critères (nombre de mots dans les chambres à fils, ou dans les hodoscopes ...), effectue les coupures "en-ligne" et autorise éventuellement le transfert des informations depuis le RMH (Random Memory Hybrid) vers l'ordinateur NORD 100/500, pour les enregistrer sur bandes magnétiques appelées "Raw Data Tape" (RDT).

Le NORD 100/500 a une mémoire de 2 Mbytes et un disque pouvant contenir jusqu'à 75 Mbytes, permettant le traitement en ligne des événements acceptés.

Lors de d'acquisition, le NORD enregistre les informations dans une mémoire tampon de 364 Kbytes. L'acquisition est interrompue quand la mémoire tampon est remplie ou quand la commande de fin de "burst" est reçue. En fin de "burst", on lit grâce au système CAMAC, d'autres informations concernant le "burst" telles que, par exemple, les échelles de comptage, la valeur de courant de l'aimant, etc. D'autres tâches de vérification sont effectuées périodiquement entre les "bursts" (contrôle des hautes tensions). En plus de ces tâches de contrôle, l'ordinateur décode le contenu de chaque "burst", écrit les informations sur bande magnétique et remplit les histogrammes et les tables nécessaires pour le contrôle "en-ligne" de l'expérience.

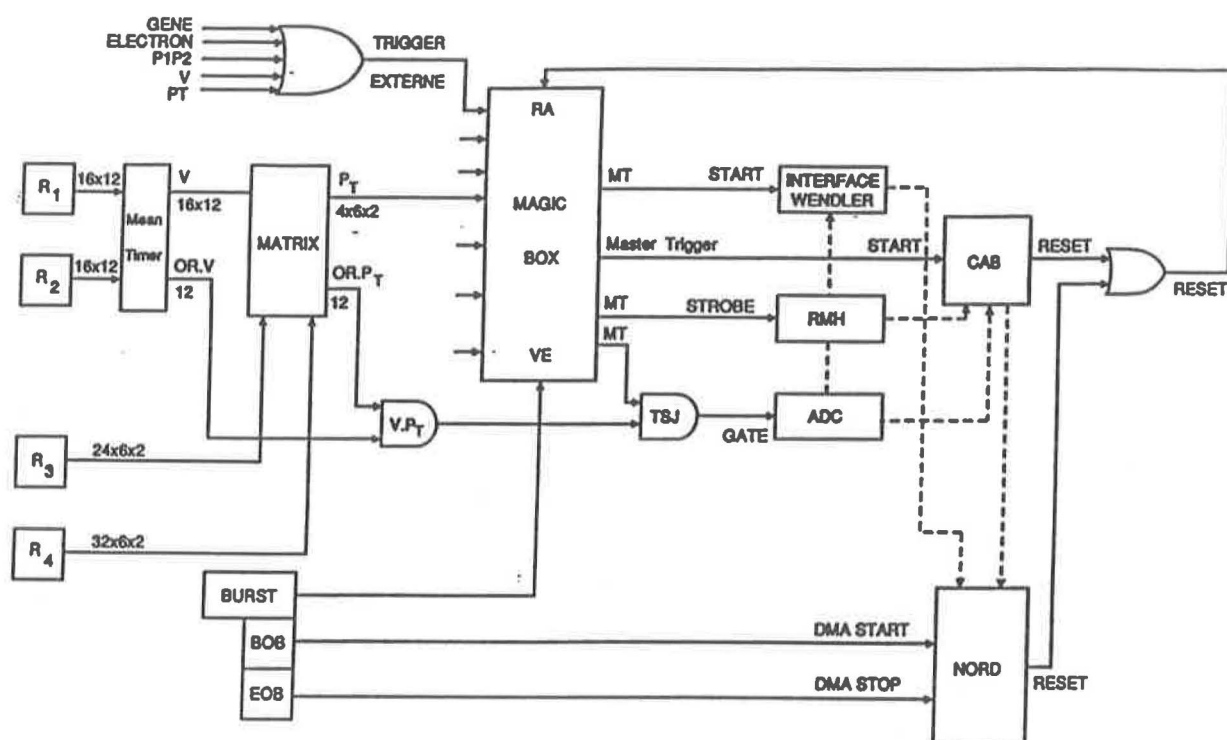


Figure III.7 : Logique du déclenchement.

TSJ: Trigger Sans Jitter,
ADC: Analogic Digital Converter,
RMH: Random Memory Hybrid.

Remarque : Pour plus de détails sur l'acquisition et le déclenchement, voir les références [ALI88, STA89, BAL90].

Chapitre IV

▽△▽△▽

Reconstruction et sélection des événements

IV.1 – Traitement général des bandes magnétiques.

Le passage des données brutes aux données physiques est réalisé en plusieurs étapes aboutissant au stockage des informations sur des bandes magnétiques. La première étape qui consiste à l'enregistrement des données brutes sur bandes magnétiques "RDT" est assurée par le programme d'acquisition. L'exploitation de ces données est effectuée par le programme d'analyse général, appelé DIMUREC, qui effectue successivement les tâches suivantes :

- Création de bandes SPLIT : traitement préliminaire.
- Création de bandes "physiques" DST.
- Création de bandes compactées "micro DST".

IV.1.a – Etape RDT.

Les événements sélectionnés lors de la prise des données (voir §III.5) ont été enregistrés sur les bandes RDT ("Raw Data Tape"). Ces bandes contiennent aussi les caractéristiques générales de la configuration expérimentale pour une période d'enregistrement (ou "Run").

IV.1.b – Etape SPLIT.

Le programme DIMUREC lit ces données brutes et effectue une sélection préliminaire des événements, ne retenant que ceux qui ne présentent pas d'anomalie apparente, puis calcule les coordonnées des impacts enregistrés dans chaque télescope. Ces données nettoyées et les informations concernant les coordonnées des impacts dans le repère de référence sont écrites sur les bandes "SPLIT".

IV.1.c – Etape DST.

Le programme DIMUREC reprend les informations des bandes SPLIT pour extraire les variables physiques (Masse, x_F , P_t , ...) et rejette éventuellement les événements qui ne satisfont pas à des coupures spéciales. Les résultats sont transcrits sur les bandes DST ("Data Summary Tape").

IV.1.d – Etape micro DST.

Les données physiques des DST sont compactées et transférées sur quelques bandes appelées micro DST (ou μ DST). Ces bandes peuvent contenir un très grand nombre de "runs". Le format de ce type de bandes nous permet un accès rapide aux informations utiles.

Un programme appelé "LIMIC" permet la lecture de la μ DST et l'analyse physique.

IV.2 – Reconstruction des événements.

IV.2.a – Sélection préalable.

Avant de commencer la procédure de reconstruction proprement dite, nous éliminons les événements présentant des anomalies apparentes.

Par expérience [STA89] nous savons qu'un événement "trop long" (occupant plus de 2048 mots) a une forte probabilité d'être un mauvais événement (bruit de fond). Il en est de même pour ceux comptabilisant un grand nombre d'impacts sur les hodoscopes de scintillateurs.

Ces coupures, pratiquées dès le départ, sont très avantageuses du point de vue temps de calcul et éliminent en général moins de 1% des événements (et un peu moins de 2% à très haute intensité).

La connaissance de la trace d'un muon commence par la reconstruction du déclenchement, suivie de celle des demi-traces, et enfin la détermination du vertex.

IV.2.b – Reconstruction du déclenchement.

En effectuant cette tâche dès le début, le programme reconnaît tous les éléments du dispositif susceptibles d'être actifs pour l'événement en question. La reconnaissance des sextants des compteurs touchés et aussi du "superbin en masse" (voir §III.5) permet de limiter les recherches aux régions définies par les sextants reconnus. Cela conduit à rejeter la majorité des événements "hors temps" générés par la porte de lecture des chambres, porte de 100 ns alors que la résolution en temps des compteurs est de quelques 10 ns.

L'événement est alors conservé s'il a une configuration $V-R_3-R_4-P_T$ permise et s'il associe au moins deux sextants prévus dans la logique de décision.

IV.2.c – Reconstruction des traces.

Les demi-traces situées, respectivement, en amont et en aval de l'aimant seront appelées demi-traces "avant" et "arrière". La reconstruction des traces se fait en deux étapes : la première consiste à définir les deux demi-traces "avant" et "arrière", la deuxième étant l'association des bonnes demi-traces.

IV.2.c.1 – Reconstruction des demi-traces.

Derrière l'aimant, la multiplicité est relativement faible, d'où l'intérêt de commencer le travail par les demi-traces "arrière". Il faut d'abord reconnaître les fils touchés. Pour un plan donné, plan Y par exemple, le programme examine les quatre chambres PC5 à PC8. Les traces se trouvant hors acceptation sont rejetées (voir [BOU83]).

Les chambres extrêmes définissent une "route"; les impacts, pour les chambres intermédiaires, se trouvant en dehors de cette route, sont éliminés. L'association des trois projections définit un tube dont le diamètre, appelé largeur de route, dépend de la résolution des chambres. Dans notre cas, la largeur de route est estimée à 1.8σ , où σ représente l'incertitude associée à un fil touché, soit $\sigma = \frac{0.3}{\sqrt{12}}$ cm (puisque la distance entre deux fils

est de 0.3 cm). La trace est considérée comme reconstruite si elle a au moins trois points dans ce tube.

La même chose est répétée pour chaque couple de coordonnées dans les chambres extrêmes, avec la contrainte qu'un fil ne peut être actif que pour une seule trace.

Pour la reconstruction de la demi-trace "avant", la recherche est limitée à une route qui doit se raccorder avec celle définie par les demi-traces "arrière", et pointant vers la cible avec une tolérance de 3 cm sur la largeur de route. La suite du processus est identique à celui des traces "arrière".

IV.2.c.2 – Association des demi-traces.

L'association des demi-traces est effectuée de façon usuelle au centre de l'aimant.

Le cas idéal serait que les deux demi-traces reconstruites soient jointives au milieu de l'aimant toroïdal, avec une déflexion de la demi-trace "arrière" dans le plan contenant la demi-trace "avant" et l'axe de l'aimant. Dans le cas pratique, ces conditions ne peuvent être réalisées en raison des incertitudes liées à la diffusion multiple et à la reconstruction des traces, et nous imposons les deux contraintes suivantes :

- 1 – Au niveau de l'aimant, la distance minimale d'approche entre les demi-traces doit être inférieure à 3 cm .
- 2 – La différence d'azimut $\Delta \phi = \phi_1 - \phi_2$ doit être inférieure à 0.25 rad, où $\phi_{1(2)}$ est l'angle azimutal de la demi-trace "avant" ("arrière"). Cette coupure, assez large, permet de contenir les traces qui ont subi la diffusion multiple, et particulièrement les muons de faible impulsion.

IV.2.d – Détermination du vertex.

Le programme calcule les impacts des deux traces et du faisceau dans un plan vertical perpendiculaire à l'axe du dispositif. Le barycentre de ces trois points pondérés par leurs erreurs, est calculé pour différentes positions en Z de ce plan. Un calcul itératif conduit à la position optimale du vertex de la réaction. Avec cette méthode, il est possible de trouver des vertex reconstruits assez loin de la position réelle de la cible, d'où la définition d'une fenêtre sur la position du vertex. La figure (IV.1) montre la distribution de la coordonnée Z du vertex. Rappelons que le centre de chaque cible est situé à la côte -43 cm. Le maximum du spectre est légèrement décalé par rapport à cette position. Sur cette figure sont portés tous les événements quelle que soit la longueur de la cible, ce qui ne modifie pas la distribution fortement dépendante de la mauvaise résolution sur la mesure du vertex.

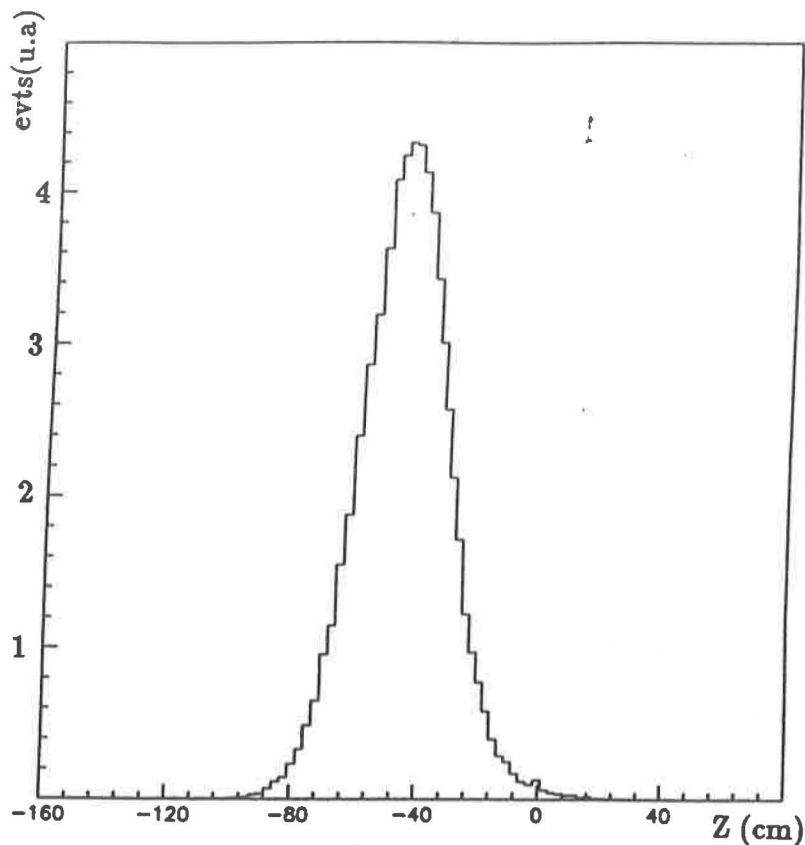


Figure (IV.1) : Distribution du vertex où a lieu l'interaction dans la cible suivant l'axe du faisceau (Toutes cibles confondues).

IV.2.e – Efficacité de reconstruction.

Dans une étude antérieure [BOR86], l'efficacité de reconstruction a été estimée en mélangeant un lot d'événements simulés avec un bruit de fond provenant des vraies données. On peut considérer que cette efficacité est de 100% si les chambres à fils sont elles mêmes complètement efficaces. Compte-tenu des déclenchements ("triggers" forcés), le taux de reconstruction est voisin de 30% mais baisse en dessous de 20% à très haute intensité. Dans les conditions normales de fonctionnement (intensité moyenne), nous avons relevé le tableau (IV.1) suivant.

Nombre d'événements bruts écrits sur bande	= 100
... après coupure sur le nombre de mots par événements	$\simeq 100$
... après coupure sur le nombre de scintillateurs touchés	99
... après la reconstruction du déclenchement	$\simeq 99$
... après la reconstruction des traces	30
... après la reconstruction du vertex	$\simeq 30$

Tableau IV.1 : Evolution du taux d'événements (en %) en fonction de la progression de l'analyse.

Nous constatons que c'est l'opération de reconstruction des traces qui rejette le plus grand nombre de faux événements.

Dans le cas réel où les chambres à fils ne sont pas pleinement efficaces, le programme calcule de façon analytique une efficacité de reconstruction ϵ_S que nous utilisons dans le chapitre V, §V.1 et §V.5.c.

IV.3 – Sélection des événements.

IV.3.a – Coupures globales.

Dans l'opération précédente de reconstruction des traces, les coupures choisies étaient assez larges, afin de ne pas rejeter à tort des bons événements, quitte à en conserver provisoirement des "mauvais". De nouvelles conditions sont maintenant exigées.

- 1) la demi-trace "avant" doit provenir de la cible ;
- 2) les deux demi-traces "avant" et "arrière" doivent se croiser dans le plan de déflexion à Z constant à l'intérieur de l'aimant ;
- 3) la trajectoire des muons doit être coplanaire avec l'axe du faisceau.

Trois variables rendant compte de ces conditions sont définies comme suit :

- **DTARG**, qui représente la distance entre l'axe Z et l'impact de la demi-trace "avant" dans le plan de la cible,
- **DMAG**, la distance entre l'impact de la demi-trace "arrière" et celui de la demi-trace "avant", toutes deux extrapolées jusqu'au plan de déflexion moyen de l'aimant,
- **DPHI**, la différence entre les angles azimutaux des demi-traces "avant" et "arrière".

Ces trois variables dépendent de la précision sur la reconstruction des traces et de la diffusion coulombienne multiple dans les matériaux traversés, différentes selon les cas. Elles sont représentées sur la figure (IV.3).

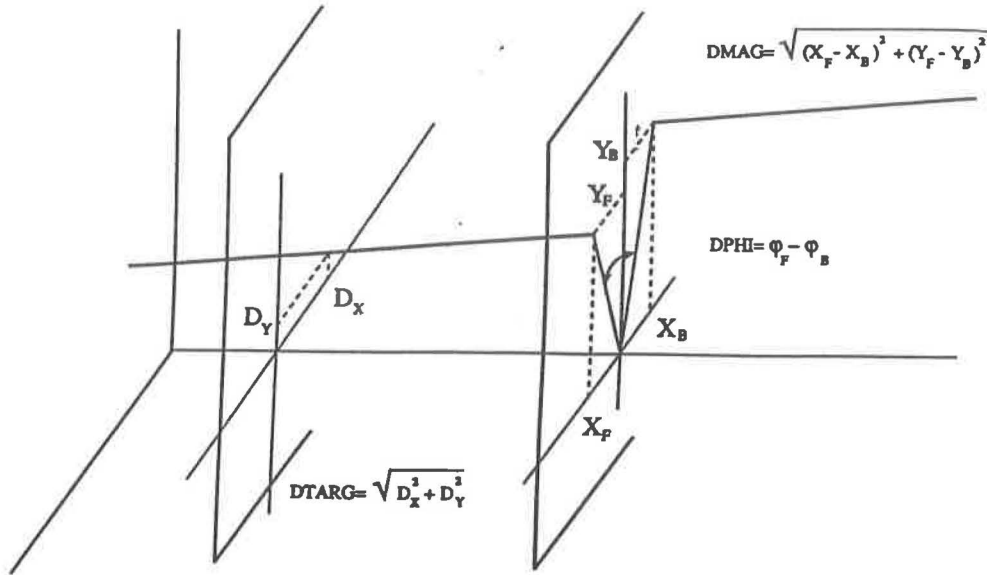


Figure IV.3 : Illustration des variables DTARG, DMAG et DPHI, liées aux coupures globales.

Pour une trace donnée , trois coupures globales sont définies :

$$Cut(1) = \frac{P \cdot DTARG}{\sigma_{P \times DTARG}} \quad (IV.1)$$

$$Cut(2) = \frac{DMAG}{\sigma_{DMAG}} \quad (IV.2)$$

$$Cut(3) = \frac{|DPHI|}{\sigma_{DPHI}} \quad (IV.3)$$

$\sigma_{P \times DTARG}$, σ_{DMAG} et σ_{DPHI} sont, respectivement, les écarts-types des distributions $P \times DTARG$, $DMAG$ et $DPHI$, P désigne l'impulsion de la particule considérée.

La première variable est définie de telle façon qu'elle soit peu dépendante de la diffusion multiple qui est en $\frac{1}{P}$. Les écarts-types sont déduits d'une étude préliminaire concernant la totalité des événements, mais par tranches de P_t (15 tranches) : nous avons constaté que ces écarts standards dépendent peu de la nature des cibles, ce qui nous permet de mélanger les données issues de toutes les cibles.

Le principe de cette étude est fondé sur le fait que si les $\sigma_{P \times DTARG}$, σ_{DMAG} et σ_{DPHI} sont correctement estimés, alors :

- les distributions de $Cut^2(1)$ et $Cut^2(2)$ doivent obéir à une loi de χ^2 à 2 degrés de liberté et 1 degré de liberté pour la distribution de $Cut^2(3)$;
- la distribution appelée GLOBAL définie comme suit :

$$\text{GLOBAL} = \sum_{i=1}^3 \text{Cut}_i^2(i) \quad (\text{IV.4})$$

doit avoir une distribution de χ^2 à 5 degrés de liberté;

– la probabilité de χ^2 définie par

$$\mathcal{P}(\chi_0^2(N)) = \int_{\chi_0^2}^{\infty} f(\chi^2(N)) d\chi^2 \quad (\text{IV.5})$$

(où f représente les distributions expérimentales précédentes) doit avoir une distribution uniforme.

La figure (IV.3.a) montre, à titre d'exemple, la distribution de probabilité de DPHI qui est effectivement plate à partir d'une certaine limite. La figure (IV.3.b) montre la distribution de probabilité de GLOBAL qui a un comportement analogue, avec cependant une légère remontée au delà d'une probabilité de 0.75 .

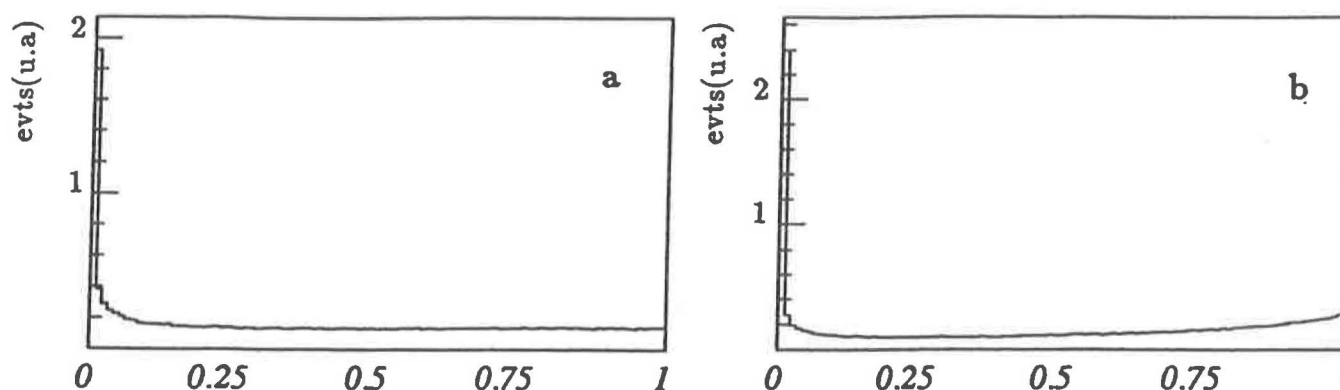


Figure (IV.3) : Distribution de probabilités de χ^2 (IV.5)

a) pour DPHI,
b) pour GLOBAL.

C'est la variable GLOBAL qui est retenue pour la sélection dite "GLOBAL CUT". Tous les événements dont la probabilité de χ^2 liée à GLOBAL est inférieure à 1% sont éliminés.

IV.3.b – Coupures géométriques.

Ces coupures tiennent compte des régions utiles du dispositif expérimental, en effet :

- Chaque événement dont au moins un muon traverse un secteur de fer de l'aimant est rejeté (La résolution de ce type d'événement est détériorée). Cette coupure, appelée coupure "AIRFER", rejette environ 40% des événements.
- Une autre coupure appelée coupure "FIDUCIELLE" permet de délimiter les zones actives des chambres à fils, comme le montre la figure (IV.4). Cette coupure ne rejette que de 1% des événements.

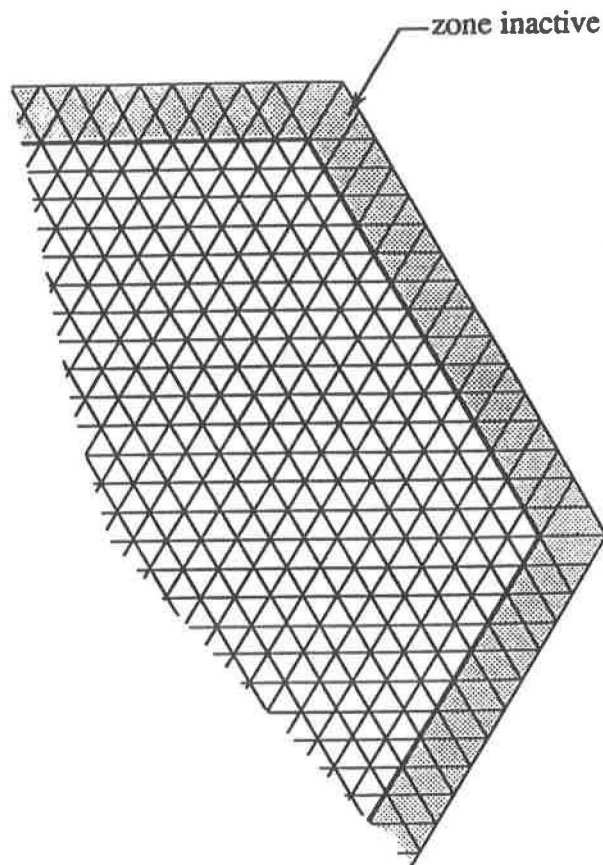


Figure IV.4 : Zone active exploitée des chambres à fils.

- La dernière de ces coupures est liée au déclenchement électronique. Les traces étant connues, la topologie du déclenchement est reconstituée. Si elle ne correspond pas à celle du "trigger", l'événement est rejeté. Cette coupure tue environ 0.3% des événements.

IV.3.c – Bruit de fond et coupure “image”.

IV.3.c.1 – Origine du bruit de fond.

Le bruit de fond principal de notre expérience provient de l'association accidentelle de muons provenant de la désintégration de pions et de kaons.

IV.3.c.2 – Comportement du bruit de fond.

Les dimuons enregistrés et reconstruits sont de deux types selon les charges des muons formant la paire :

- les muons de signe opposé $\mu^+\mu^-$, notés OS (“Opposite Sign”),
- les muons de même signe $\mu^-\mu^-$ ou $\mu^+\mu^+$, notés LS (“Like Sign”).

Les dimuons LS relèvent forcément du bruit de fond, tandis que les dimuons OS contiennent à la fois de vrais dimuons “signaux” et des dimuons de bruit de fond associant un μ^+ à un μ^- .

Il n'est pas possible de séparer événement par événement les vrais OS et les faux OS. Par contre, le comportement des LS permet de corriger les OS et d'extraire les dimuons “signaux”.

Une analyse combinatoire simple conduit à la relation suivante :

$$N_{+-} \simeq 2 \sqrt{N_{++} N_{--}} \quad (IV.6)$$

où N_{+-} est le nombre de fausses paires OS déduit du nombre de paires LS (N_{++} ou N_{--}) de bruit de fond.

L'application directe de la relation (IV.6) présente certaines difficultés liées aux multiplicités rencontrées dans les collisions p-noyau et aux effets d'acceptance.

En raison des faibles multiplicités, les distributions de pions et kaons qui génèrent les paires LS ne suivent plus tout à fait des lois de Poisson, et des simulations [GIB89] ont montré qu'il fallait corriger la formule (IV.6) qui a tendance à sous-estimer le fond. Nous écrivons :

$$N_{+-} = 2 R \sqrt{N_{++} N_{--}} \quad (IV.7)$$

avec

$$R \simeq 1.25$$

De plus, la probabilité de détecter un muon doit être indépendante du signe de l'autre, propriété que nous n'observons pas dans nos données. Il existe différentes façons de régulariser les acceptances pour les μ^+ et les μ^- :

- sélectionner, par exemple, les paires dont les muons individuels ont des impulsions transverse et longitudinale supérieures à certaines valeurs seuils, ce qui est un procédé un peu abrupt;
- sélectionner les dimuons dont chaque muon reste dans l'acceptance du dispositif expérimental si son signe est inversé. Ce procédé fait référence à la "coupure image".

IV.3.c.3 - Coupure image.

Pour chaque trace réelle, il y a simulation de la trace image ayant les mêmes caractéristiques que la vraie, mais une charge opposée, avec déflexion dans l'aimant et reconstruction dans le télescope arrière.

Cette trace image subit les coupures habituelles. La trace réelle est acceptée si son image :

- a) est entièrement contenue dans un secteur air à l'intérieur de l'aimant;
- b) est contenue dans les zones actives des chambres PC5 - PC8 et les hodoscopes R3 - R4;
- c) est acceptée par la coupure V - R3 - R4.

Le dimuon est rejeté si l'une, au moins, des traces images est refusée.

Cette coupure a pour inconvénient principal d'éliminer beaucoup d'événements, surtout aux faibles masses. Le tableau (IV.2) montre l'ensemble des résultats où nous distinguons les dimuons LS selon le signe du champ magnétique (les données sont enregistrées en changeant périodiquement l'orientation du champ magnétique).

Intervalle en masse (GeV/c^2)	N_{+-} (OS)	N_{++}^+ (LS)	N_{++}^- (LS)	N_{--}^+ (LS)	N_{--}^- (LS)
(0.3 - 1.7)	57242 / 8661	9570 / 672	4150 / 402	2180 / 227	7764 / 540
(1.7 - 2.7)	21312 / 5174	2293 / 618	2804 / 442	1433 / 220	1729 / 417
(2.7 - 3.5)	76793 / 47146	68 / 38	150 / 55	58 / 16	43 / 25
(3.5 - 5.1)	2338 / 1615	6 / 3	17 / 7	5 / 2	3 / 2

Tableau (IV.2) : Nombre de dimuons OS et LS avant et après coupure image, pour différents intervalles en masse (Les signes placés en exposant pour les dimuons LS représentent l'orientation du champ magnétique).

La figure (IV.5) donne l'évolution des rapports des dimuons LS en fonction de la masse, pour les deux orientations du champ.

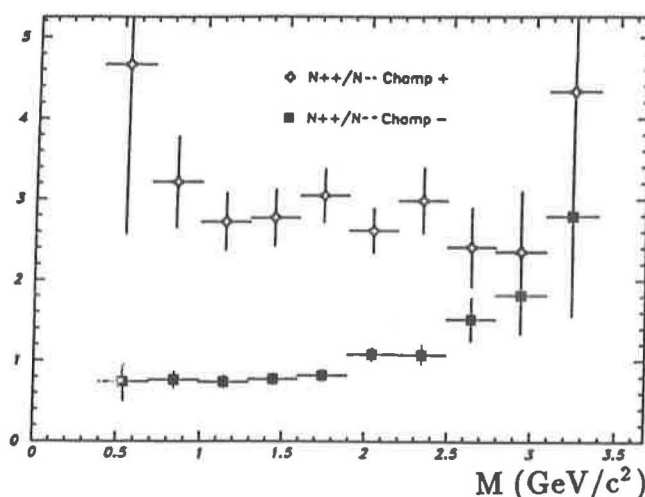


Figure (IV.5) : Rapport des dimuons LS en fonction de la masse, avec les deux orientations du champ magnétique.

L'effet de régularisation par la coupure image est assez bon, puisque pour un champ donné (+ ou -) les rapports $\frac{N_{++}}{N_{--}}$ restent constants en fonction de la masse dans la limite des incertitudes, dans la région où le bruit de fond est substantiel (de 0.7 à 2.5 GeV/c², environ), ce qui est la condition d'application de la formule (IV.7).

IV.3.c.4 – Traces convergentes ou divergentes.

Nous disons qu'une trace est convergente lorsque sa charge et le champ sont de même signe, et divergente dans le cas contraire.

La formule (IV.7), devant s'appliquer pour un signe du champ donné, contient donc le produit de LS du type convergent et du type divergent.

La figure (IV.5) montre en champ + le rapport Convergent/Divergent et en champ - le rapport Divergent/Convergent.

Le traitement global du fond, pour des données enregistrées avec un champ qui a été alterné, sera précisé dans le §(V.7).

IV.4 – Le programme de simulation.

Ce programme, appelé DIMUJET, permet de générer un lot d'événements correspondant à un processus et à une gamme cinématique donnés, avec une simulation complète des effets du dispositif expérimental sur les diverses variables. Ces événements sont codés comme les événements réels et traités par le programme d'analyse DIMUREC comme ceux-ci. Ainsi l'efficacité de DIMUREC et les effets des différentes coupures se trouvent inclus dans le calcul d'acceptance.

IV.4.a – Distributions cinématiques.

Les variables cinématiques sont au nombre de cinq ; les tirages aléatoires sont effectués sur chaque variable, indépendamment des autres, selon les distributions communément admises. Ces variables sont :

- M , la masse du dimuon ;
- x_F , la variable de Feynman ou fraction d'impulsion longitudinale dans le centre de masse ;
- P_t , l'impulsion transverse ;
- $\cos(\theta)$, où θ représente l'angle entre le muon et le parton initial dans le centre de masse parton-parton ;
- φ , l'angle azimutal.

IV.4.a.1 – Les distributions en masse.

Selon leurs largeurs naturelles, et compte-tenu des résolutions expérimentales (environ 60 MeV/c² pour (LM), et 90 MeV/c² pour (HM)), les résonances sont générées selon des lois de distribution de Cauchy (ρ) ou de Dirac (ω , ϕ , ψ , et ψ').

Le continuum (HM) a la forme effective classique :

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{K}{M^3} e^{-\frac{M}{M_C}} \quad (IV.8)$$

avec

$M_C = 0.87 \text{ (GeV/c}^2\text{)},$

et K , un facteur de normalisation sans intérêt pour la simulation. Pour une région utile allant de 1.9 à 5.0 GeV/c², nous avons effectué des simulations en trois zones, avec des recouvrements (voir tableau (IV.3)). Ce choix nous permet, d'une part, malgré la loi exponentielle (IV.8), d'avoir des tirages avec une erreur statistique équivalente, quelle que soit la zone de masse et, d'autre part, d'éliminer les effets de bord (dûs au "smearing").

Intervalle en masse (GeV/c ²)	Zone 1 (1.8 – 3.3)	Zone 2 (3.0 – 4.7)	Zone 3 (4.5 – 5.7)
événements ayant provoqué un déclenchement (en %)	2.28	6.39	9.93
temps CPU par événement généré (en milliseconde)	2.41	2.88	3.22
temps CPU par événement ayant provoqué un déclenchement (en milliseconde)	105.69	45.11	32.43
Nombre d'événements générés	986851	782891	503735

Tableau (IV.3) : ce tableau montre les différences significatives selon les trois zones, lors de la simulation du continuum (HM).

Nous avons constaté que certains événements n'ont pas une masse ayant un sens physique, en raison probablement des tirages avec variables non corrélées. Le nombre de ces événements dépend de la zone de masse, il est toujours faible (moins de 1%). Pour corriger cet effet, nous avons tout simplement supposé que ces événements sont répartis uniformément dans chaque zone (l'erreur à ce niveau est absolument négligeable). Le tableau (IV.3) montre les pourcentages d'événements acceptés, et les temps de calcul pour chaque événement généré et pour chaque événement accepté, ainsi que le nombre d'événements générés.

Le continuum (LM), du seuil en masse jusqu'à 2 GeV/c² environ, n'est pas très bien connu du point de vue physique, de plus l'acceptance correspondante est très faible, d'où

des temps de simulation très longs. Pour éviter ces difficultés, nous remplaçons les zones de masse étendues et la forme effective du cas précédent, par des intervalles en masse de largeur réduite ($60 \text{ MeV}/c^2$) où la distribution est supposée uniforme (cette approximation sera justifiée dans le chapitre VI par la petitesse de ce continuum). Nous avons vérifié dans la région (HM) que les deux méthodes (par zone et par pas) donnaient des résultats équivalents.

Malgré ces simplifications, les temps de calcul demeurent très longs, de l'ordre de 200 à 1000 millisecondes par événement généré.

IV.4.a.2 – Les distributions en impulsion transverse P_t .

La forme des distributions en impulsion transverse est la suivante[AND76] :

$$\frac{1}{P_t} \frac{d\sigma}{dP_t} \simeq K e^{-a P_t} \quad (IV.9)$$

où a est un paramètre qui dépend du processus étudié et K une constante de normalisation (Tableau (IV.4)). La figure (IV.6.a) montre la forme de la distribution en P_t , $\frac{d\sigma}{dP_t}$ pour des événements du type J/ψ .

IV.4.a.3 – Les distributions en variable de Feynman.

Ces distributions sont de la forme[AND76] :

$$\frac{d\sigma}{dx_F} = K (1 - |x_F|)^b \quad (IV.10)$$

Le paramètre b dépend du processus étudié et K définit la normalisation (Tableau (IV.4)).

La figure (IV.6.b) montre la forme de la distribution en x_F , $\frac{d\sigma}{dx_F}$ pour les événements du type J/ψ . Mathématiquement, la forme (IV.10) présente un problème à $|x_F| = 0$ (non dérivable en ce point). Dans la simulation, cependant, cette ambiguïté s'élimine pour deux raisons :

- au voisinage de $|x_F| = 0$ il y a passage de la cible au projectile en ce qui concerne la fraction d'impulsion emportée par les partons, et les processus physiques sont symétriques;
- la résolution de l'appareillage ne rend pas cet effet observable.

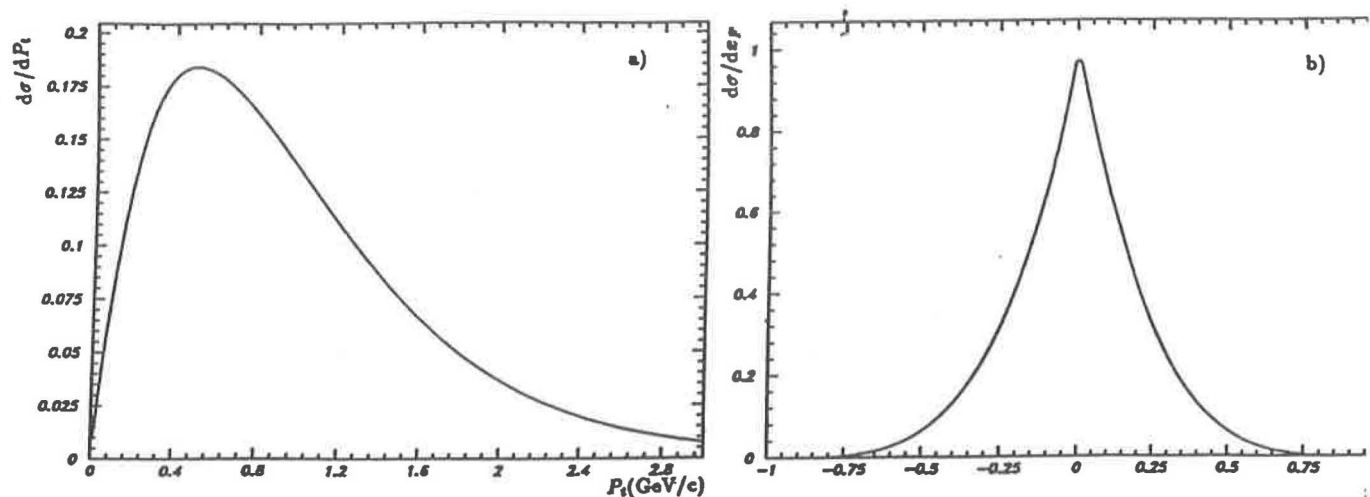


Figure (IV.6) : Formes des distributions introduites dans le programme de simulation, pour le tirage des événements de type J/ψ .

a) Distribution en P_t (IV.9)

b) Distribution en x_F (IV.10).

Processus	a (GeV/c) $^{-1}$	b
Continuum basse masse (0.6 – 1.13) (GeV/c 2)	3.41 ± 0.85	3.78 ± 0.80
ρ	3.79 ± 0.09	2.79 ± 0.12
ω	3.79 ± 0.09	2.79 ± 0.12
ϕ	3.93 ± 0.28	4.06 ± 0.40
Continuum (1.13 – 2.0) (GeV/c 2)	3.41 ± 0.85	3.78 ± 0.80
J/ψ et ψ'	$2. \pm 0.2$	$4. \pm 0.2$
Continuum (HM)	3.41 ± 0.85	3.78 ± 0.80

Tableau (IV.4) : Valeurs des paramètres a et b des distributions en P_t et x_F , respectivement.

IV.4.a.4 – Les distributions angulaires.

La cinématique complète est présentée dans l'Annexe (A.IV.1).

Pour les résonances, les distributions en $\cos \theta$ sont supposées uniformes dans le centre de masse parton-parton.

Le continuum (HM) étant supposé avoir une forte composante Drell-Yan, avec l'annihilation $q - \bar{q}$ en un photon virtuel transverse, la distribution attendue est en $1 + \cos^2 \theta$. Notons que s'il y a des annihilations diquark-antidiquark, avec des diquarks scalaires, le photon devient longitudinal, et la distribution prend la forme $1 - \cos^2 \theta$ [DUG90]. Le cas réel serait intermédiaire.

En fait, l'acceptance de notre dispositif expérimental est peu sensible à la forme de la distribution. Compte-tenu de cette remarque, et faute d'information, nous avons adopté la même distribution en $1 + \cos^2 \theta$ pour le continuum (LM).

Toutes les distributions en φ sont supposées isotropes.

IV.4.b – Simulation du dispositif expérimental.

Les effets de perte d'énergie et de diffusion coulombienne multiple sont pris en compte pour chaque partie du dispositif.

IV.4.b.1 – La cible.

La position du vertex est définie par les trois composantes x , y et z où x et y sont générées suivant des gaussiennes reproduisant le profil du faisceau (Figure (IV.7)).

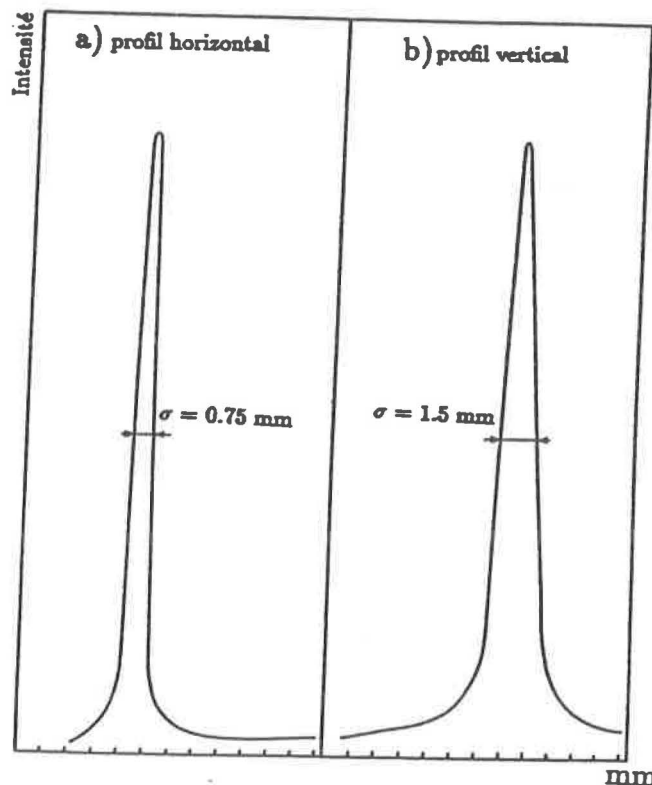


Figure IV.7 : Profil du faisceau.

- a) en x : profil horizontal,
- b) en y : profil vertical.

La position du vertex z est tirée suivant une loi du type :

$$z = -\lambda \cdot \text{Ln} (1 - u (1 - e^{-\frac{L}{\lambda}})) \quad (\text{IV.11})$$

où L et λ désignent, respectivement, la longueur de la cible et sa longueur d'interaction. u est une variable aléatoire distribuée uniformément entre 0 et 1.

La façon de procéder est exposée dans l'annexe (A.IV.2).

La figure (IV.8) montre le résultat de la simulation des événements générés selon Z . Nous voyons l'effet de la longueur d'interaction, puisque la distribution n'est pas uniforme.

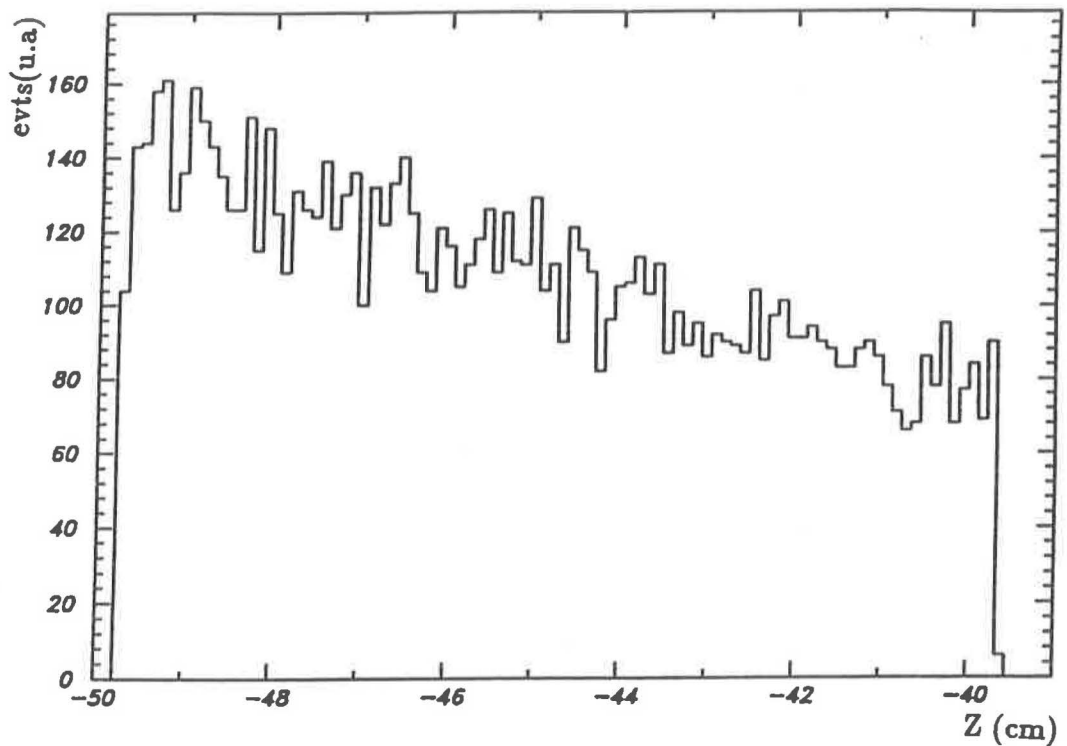


Figure (IV.8) : Distribution du point d'interaction selon la coordonnée Z dans la cible des événements générés (cible cuivre de 10.1 cm).

L'effet du moment de Fermi des nucléons dans le noyau cible est simulé suivant une distribution de gaz de Fermi, de la même façon que celle décrite dans la référence [BOD81]. Cela se traduit par une variation importante de l'énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{S}$ (environ 10%) autour de la valeur moyenne (voir figure (IV.9)).

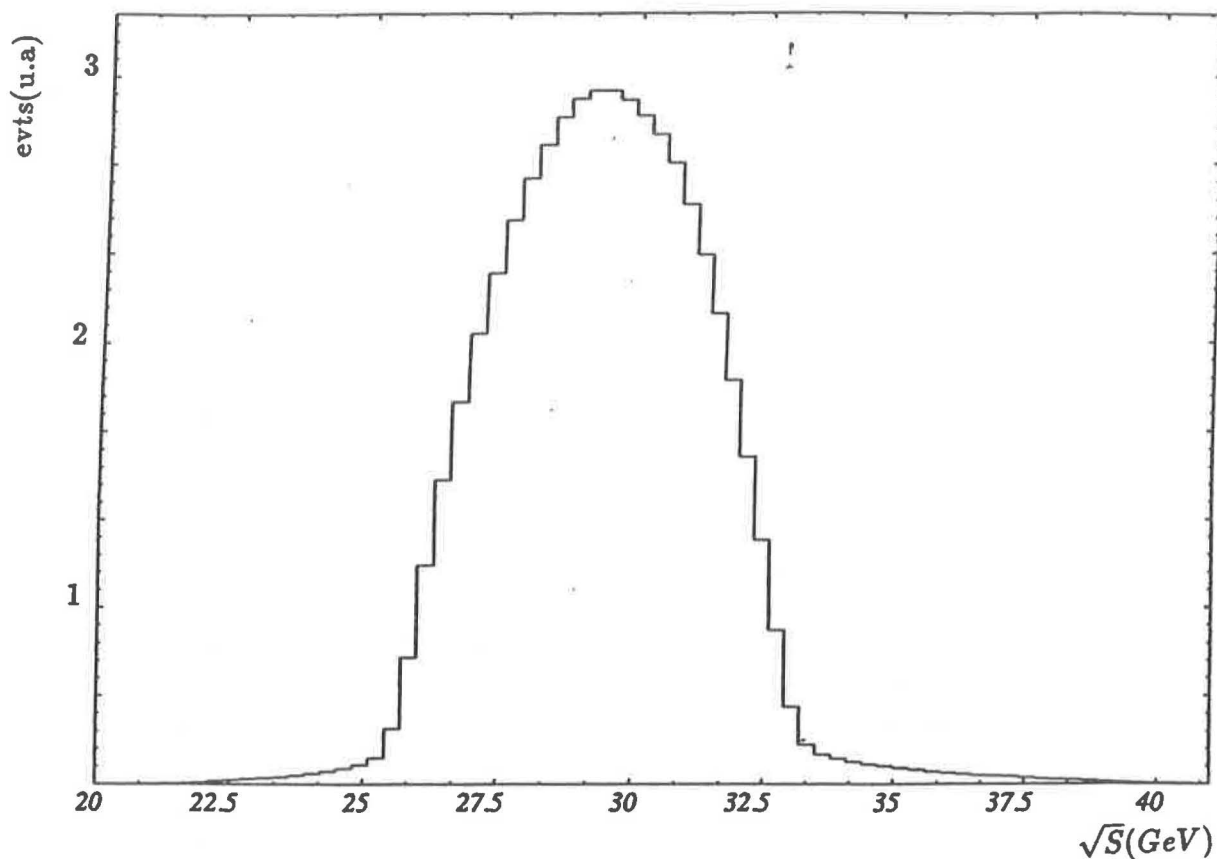


Figure (IV.9) : Distribution de l'énergie disponible dans le centre de masse $\sqrt{s}$ (effet du moment de Fermi).

IV.4.b.2 – Les divers absorbeurs.

Les divers matériaux rencontrés par les muons lors de leurs parcours (matériaux actifs comme les détecteurs, ou passifs comme le "Dump" du faisceau) sont traités comme des absorbeurs qui imposent, selon leurs caractéristiques :

- un élargissement angulaire par diffusion coulombienne multiple,
- une perte d'énergie par les divers processus d'ionisation (avec des fluctuations du type de Landau), de rayonnement de freinage et de création de paires.

Le détail de ces calculs très habituels est donné dans la référence [BOR86].

IV.4.b.3 – Le champ magnétique.

Le champ magnétique toroïdal a été cartographié à l'aide d'une sonde à effet Hall, avec un pas de 20 cm, ce qui permet à DIMUJET de reconstruire les trajectoires des muons, avec les interpolations convenables.

IV.4.b.4 – Les chambres proportionnelles et les hodoscopes.

Le codage des fils et des scintillateurs touchés est effectué comme pour les événements réels.

IV.4.b.5 – Le déclenchement.

Les événements simulés doivent aussi satisfaire les mêmes conditions de déclenchement que les données réelles enregistrées, avant de franchir la première étape du programme de reconstruction.

IV.4.c – Fiabilité du programme.

De nombreux tests ont déjà montré la fiabilité de ce programme tant dans le cadre de l'expérience NA10 [BOR86] que dans celui de l'expérience NA38 [CAS89, ALI88, CHA89, SIN88]. Il y a un très bon accord entre les formes des distributions obtenues, réelles ou simulées.

IV.4.d – Principaux résultats.

Le rôle principal du programme de simulation DIMUJET est, combiné avec le programme d'analyse DIMUREC, de calculer les acceptances pour les divers processus étudiés. Nous en tirons également d'autres informations. Par exemple, l'étude de la forme des distributions associés aux résonances ϕ , J/ψ et ψ' et la précision des résolutions expérimentales et leur comparaison avec les valeurs mesurées.

IV.4.d.1 – Forme des spectres.

Nous donnons sur la figure (IV.10 a, b, c), à titre d'exemples, les spectres de masse simulés, après passage dans DIMUJET et DIMUREC pour les mésons ϕ , J/ψ et ψ' .

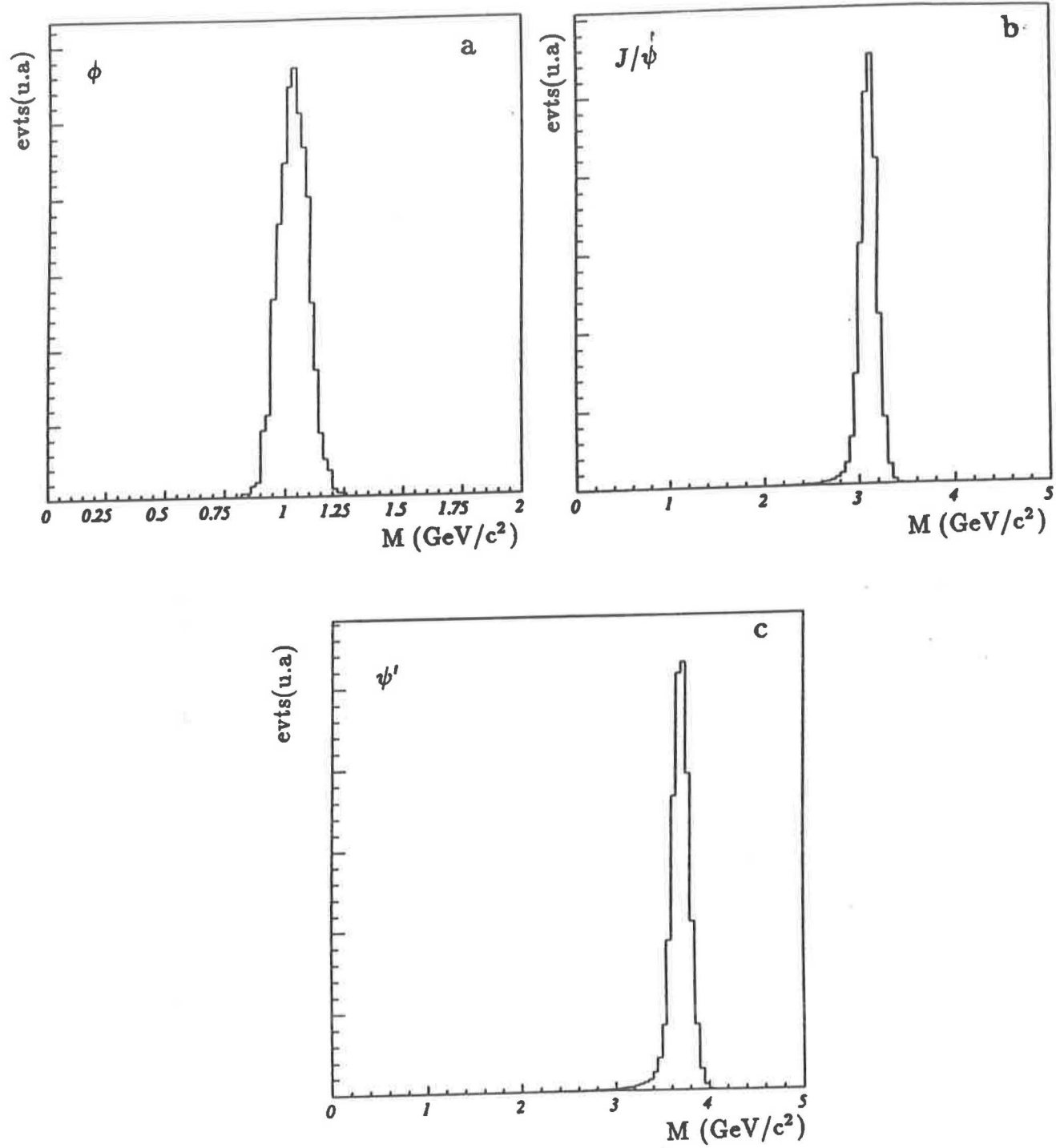


Figure (IV.10) : Spectres de masse simulés.

- a) méson ϕ ,
- b) méson J/ψ ,
- c) méson ψ' .

Nous constatons que les formes simulées des spectres sont différentes :

- forme symétrique pour le ϕ ,
- forme dissymétrique pour le J/ψ et le ψ' (une queue à gauche des pics).

Nous verrons dans le chapitre VI que les formes expérimentales correspondent tout à fait aux simulations, du moins pour le ϕ et le J/ψ , puisque cet effet est masqué pour le ψ' par la partie droite de la résonance J/ψ .

Nous tiendrons compte de ces dissymétries dans notre analyse des données (§V.8.d).

Le tableau (IV.5) compare les résolutions simulées et expérimentales, obtenues sur la cible de Cu (10.1).

Résonances	ϕ	J/ψ
Simulation	~ 67	~ 82
Expérience	69.4 ± 3.4	84.4 ± 0.6

Tableau (IV.5) : Comparaison des résolutions en masse (en MeV/c^2) obtenues par simulation et par l'expérience pour les mésons ϕ et J/ψ (cible de Cu (10.1)).

Les valeurs expérimentales sont légèrement supérieures aux valeurs simulées, ce qui est normal car la simulation ne peut pas contenir tous les phénomènes liés à la mesure.

IV.4.d.2 – Acceptances.

L'acceptance est calculée comme étant le rapport $\mathcal{A}$ entre le nombre d'événements qui subsistent en fin d'analyse (a_f) au nombre d'événements générés (a_g), pour un domaine cinématique donné, soit :

$$\mathcal{A} = \frac{a_f}{a_g} \quad (\text{IV.12})$$

Si l'acceptance était calculée dans des "volumes cinématiques" (ΔM , ΔP_t , Δx_F) très petits, elle serait indépendante du processus physique considéré (exception faite des distributions angulaires, différentes, par exemple, pour une résonance ou une production du type Drell-Yan). Malheureusement, les temps de calcul deviendraient beaucoup trop longs, et nous avons recours aux lois de distribution présentées dans le §(IV.4). Cependant, nous sommes d'autant moins sensibles aux choix de ces lois que le volume cinématique est plus restreint.

Dans ce mémoire, nous n'avons besoin que d'acceptances "globales", c'est-à-dire intégrées sur tout notre domaine cinématique en P_t et en x_F . Nous avons exposé dans le §(IV.4.a.1) les méthodes de traitement des résonances et du continuum.

Pour les acceptances différentielles en P_T ou x_F , que nous avons calculées complètement, mais que nous n'utiliserons pas dans ce travail, nous avons tenu compte des contaminations, pour un pas donné, des pas voisins, ce qui se traduit par des effets de "résolution

finie". Les figures (IV.11. a et b) montrent les résultats des simulations pour le J/ψ , pour les 6 pas en P_T et les 9 pas en x_F , respectivement, ces pas étant définis par une équiartition approchée des données expérimentales.

Notons que nos acceptances globales contiennent automatiquement ces effets.

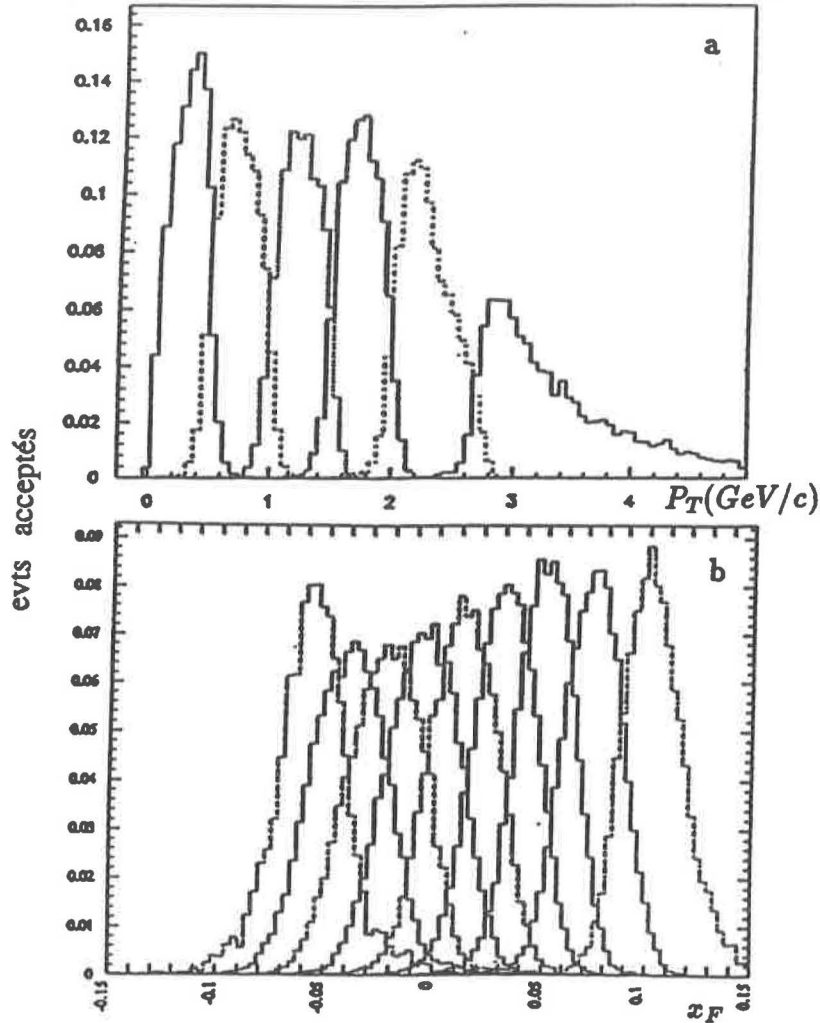


Figure (IV.11) : Un événement généré dans une bande donnée en P_T ou en x_F peut être reconnu par l'appareillage dans une bande voisine.

Distribution des événements du type J/ψ en fin d'analyse:

- a) pour les 6 bandes en P_T ,
- b) pour les 9 bandes en x_F .

Chapitre V

▽△▽△▽

Méthodes d'analyse

V.1 – Formulation pratique

Pour le domaine cinématique exploré, la section efficace expérimentale proton-noyau, $\sigma(p-A)$, est obtenue à l'aide de la formule suivante :

$$B_r \sigma(p-A) = \frac{u \cdot A}{N_a \cdot N_{eff} \cdot L_{eff} \cdot \mathcal{A}} \quad (V.1)$$

Tous les termes figurant dans le membre de droite de l'équation (V.1) vont faire l'objet d'une analyse détaillée. Leur signification est la suivante :

B_r est le rapport de branchement pour la voie étudiée ;

u est le nombre d'événements physiques dans la cellule de masse considérée ;

A est la masse atomique, en gramme, du noyau cible considéré ;

N_a est le nombre d'Avogadro ;

L_{eff} représente la longueur effective de cible exprimée en g/cm^2 ;

$\mathcal{A}$ désigne l'acceptance géométrique du dispositif. Elle est obtenue par un calcul de Monte-Carlo utilisant le programme de simulation DIMUJET déjà décrit dans le chapitre IV ;

N_{eff} désigne le nombre de protons incidents qui correspondent effectivement aux événements physiques u enregistrés.

Nous écrivons ce nombre effectif de protons sous la forme :

$$N_{eff} = N \cdot \varepsilon \quad (V.2)$$

où N est le nombre de protons donné par le moniteur de référence, et ε l'efficacité globale de détection, laquelle est le produit de quatre efficacités :

$$\varepsilon = \varepsilon_H \cdot \varepsilon_s \cdot \varepsilon_T \cdot \varepsilon_\chi \quad (V.3)$$

ε_H est l'efficacité sur le déclenchement électronique (le "Trigger") ;

ε_s est l'efficacité de la reconstruction des événements (Analyse DIMUREC, §IV.2.e) ;

ε_T est l'efficacité en temps, c'est-à-dire le rapport du temps utile au temps réel consacré à l'enregistrement des données ("Live-Time") ;

ε_χ est appelée "l'efficacité manquante", qui tient compte d'autres effets non comptabilisés dans les trois précédentes efficacités ou encore de leurs déterminations imparfaites surtout à haute intensité du faisceau.

Les observables physiques que nous déduirons de la relation (V.1) sont :

- la section efficace par nucléon $\frac{1}{A} \sigma(p-A)$, pour un noyau et un processus physique donnés,

- le paramètre α donnant la dépendance en A selon la loi de puissance (II.10), pour un processus physique donné,
- le paramètre $\Delta\alpha$ donnant la comparaison de deux processus physiques, via l'évolution de leurs sections efficaces exprimée selon les lois de puissance.

Il faut noter que pour calculer ces trois observables, nous utiliserons tout ou partie des quantités figurant dans les formules (V.1), (V.2) et (V.3), ce qui ne sera pas sans influencer sur la propagation des erreurs.

Ces quantités peuvent être regroupées selon plusieurs rubriques : les cibles, les moniteurs, la sélection des périodes de faisceau utiles, les efficacités, les acceptances, l'extraction du signal.

V.2 – Les cibles

V.2.a – Nature des cibles

Afin d'estimer le degré de pureté de chacune des cibles utilisées, nous avons analysé par spectrométrie de fluorescence X les cibles Al , Cu et W (l'analyse du carbone n'est pas possible par cette technique).

Alors que les taux d'impureté sont négligeables pour les cibles d'aluminium et de cuivre, il apparaît des quantités pondérables d'impuretés pour la cible courte de tungstène. Pour ce cas, les résultats des analyses, effectuées dans deux laboratoires différents, sont rassemblés dans le tableau suivant :

W^*	W (%)	Ni (%)	Fe (%)
Lab. 1	91.74	5.53	2.73
Lab. 2	91.70	6.50	1.80

Tableau (V.1) : Analyse par fluorescence X de la cible courte de tungstène, montrant la composition en % en éléments W , Ni et Fe .

Cette cible notée W^* pour W impur, contient également des éléments Ni et Fe . En combinant les deux séries de mesure, nous avons défini une masse atomique effective :

$$A_{eff} = \sum_{i=1}^3 x_i A_i \quad (V.4)$$

où x_i représente la proportion de l'élément i . Nous trouvons : $A_{eff} = (173.43 \pm 0.02) g$, ce qui est de 6% inférieur à la masse atomique du tungstène pur. Nous disposons donc de cibles de cinq natures, dont les masses atomiques, moyennées par les abondances isotopiques naturelles, sont rassemblées dans le tableau (V.2).

Nature	C	Al	Cu	W*	W
A	12.011	26.982	63.546	173.43 ± 0.02	183.85

Tableau (V.2) : Masses atomiques des cibles utilisées.

Dans ce tableau, seule l'incertitude pour W^* est appréciable.

V.2.b – Longueurs effectives (L_{eff})

La longueur effective d'une cible est définie comme suit :

$$L_{eff} = \lambda \rho (1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}) \quad (V.5)$$

où L , ρ et λ désignent, respectivement, les longueur, masse volumique et longueur d'interaction de chaque cible.

Le tableau (V.3) donne les valeurs des longueurs et masses volumiques, avec leurs incertitudes (pour exprimer les incertitudes avec une signification d'écart-type, il convient de diviser par $\sqrt{12}$ les erreurs qui figurent dans le tableau (V.3)).

Cible	C	Al	Cu	Cu	W*	W
L	30.00	20.00	2.00	10.10	1.50	5.60
(cm)	±0.02	±0.02	±0.02	±0.04	±0.04	±0.02
ρ	1.88	2.70	8.96	8.96	17.80	19.10
(g/cm ³)	±0.03	±0.01	±0.01	±0.01	±0.02	±0.01

Tableau (V.3) : Longueur (L) et masse volumique (ρ) des diverses cibles.

Nous remarquons que la masse volumique de la cible W^* est inférieure de 7% de celle de la cible W .

La longueur d'interaction hadronique est donnée par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{A}{N_a \cdot \rho \cdot \sigma_a} \quad (V.6)$$

où σ_a représente la section efficace d'absorption, laquelle peut être paramétrisée, en excluant les noyaux légers, par une loi de puissance en fonction de A (voir tableau V.4):

$$\sigma_a = \sigma_{a0} A^a \quad (V.7)$$

Il n'existe pas de données proton-noyau disponibles et précises à 450 GeV/c. Par contre, des sections efficaces très précises neutron-noyau à 348 GeV/c et avec 11 noyaux différents ont été publiées [ROB79].

Les lois de symétrie liées à l'isospin, à haute énergie, nous permettent de confondre les collisions neutron et proton sur les noyaux. Nous avons ajusté les données $n - A$ en utilisant la loi (V.7) comme le montre la figure (V.1); les résultats sont donnés dans le tableau (V.4), avec un χ^2 très satisfaisant.

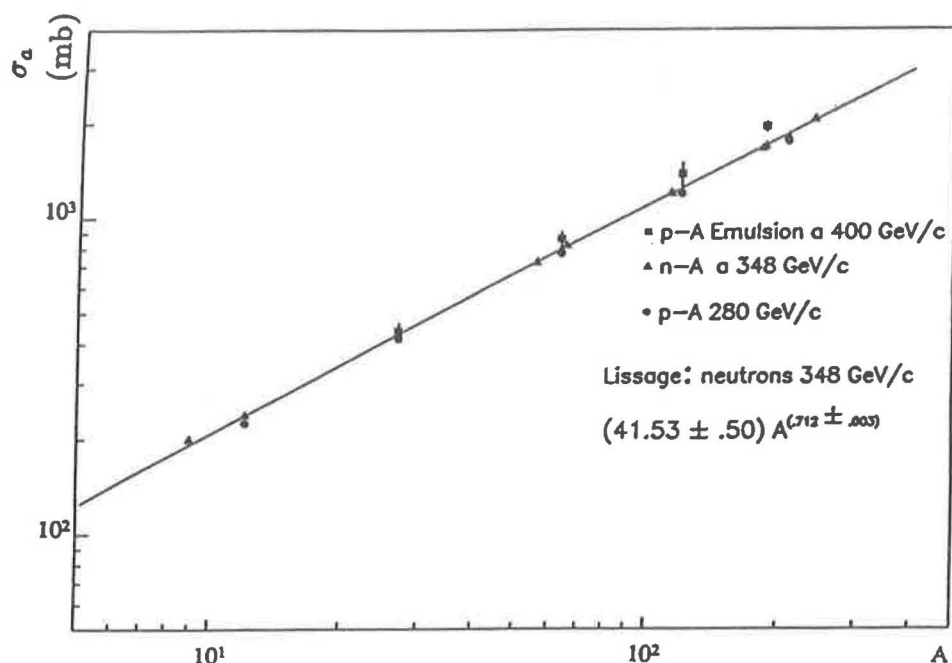


Figure (V.1) : Lissage des sections efficaces d'absorption $n - A$ à 348 GeV/c [ROB79].

Sur la figure (V.1) sont également représentés les résultats $p - A$, à 280 GeV/c [CAR79] et 400 GeV/c [FUM79], avec des problèmes d'erreur systématique à 280 GeV/c signalés par Roberts et al.

P	σ_{a0} (mb)	a	$\sigma_a \sigma_{a0}$	$\chi^2/9$
348 GeV/c	41.53 ± 0.50	0.712 ± 0.003	$-0.134 \cdot 10^{-2}$	1.04
450 GeV/c	41.95 ± 0.52	0.712 ± 0.003	$-0.134 \cdot 10^{-2}$	—

Tableau (V.4) : Ajustement des données $n - A$ à 348 GeV/c de Roberts et al. et évaluation à 450 GeV/c ($\sigma_a \sigma_{a0}$ est la covariance des paramètres a et σ_{a0}).

Il est admis qu'à très haute énergie la section efficace σ_{a0} , tirée du lissage, varie

légèrement avec la quantité de mouvement (quelques pourcents seulement), tandis que le paramètre de pente "a" varie très peu [ROB79, FRE87].

Nous considérons donc que nous avons à 450 GeV/c la même pente qu'à 348 GeV/c ; par contre, nous allons renormaliser la valeur de σ_{a0} en supposant que la correction relative que nous appliquons est voisine de celle que nous aurions en proton-proton.

H.J. Lipkin donne un lissage des sections efficaces totales $p-p$ [LIP90] valable dans le domaine très étendu des hautes énergies ($\sqrt{s}$ allant de 2 GeV à 1.8 TeV).

En assimilant sections efficaces totales et inélastiques, nous avons :

$$\sigma(p-p)_{tot} \simeq \sigma(p-p)_{inel} = 19.5 \left(\frac{P}{20}\right)^{0.13} + 19.8 \left(\frac{P}{20}\right)^{-0.2} \quad (V.8)$$

où les σ sont exprimées en mb, P représentant l'impulsion du projectile en GeV/c dans le laboratoire.

Lorsque P passe de 348 à 450 GeV/c, les sections efficaces $p-p$ varient de +1%. C'est cette correction que nous appliquons à σ_{a0} (avec une incertitude supplémentaire de $1\%/\sqrt{12}$). Les valeurs définitives retenues pour les paramètres de la formule (V.7) sont données également dans le tableau (V.4).

Les valeurs des longueurs d'interaction

$$\lambda' = \lambda \cdot \rho \quad (V.9)$$

exprimés en g/cm^2 , sont rassemblées dans le tableau (V.5).

Cible	C	Al	Cu (2.0)	Cu (10.1)	W*	W
$\lambda' (g/cm^2)$	81.01	102.28	130.90	130.90	174.78	177.75
$L_{eff}(g/cm^2)$	40.66	41.95	16.75	65.33	24.76	80.37
$L_R (cm)$	18.8	8.9	1.43	1.43	0.358	0.35
$L'_R (g/cm^2)$	35.34	24.03	12.81	12.81	6.37	6.69

Tableau (V.5) : Longueurs d'interaction (λ'), longueurs effectives et longueurs de radiation des différentes cibles.

Nos évaluations des longueurs d'interaction sont inférieures de 3 à 4% de celles données par la référence [PDG90], moins affinées que les nôtres. Notons également que nous n'utiliserons pas toujours les valeurs explicitement données de L_{eff} du tableau (V.5), mais plutôt les relations (V.5) à (V.7), afin d'assurer une meilleure propagation des erreurs, notamment dans les rapports de sections efficaces, conduisant aux grandeurs α et $\Delta\alpha$ par exemple.

Nous donnons également dans le tableau (V.5) les valeurs des longueurs de radiation tirées de la compilation [PDG90]. Dans le cas particulier de la cible W^* , nous avons utilisé la relation suivante :

$$\frac{1}{L'_R}(W^*) = \sum_{i=1}^3 \frac{f_i}{L'_R(i)} \quad (V.10)$$

où les $i = 1$ à 3 correspondent, respectivement, aux éléments W , Ni et Fe .

La fraction f_i par masse d'atome i varie comme Z^2/A , ce qui nous a permis de calculer $L_R(Ni)$, non tabulée, à partir de $L_R(Fe)$ connue. (Les longueurs de radiation n'étant pas utilisées directement dans nos calculs, il n'est pas utile de fournir les incertitudes).

En conclusion de cette partie consacrée aux grandeurs liées aux cibles, nous pouvons considérer que nous disposons effectivement de cinq cibles de nature différente (C , Al , Cu , W^* , W), et que la comparaison des données obtenues avec les deux cibles de cuivre peut permettre une étude des réinteractions.

V.3 – Les moniteurs

V.3.a – Principes généraux

Nous rappelons que les déterminations non directes des quantités α et $\Delta\alpha$ ne requièrent qu'une normalisation relative des données, tandis que les mesures des sections efficaces exigent une normalisation absolue.

Le fonctionnement général des trois moniteurs décrits dans le chapitre III (§III.4), à savoir l'hodoscope de faisceau (compteurs BH), l'Argonium ($ARGO$) et les télescopes placés à quatre vingt dix degrés (TEL) autour de la cible, est résumé dans le tableau (V.6).

Périodes	PHYSIQUE	PHYSIQUE et / ou calibration
"runs"	2202 → 2393	2394 → 2408
<i>ARGO</i>	En Service	Hors Service
<i>TEL</i>	En Service	En Service
<i>BH</i>	Hors service	En Service
	Intensité normale	Basse Intensité

Tableau (V.6) : Fonctionnement général des trois moniteurs et grandes périodes d'acquisition des données.

L'acquisition des données est divisée en deux grandes périodes correspondant, respectivement, à l'enregistrement des événements pour les études physiques ("Période Physique") et pour les calibrations des moniteurs avec quelques données pour la physique

("Période Physique et/ou Calibration"). Les grandes périodes sont associées elles mêmes à des faisceaux de "Haute" et "Basse" intensité, respectivement.

Le moniteur *BH*, qui donne un nombre absolu de protons incidents, ne peut fonctionner convenablement que si l'intensité du faisceau est inférieure à 10^8 protons par bouffée (basse intensité), et il est hors service pour les intensités plus élevées.

Comme nous le verrons plus loin (§V.3.d), le moniteur *ARGO* n'est pas soumis à de telles contraintes. Malheureusement, pour des raisons non élucidées, son fonctionnement n'a pas été satisfaisant pendant la grande période des "basses intensités", et nous avons recours aux moniteurs *TEL*, dont la fiabilité est moyenne sur une longue durée, pour assurer les recoupements nécessaires.

Le tableau (V.7) fournit des informations sur la période de calibration "basse intensité".

Cible	<i>C</i>	<i>Al</i>	<i>Cu</i> (2.0)	<i>Cu</i> (10.1)	<i>W</i> *	<i>W</i>
Nb de Runs	1	3	1	1	1	5
Intensité (<i>P</i> /burst)	$1.6 \cdot 10^7$	$5.3 \cdot 10^6$ à $1.6 \cdot 10^7$	$1.4 \cdot 10^7$	$1.6 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^7$	$6.5 \cdot 10^6$ à $6.9 \cdot 10^7$

Tableau (V.7) : Période de calibration "basse intensité" avec indication du nombre de "runs" et des intensités moyennes (Protons/bouffée), pour chaque type de cible.

C'est avec la cible *W* que nous obtenons le plus d'informations en raison du plus grand nombre de "runs" et de la meilleure dynamique de faisceau.

V.3.b – Le moniteur BH

V.3.b.1 – Fonctionnement général

L'ensemble de la chaîne de détection pour un compteur *BH_i*, qui va du scintillateur à l'échelle de comptage, peut être assimilé à un compteur dit "non paralysable" [EVA55] qui, pour de très hautes intensités, présente des propriétés de saturation (le fonctionnement inverse est celui d'un compteur "paralysable" qui finit par ne plus compter du tout lorsqu'il est trop sollicité).

Cela se traduit par la relation approchée suivante :

$$h_i \simeq H_i \left(1 - \frac{H_i}{h_{i \text{ max}}} \right) \quad (V.11)$$

avec $i = 1, 2$ pour chaque plan BH_i ,
 où H_i représente le comptage réel par "burst",
 et h_i le comptage effectif par "burst", c'est-à-dire l'information fournie par le plan BH_i .

La quantité $h_{i \max}$ est le comptage en saturation de chaque plan BH_i .
 Le comptage réel H_i peut être relié à l'intensité réelle par "burst", N_i :

$$H_i = \varepsilon_i \cdot N_i \quad (V.12)$$

où ε_i est l'efficacité de détection du plan BH_i .

Ce sont les quantités $h_{i \max}$ et ε_i que nous devons déterminer pour remonter au nombre réel de protons incidents.

V.3.b.2 – Saturations $h_{i \max}$.

Des trois moniteurs que nous employons, ce sont les télescopes *TEL* qui ont les plus faibles comptages et sont, par conséquent, les plus éloignés de leurs propres limites de saturation.

Nous faisons donc l'hypothèse qu'il existe une proportionnalité entre le nombre de protons incidents par "burst" et le comptage t_j de chaque télescope.

$$N_i = k_{ij} \cdot t_j \quad (V.13)$$

où t_j est le taux de comptage par "burst" du télescope j (avec $j = 1, 2, 3$ respectivement, pour les télescopes dits "Salève", "Vertical" et "Jura").

En combinant les relations (V.11) à (V.13), il vient :

$$\mathcal{R}_{ij} = \frac{h_i}{t_j} = \varepsilon_i k_{ij} \left(1 - \frac{\varepsilon_i k_{ij} t_j}{h_{i \max}} \right) \quad (V.14)$$

qui a une forme linéaire en fonction de t_j , soit :

$$\mathcal{R}_{ij} = k \left(1 - \frac{k}{h_{i \max}} t_j \right) \quad (V.14)'$$

Cette forme doit être vérifiée si les deux hypothèses "compteur non paralysable" et "télescopes très loin de leur saturation" sont justifiées. Dans ce cas, l'ajustement de $\mathcal{R}_{ij}$ en fonction de t_j fournit la saturation $h_{i \max}$ qui est :

- indépendante des efficacités ε_i ;
- indépendante du numéro du télescope j .

La comparaison des fonctionnements des trois télescopes (voir §V.3.c) nous a conduit à ne retenir que les comptages "Salève" et "Vertical".

Les lissages (V.14) pour BH_1 et BH_2 font l'objet des figures (V.2) et (V.3), respectivement.

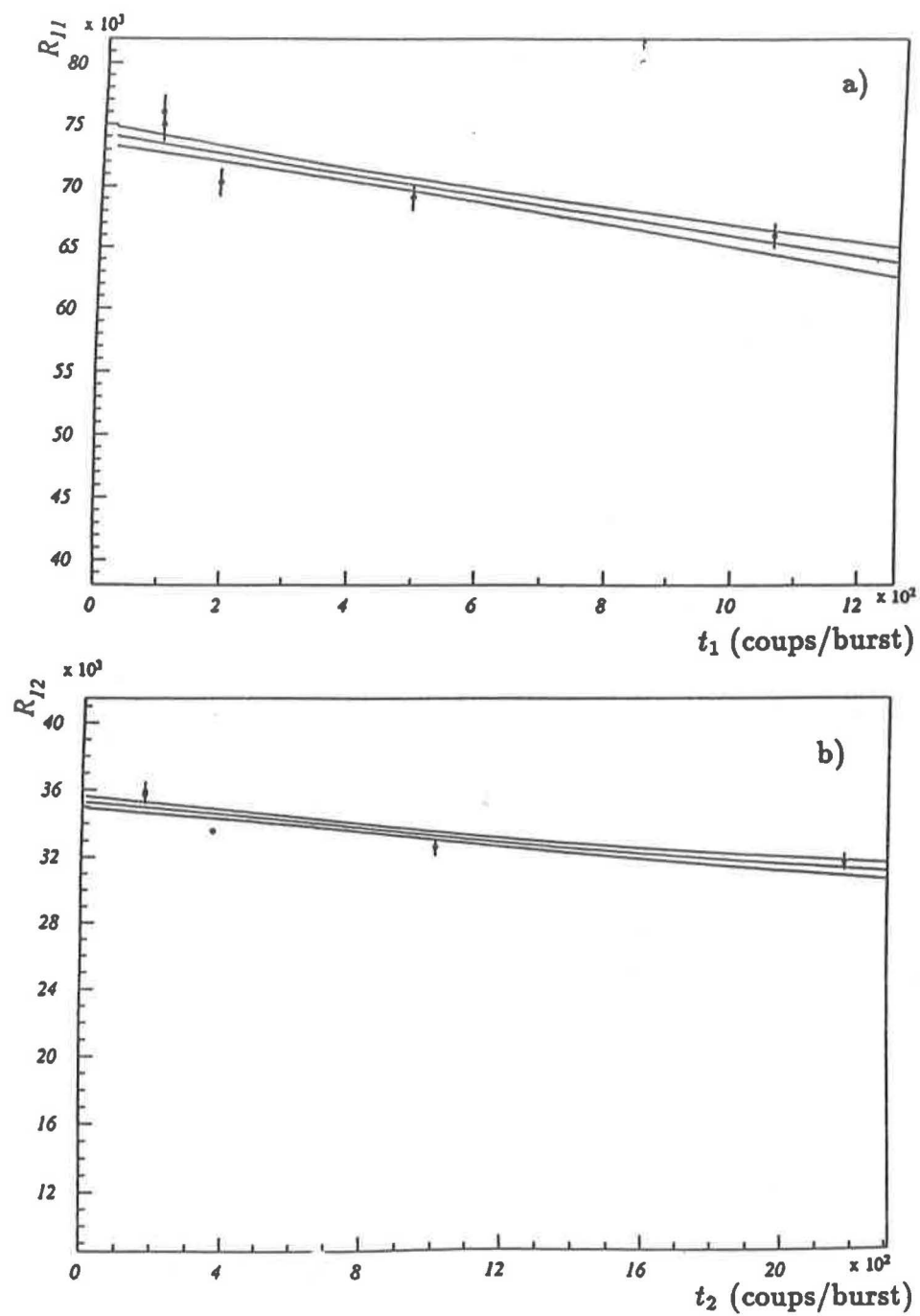


Figure (V.2) : Ajustements des limites de saturation de BH_1
a) par comparaison à t_1 (Salève),
b) par comparaison à t_2 (Vertical).

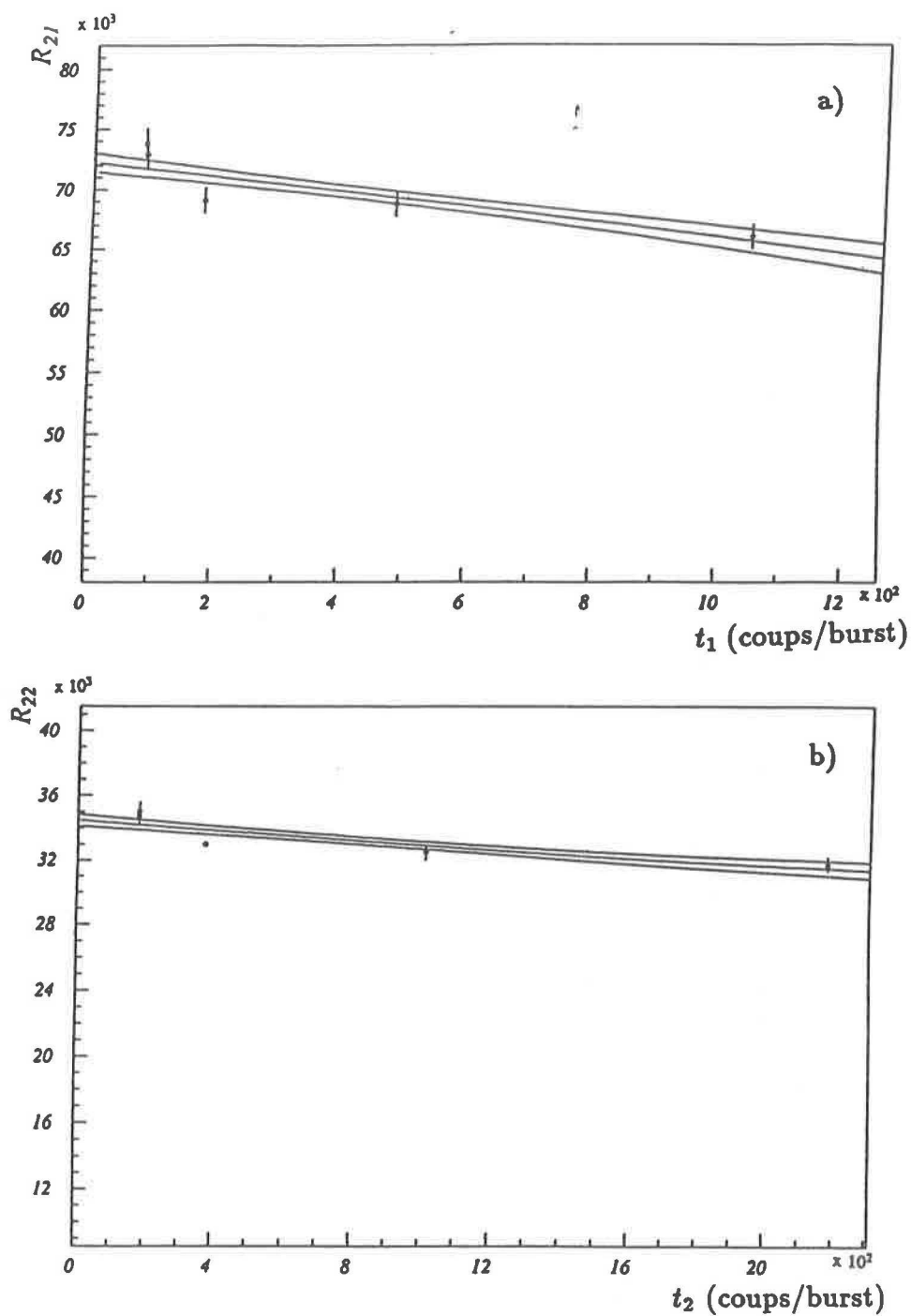


Figure (V.3) : Ajustement des limites de saturation de BH_2
a) par comparaison à t_1 (Salève),
b) par comparaison à t_2 (Vertical).

Comme nous l'avons déjà indiqué (§V.3.a), nous n'avons pu utiliser que la cible W , avec cinq points de calibration. La qualité des χ^2 s'en ressent d'autant plus que les incertitudes sur les $\mathcal{R}_i$ sont sous-estimées à ce stade de l'analyse, où les moniteurs sont en cours d'étude seulement. Nous avons également confirmé cette analyse dans de meilleures conditions avec des données proton et surtout ion à 200 GeV/c [CHA92].

Bien que les résultats obtenus pour un BH_i donné, avec les deux télescopes, ne soient pas indépendants, nous avons, compte-tenu des incertitudes, effectué des moyennes pondérées pour avoir un résultat unique par BH_i .

Les valeurs obtenues sont dans le tableau (V.8).

	$\langle h_{i \max} \rangle$ (coups/burst)
BH_1	$(6.7 \pm 0.7) 10^8$
BH_2	$(8.2 \pm 1.1) 10^8$

Tableau (V.8) : Comptages en saturation $\langle h_{i \max} \rangle$ des deux plans du moniteur BH .

Nous pouvons noter que malgré leurs différences les saturations ne sont pas incompatibles, ce qui montre la cohérence des performances du moniteur BH .

Le tableau (V.9) indique les corrections apportées pour toute la dynamique en intensité des "runs" de calibration.

Intensité (P /burst)	$5.3 \cdot 10^6$	$6.9 \cdot 10^7$
BH_1	0.79 ± 0.08	10.3 ± 1.1
BH_2	0.65 ± 0.09	8.4 ± 1.2

Tableau (V.9) : Corrections limites (en %) pour toute la dynamique des "runs" de calibration.

Ces corrections peuvent atteindre 10%, mais l'erreur systématique résiduelle est voisine de 1%.

V.3.b.3 – Efficacités ϵ_i

Avec des ions incidents, ces efficacités ont une origine purement géométrique (zones mortes entre lattes de scintillateurs voisines d'un même BH_i [SIN88]).

Dans le cas des protons, qui délivrent un signal plus proche du seuil électronique de discrimination, apparaît une source d'inefficacité supplémentaire. Quoi qu'il en soit, nous considérons que les efficacités globales ϵ_i sont constantes. Nous les avons déterminées par moyennes pondérées sur 51 "runs", afin de réduire les incertitudes statistiques attachées aux mesures pour chaque "run". Les résultats sont donnés dans le tableau (V.10).

BH_1	0.906 ± 0.007
BH_2	0.863 ± 0.010

Tableau (V.10) : Efficacités ϵ_i des BH_i .

Notons encore que, malgré les corrections systématiques qui peuvent dépasser 10%, l'erreur systématique résiduelle est voisine de 1%.

V.3.b.4 – Formules finales

En reprenant les formules (V.11) et (V.12), nous obtenons la formule pratique finale exprimant le nombre réel de protons N_i^r , pour un "run" donné :

$$N_i^r = \frac{h_i^r}{\epsilon_i} \left(1 + \frac{h_i}{h_{i \max}} \right) \quad (V.15)$$

où h_i^r représente l'information directe fournie par le compteur BH_i pour un "run" donné et :

$$h_i = \frac{h_i^r}{b} \quad (V.16)$$

où b est le nombre de "bursts" dans le "run" considéré.

L'incertitude sur N_i^r est obtenue en propageant les incertitudes sur ϵ_i et $h_{i \max}$. Généralement, l'incertitude statistique sur h_i^r est négligeable.

La valeur finale de nombre de protons incidents N est fournie par la moyenne pondérée de N_1^r et N_2^r .

C'est ainsi que via la relation (V.15), nous rendons compte des effets de résolution globale en temps du BH . La même approche est confirmée avec des protons ou ions à 200 GeV/c [CHA92].

V.3.c – Les Télescopes TEL

V.3.c.1 – Comparaison des moniteurs.

Nous montrons sur la figure (V.4) une comparaison des réponses télescopes t_j pour la grande période "physique", en fonction des "runs" successifs.

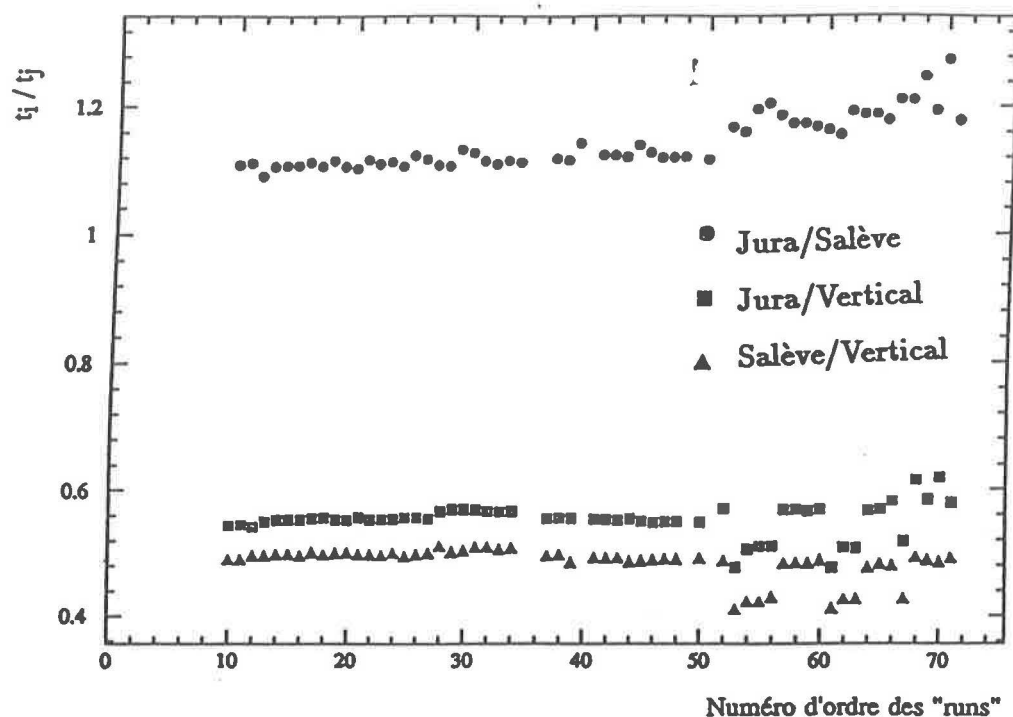


Figure (V.4) : Evolution des rapports de comptage des différents télescopes en fonction des "runs" successifs pour la période consacrée à la "Physique".

Nous voyons qu'après une stabilité de longue durée, des fluctuations importantes apparaissent. Par recoupement avec des observations sur le cahier d'expérience, nous attribuons ces fluctuations à des instabilités de faisceau, sans effet sur les autres moniteurs.

Une analyse plus approfondie dans la période de stabilité montre en plus que le compteur *TEL* "Jura" manifeste quelques irrégularités, aussi, nous ne retenons pour la suite que les compteurs *TEL* "Salève" et "Vertical".

Pour la période "calibration", par contre, qui succède à celle des prises de données pour la "Physique", les télescopes retrouvent un fonctionnement normal, tandis que le moniteur *ARGO* connaît à son tour, des difficultés. C'est ce qui apparaît sur la figure (V.5).

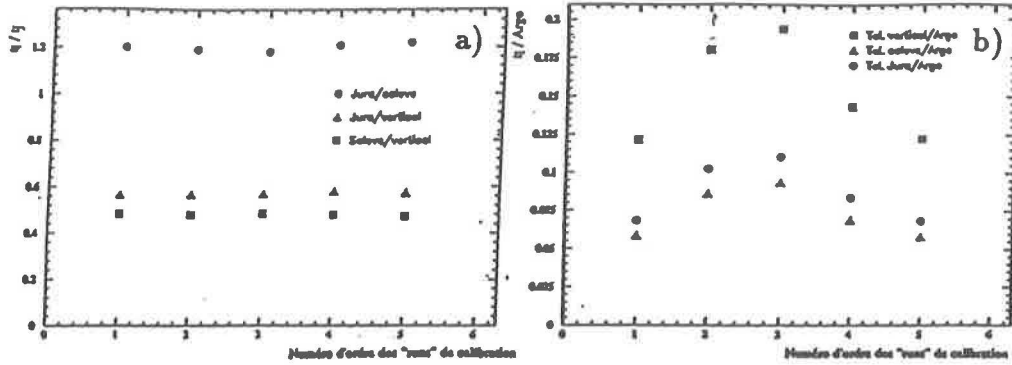


Figure (V.5) : Comparaison des moniteurs pour la période de "calibration" de la cible W .

- a) Moniteurs TEL entre eux,
- b) Moniteurs $TEL / ARGO$.

V.3.c.2 – Calibration des Télescopes

Nous sommions tous les "runs" correspondant à une cible donnée, pour les moniteurs BH_i ($i = 1, 2$) et t_j ($j = 1, 2$).

$$N_i = \sum_{r=1}^n N_i^r \quad i = 1, 2 \quad (V.17)$$

$$\tau_j = \sum_{r=1}^n t_j^r \quad j = 1, 2 \quad (V.18)$$

avec N_i et τ_j , pour les sommes de BH_i et t_j , respectivement.

Le nombre réel de protons est obtenu par une moyenne pondérée des N_1 et N_2 , soit

$$N = \sum_W (N_1, N_2) \quad (V.19)$$

d'où la constante de calibration k_j du télescope t_j :

$$k_j = \frac{N}{\tau_j} \quad (V.20)$$

L'ensembles des k_j , pour toutes les cibles, est donné dans le tableau (V.11).

Cible	C	Al	Cu (2.0)	Cu (10.1)	W*	W
TEL	$1.35 \cdot 10^5$	$1.88 \cdot 10^5$	$9.36 \cdot 10^5$	$7.63 \cdot 10^5$	$6.78 \cdot 10^5$	$8.14 \cdot 10^4$
Salève	2.0%	1.4%	2.3%	2.1%	2.2%	1.5%
TEL	$6.69 \cdot 10^4$	$9.24 \cdot 10^4$	$4.37 \cdot 10^5$	$3.78 \cdot 10^4$	$2.90 \cdot 10^5$	$3.89 \cdot 10^4$
Vertical	1.8%	1.4%	1.9%	1.9%	1.7%	1.5%

Tableau (V.11) : Constantes de calibration k_j des moniteurs TEL "Salève" et "Vertical" et erreurs relatives en %, pour toutes les cibles.

Sachant qu'une utilisation ultérieure des télescopes consistera à employer leurs moyennes pondérées, nous pouvons nous attendre à des incertitudes inférieures à 1.5%, sauf pour la cible Cu(2.0).

V.3.d – Le moniteur ARGO

V.3.d.1 – Stabilité du moniteur.

Notre gamme de fonctionnement du compteur ARGO se situe tout à fait là où stabilité et linéarité sont assurées (cf. §III.4.c). Mis à part les derniers "runs" où nous retrouvons des fluctuations des télescopes ou de l'ARGONIUM déjà signalées, la stabilité relative des moniteurs, pour une cible donnée, est bonne.

Une analyse plus détaillée de tous les rapports $t_j/ARGO$, pour chaque cible, avec une sélection des "runs" où les t_j sont stables, montre que l'incertitude relative pour le compteur ARGO est telle que :

$$\frac{\sigma_{ARGO}}{ARGO} \leq 1.5\% ,$$

valeur déjà préconisée par d'autres études au sein de la collaboration NA38.

Nous nous attendons à :

$$\frac{t_j}{ARGO} \text{ proportionnel à } L_{eff} \quad (V.21)$$

à condition de négliger les différences d'acceptance des télescopes vis à vis des différentes cibles. La figure (V.6), compte-tenu de cette hypothèse simplificatrice, montre que les cibles avec des longueurs effectives assez voisines ont à peu près le même rapport(V.2.1).

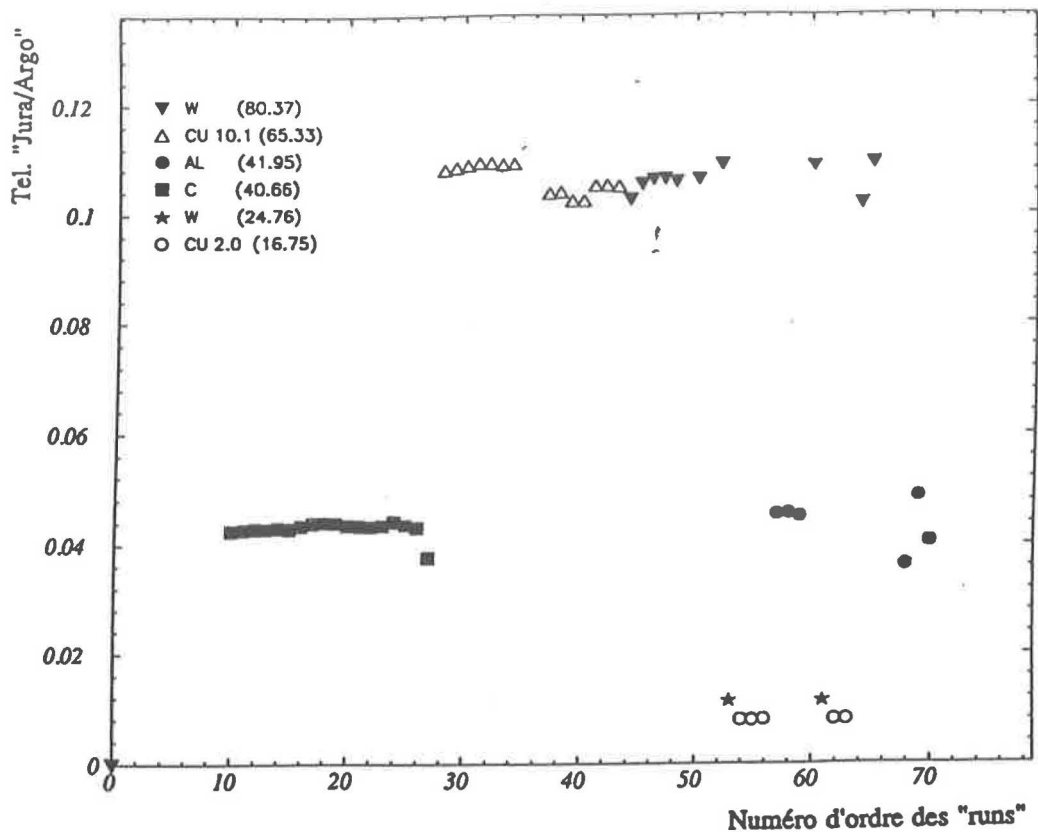


Figure (V.6) : Comparaison des moniteurs *TEL* "Jura" et *ARGO*, pour les 6 types de cible (les chiffres entre parenthèse sont les longueurs effectives de chaque cible tirées du tableau (V.5)).

La figure (V.6) montre, par exemple, la comparaison du compteur *TEL* "Jura" à l'ARGONIUM, pour l'ensemble des "runs".

V.3.d.2 – Calibration absolue des moniteurs.

Le moniteur *ARGO* est étalonné grâce aux télescopes, en sélectionnant les "runs" de la période "Physique" où les moniteurs *TEL* sont stables, soit 56 "runs" (allant des numéros 2212 à 2398). Nous procédons en deux temps :

- Pour chaque cible, nous calculons le nombre de protons incidents (en moyennant les informations fournies par les télescopes) et le comptage *ARGO*.
- Pour l'ensemble des cibles, nous sommes séparément les comptages protons et *ARGO*. Cela nous conduit à la normalisation absolue du moniteur *ARGO* :

$$1 \text{ coup } \textit{ARGO} = (6.28 \pm 0.25) \times 10^3 \text{ protons,}$$

soit une incertitude de 4% à caractère systématique sur les mesures des sections efficaces.

V.4 – Sélection des “runs”

V.4.a – Méthode habituelle

Toutes les données enregistrées ne sont pas aptes à fournir le nombre d'événements physiques ν de la formule (V.1). Des contraintes minimales sur la qualité des prises de données sont imposées :

- retenir des “runs” correspondant à des protons 450 GeV/c, avec un “trigger” dimuon et un champ magnétique nominal (voir chapitre III);
- recueillir les informations fournies par les divers cahiers d'expérience (qualité du faisceau, fonctionnement de l'appareillage, etc);
- avoir des coupures spéciales sur l'efficacité d'analyse ϵ_s et l'efficacité en temps ϵ_T (voir §V.5.b et V.5.c) :

$$\epsilon_s \geq 80\%$$

$$\epsilon_T \geq 80\%.$$

Cette sélection qui dépend beaucoup de l'appréciation du physicien, est donc assez subjective.

Le tableau (V.12) donne la liste des numéros de “run” rejetés et les raisons.

Motif du rejet	Numéro de run	Cible
Vide	2312, 2313, 2332 2333, 2378, 2387 2391, 2392	
T.H.I.	2202, 2203, 2205 2206, 2207, 2209 2210, 2211	<i>W</i>
Coupures	2212	<i>C</i>
Coupures	2315	<i>Cu</i> (10.1)
Champ nul	2316	<i>Cu</i> (10.1)
Coupures + RMH/ADC	2330	<i>W</i>
Faible stat.	2400	<i>W</i>
Faible stat.	2401	<i>W</i>

Tableau (V.12) : Sélection des “runs”, avec motifs des rejets.

(Les coupures sont faites sur le temps mort et/ou l'efficacité d'analyse.

T.H.I.: Très Haute Intensité).

Nous constatons que, parmi les motifs de rejet, certains ont trait, par exemple, au fonctionnement de l'électronique (modules mémoires RMH ou convertisseurs ADC) ou à une statistique trop réduite.

V.4.b – Nouvelle sélection

Nous avons élaboré une nouvelle méthode de sélection fondée sur l'analyse du comportement de certaines grandeurs physiques.

Soit le rapport :

$$Y = \frac{u}{u_B} \quad (V.22)$$

où u est le nombre d'événements physiques par “run” en fin d'analyse (c'est-à-dire toutes coupures faites) quelles que soient la masse du dimuon et les charges des muons, et u_B le nombre d'événements enregistrés sur bande magnétique ($\sim$ au nombre de “triggers”) par “run”.

La correction par l'efficacité d'analyse ε_s ramène tous les événements à des conditions égales d'analyse. La correction de temps mort (via l'efficacité en temps ε_T) n'est pas utile car elle serait commune à u et u_B .

Soit également la grandeur i telle que :

$$i = \frac{u_B}{\frac{\varepsilon_T}{b}} \quad (V.23)$$

où b représente le nombre de "bursts" ayant fourni les u_B "triggers".

Cette grandeur i est corrigée par ε_T afin de s'affranchir des conditions d'enregistrement. Elle correspond, en quelque sorte, à un nombre absolu de "triggers par burst", rendant compte de l'ensemble des conditions expérimentales, à savoir :

- la nature du "trigger",
- le faisceau (Intensité),
- la cible (L_{eff}).

Il faut noter que i correspond plutôt à la notion de luminosité, car elle contient des informations relatives au faisceau et à la cible.

Sur la figure (V.7), nous avons porté le rapport Y en fonction de i .

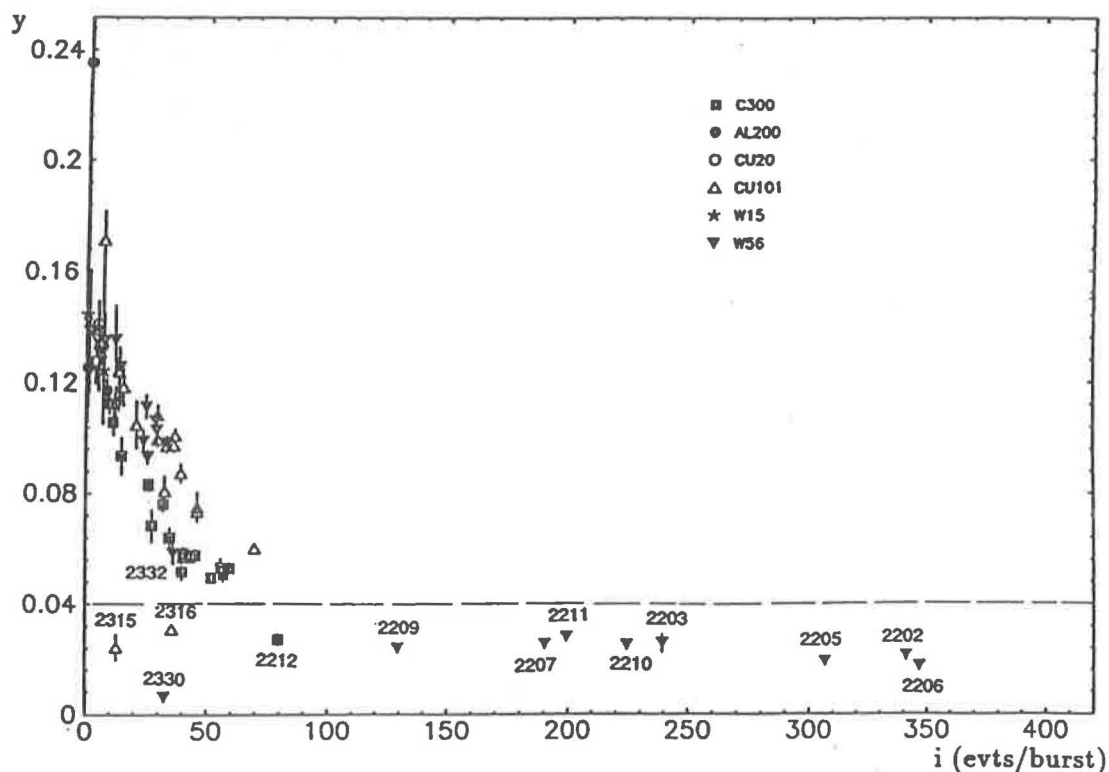


Figure (V.7) : Recherche des "runs" pathologiques (les "runs" déjà éliminés par la méthode habituelle sont indiqués).

Nous voyons que le rapport Y décroît régulièrement lorsque la grandeur i augmente, sauf pour les très basses valeurs de Y (typiquement pour $Y < 0.04$) pour lesquelles presque tous les "runs" éliminés de façon classique sont groupés.

(Il faut préciser que presque tous les "runs" notés "vides" dans le tableau (V.12), n'ont pas été portés sur la figure (V.7)).

Sur la figure (V.8), nous avons repris les mêmes informations que sur la figure précédente, mais en coupant tous les runs avec $Y < 0.04$.

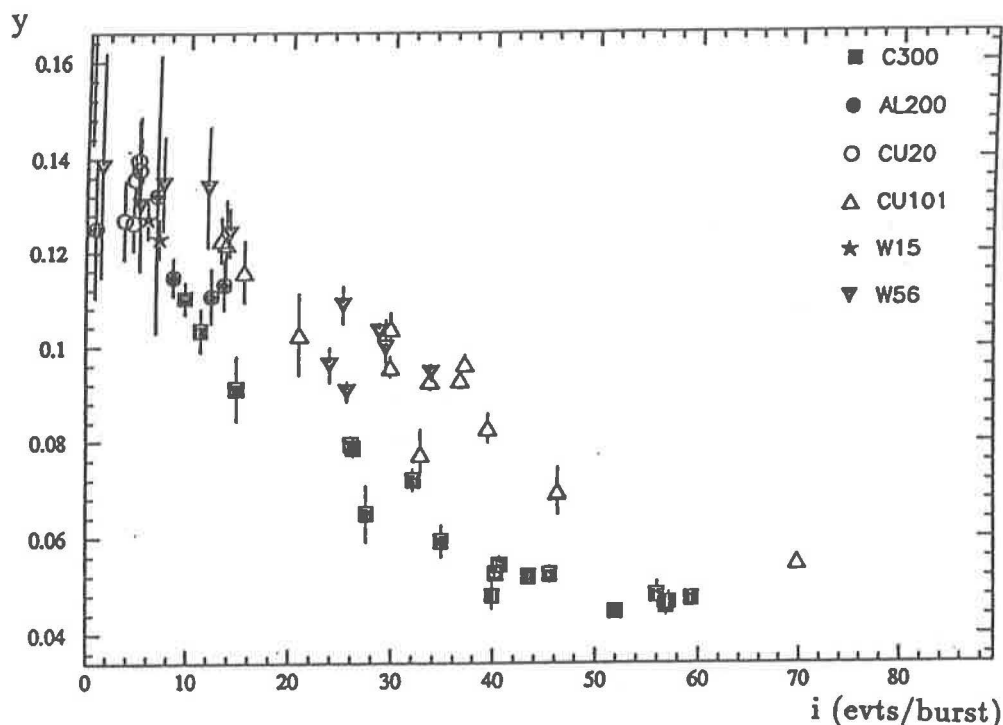


Figure (V.8) : Sélection des "runs", après coupure $Y < 0.04$.

Nous pouvons penser que cette approche de sélection des "runs" est complémentaire de la méthode habituelle avec un caractère plus objectif.

Cette approche est confirmée sur les données protons et ions à 200 GeV/c [CHA92].

V.5 – Efficacités

V.5.a – Efficacité de déclenchement (ϵ_H).

L'efficacité de déclenchement ϵ_H ("Hard") implique les quatre hodoscopes $R_1 - R_4$ (cf §III.2.c) et leurs efficacités respectives. Son étude a été rapportée dans des travaux antérieurs [STA89], au cours desquels le déclenchement s'affranchit des hodoscopes

habituels et utilise les compteurs $P1$ et $P2$ en amont et en aval de l'aimant (voir figure (III.1)).

Après reconstruction de la trace de chaque muon dans les chambres à fils, un examen des compteurs $R_1 - R_4$ touchés est effectué. L'efficacité ϵ_H est le produit des efficacités associées à chaque compteur.

La valeur retenue est la suivante :

$$\epsilon_H = 0.94 \pm 0.06$$

L'incertitude sera considérée comme systématique mais n'interviendra que dans le calcul des sections efficaces.

V.5.b – Efficacité en temps (ϵ_T)

L'efficacité en temps ϵ_T ("Live Time") est déterminée en principe avec une grande précision en moyennant les informations fournies par les télescopes.

$$\epsilon_T = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \frac{t_j \text{ (porte)}}{t_j \text{ (libre)}} \quad \text{avec } n \leq 3 \quad (\text{V.24})$$

où les références "libre" et "porte" désignent, respectivement, des comptages sans aucune contrainte ou avec les temps morts liés à l'électronique et à l'acquisition. Une moyenne arithmétique sur les télescopes actifs est suffisante car les différents rapports sont toujours très voisins.

L'incertitude correspondante est très faible :

$$\sigma_{\epsilon_T} \ll 1\%$$

Elle sera négligée dans la propagation des erreurs.

L'efficacité en temps pourrait être évaluée autrement, en faisant appel aux informations de l'acquisition principale, intitulée "Master Acquisition", avec ou sans temps mort, soit :

$$\epsilon'_T = \frac{A_{cq} \text{ (avec temps mort)}}{A_{cq} \text{ (sans temps mort)}} \quad (\text{V.25})$$

Des difficultés inexplicables apparaissent pour les très hautes intensités, ce que montre le tableau (V.13).

I (prot/burst)	ϵ'_T	ϵ_T
$5.9 \cdot 10^8$	17%	41%
$5.0 \cdot 10^8$	62%	78%

Tableau (V.13) : Comparaison des temps morts ϵ_T (Télescopes) et ϵ'_T (Acquisition maître) pour deux "runs" de très haute intensité.

Nous voyons sur ces deux exemples que le désaccord très important entre ε_T et ε'_T se réduit fortement quand l'intensité décroît, pour disparaître complètement pour des efficacités en temps supérieures à 80%, d'où le choix de la sélection des "runs" (§V.4.a).

V.5.c. – Efficacité d'analyse (ε_s)

Cette efficacité dépend du nombre de traces à trier. Plus le faisceau est intense, plus les chambres proportionnelles sont "arrosées", il devient donc de plus en plus difficile de chercher la bonne trace. L'estimation de cette efficacité est faite par un calcul analytique, elle ne dépend que de l'efficacité des chambres.

Jusqu'à présent, nous ne connaissons pas l'incertitude associée à ε_s . Elle ne peut être calculée numériquement comme ε_s . Pour obtenir une estimation réaliste, nous proposons la méthode suivante.

Soit η_s l'inefficacité d'analyse :

$$\eta_s = 1 - \varepsilon_s \quad (V.26)$$

que nous voulons corréler à une certaine quantité X selon une loi simple à P paramètres ajustables.

$$\eta_s = f_P(X) \quad (V.27)$$

avec le χ^2 suivant à ν degrés de liberté :

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^n \frac{(\eta_{sj} - f_P(X_j))^2}{\sigma_{\eta_{sj}}^2 + \sigma_{f_P(X)}^2} \quad (V.28)$$

$$\text{où} \quad \nu = n - P \quad (V.29)$$

n étant le nombre de points du lissage. Notons que le χ^2 tient compte à la fois des incertitudes, pour le moment inconnues, sur les inefficacités η_{sj} et sur la loi ajusté $f_P(X_j)$ en chaque point X_j .

Nous postulons que les points expérimentaux et la loi seront statistiquement équivalents lorsque la condition :

$$\frac{\chi^2}{\nu} = 1 \quad (V.30)$$

sera satisfaite, ce qui permettra d'évaluer les incertitudes figurant au dénominateur de (V.28).

L'inefficacité η_s étant vraisemblablement liée au taux d'acquisition, nous avons retenu comme variable de corrélation la quantité i précédemment définie (équation (V.23)).

La figure (V.9) donne η_s en fonction de i .

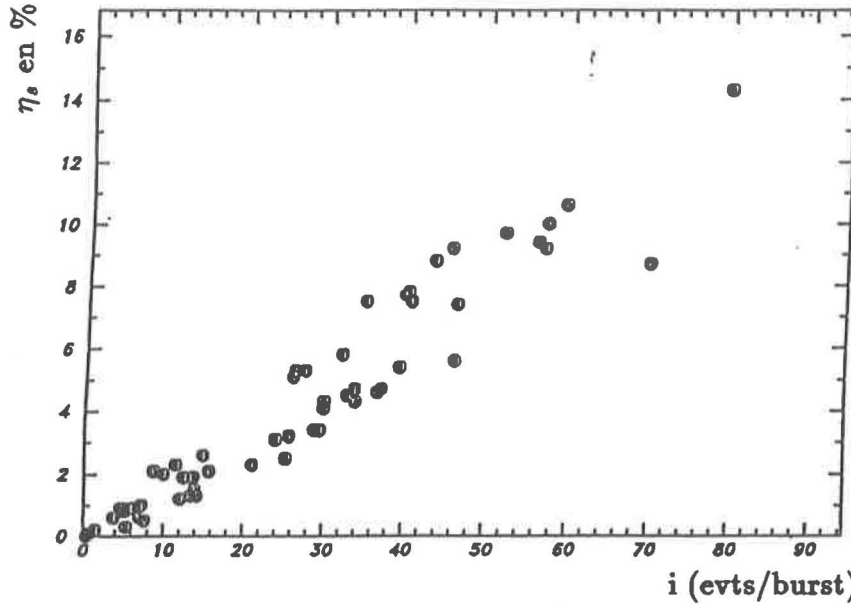


Figure (V.9) : Corrélation entre l'inefficacité d'analyse η_s et la luminosité i .

Nous constatons que η_s et i sont fortement corrélés. Nous avons retenu comme loi :

$$f_2(i) = \left(\frac{i}{i_0} \right)^\beta \quad (V.31)$$

où i_0 et β sont deux paramètres ajustables.

Un calcul simple de propagation des erreurs permet d'évaluer σ_{f_2} :

$$\sigma_{f_2} = \left[\left(\beta \frac{\sigma_{i_0}}{i_0} \right)^2 + \left(\text{Ln } \eta_s \frac{\sigma_\beta}{\beta} \right)^2 - 2 \frac{\text{Ln } \eta_s}{i_0} \sigma_{i_0\beta} \right]^{\frac{1}{2}} \cdot f_2 \quad (V.32)$$

$\sigma_{i_0\beta}$ est la covariance des paramètres i_0 et β .

Pour le lissage (V.31) nous prenons comme incertitude $\delta \eta_{sj}$ sur les η_{sj} :

$$\delta \eta_{sj} = k \sigma_{f_2}(i_j) \quad (V.33)$$

où $\sigma_{f_2}(i_j)$ est donné par (V.32).

Un calcul itératif avec la condition (V.30) comme critère de convergence permet de trouver la constante k .

Nous avons alors :

$$\sigma_{\eta_{sj}} = \sqrt{k^2 - 1} \delta \eta_{sj} \quad (V.34)$$

Le résultat final est représenté sur la figure (V.10).

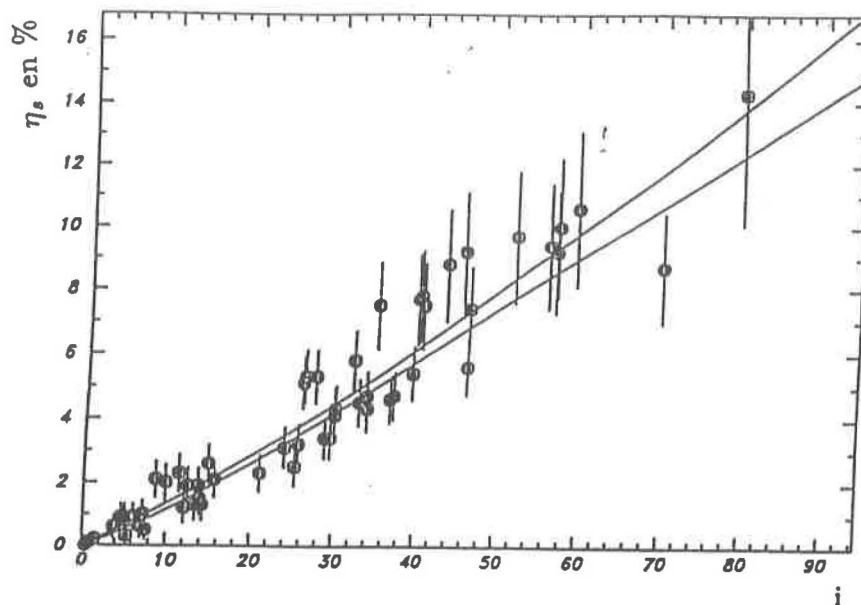


Figure (V.10) : Estimation des incertitudes sur l'inefficacité d'analyse η_s (sur les points expérimentaux et sur l'ajustement retenu).

Les incertitudes relatives sur les points expérimentaux sont données par la relation suivante :

$$\sigma_{\eta_s} = 4.9 \left(0.00805 - 0.00855 \ln \eta_s + 0.00259 (\ln \eta_s)^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (V.35)$$

avec η_s en %

Par cette formule, l'incertitude relative sur l'inefficacité d'analyse ne dépend que de η_s , sans faire explicitement référence à la forme de la corrélation avec la quantité i .

Nous donnons dans le tableau (V.14) quelques exemples d'incertitudes.

ε_s	(%)	98	90
η_s	(%)	2	10
σ_{η_s}	(%)	0.57	2.2
$\sigma(\varepsilon_s)/\varepsilon_s$	(%)	0.58	2.5

Tableau (V.14) : Exemples d'incertitudes sur l'efficacité d'analyse ε_s pour deux valeurs extrêmes de ε_s .

Pour l'ensemble de nos données, cette incertitude est inférieure ou égale à 1%.

V.5.d – Efficacité manquante (ϵ_x)

Pour une cible donnée, nous définissons la quantité S suivante :

$$S = \frac{u}{N \epsilon_T \epsilon_s L_{eff}} \quad (V.36)$$

où u désigne toujours le nombre d'événements physiques en fin d'analyse (c'est-à-dire toutes coupures faites), mais cette fois-ci, quelles que soient les charges des muons et les masses des dimuons.

S est proportionnelle à une section efficace (cf la formule (V.1)) qui rendrait compte de l'ensemble des processus physiques produisant deux muons, et contient toutes les informations que nous avons analysées jusqu'à présent dans ce chapitre. C'est une quantité liée aux propriétés de la cible et aux phénomènes physiques qui lui sont propres, indépendante a priori de l'intensité du faisceau, ou plus généralement de la luminosité.

Les figures (V.11 a et b) donnent S en fonction de i pour les deux cibles Cu (10.1) et C (30.0), qui offrent la plus grande dynamique en luminosité i .

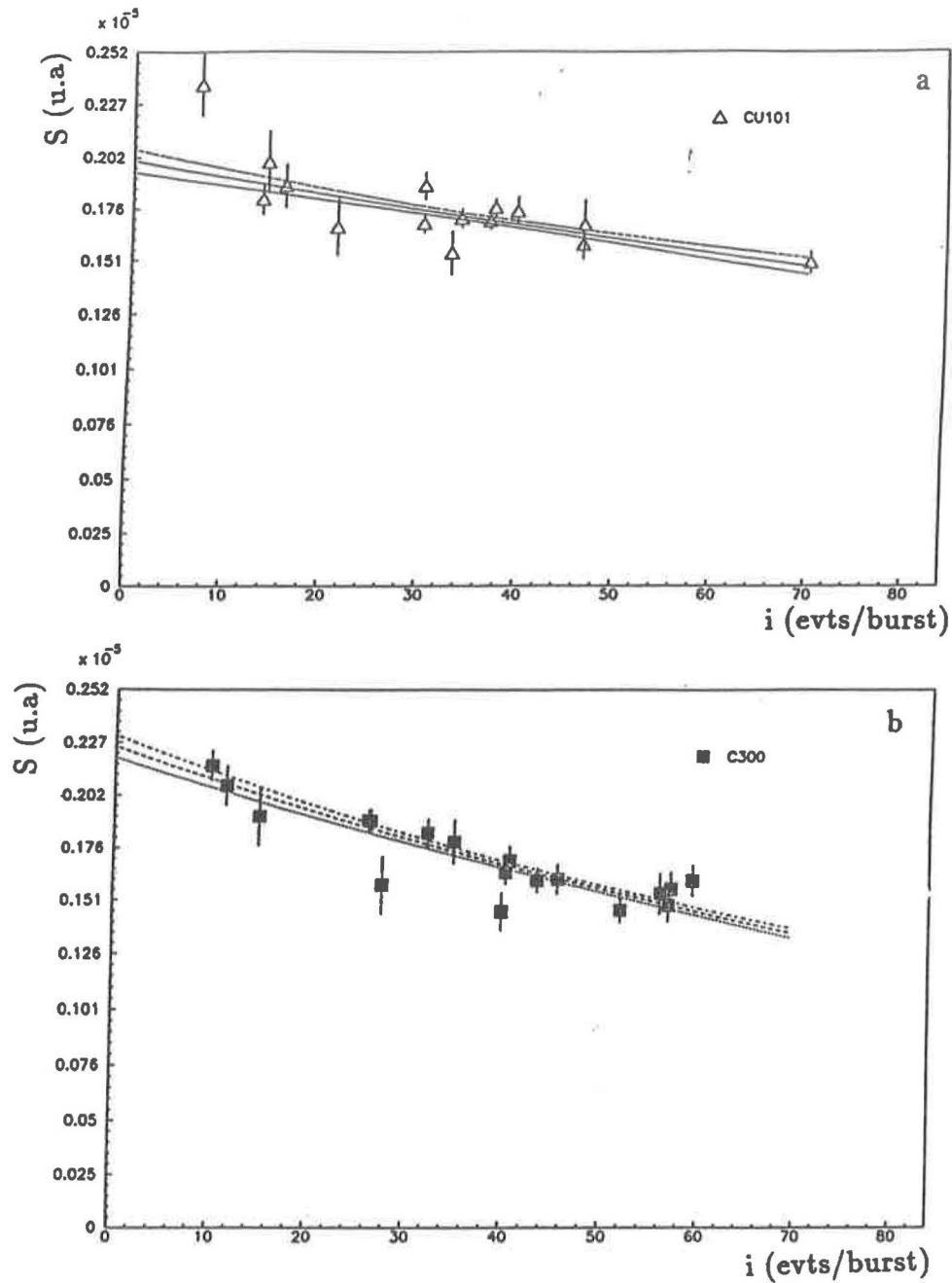


Figure (V.11) : Evolution de S (V.36) en fonction de la luminosité i ,
a) pour la cible Cu (10.1)
b) pour la cible C (30.0)

Les lissages correspondent à la forme exponentielle (V.37).

Cette figure appelle les deux observations suivantes :

- S n'est pas constante en fonction de i ,
- l'évolution n'est pas la même pour les deux cibles.

Avec les quatre autres cibles, la variable S manifeste également des évolutions avec i , moins marquées cependant en raison des gammes de variations moins étendues de la luminosité. Ces évolutions sont d'autant plus marquées que les longueurs effectives sont plus grandes.

La figure (V.12) est une illustration du comportement de S que nous avons analysé.

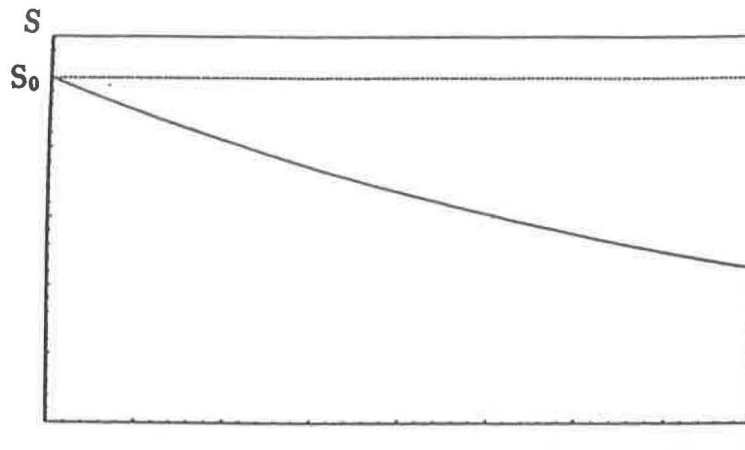


Figure (V.12) : Comportement général de la quantité S en fonction des i .

La forme analytique la plus simple qui assure un ajustement convenable des données est la forme exponentielle :

$$S = S_0 e^{-b.i} \quad (V.37)$$

Ces lissages sont montrés sur la figure (V.11), pour les deux cibles (il faut noter qu'un ajustement linéaire détériore quelque peu le χ^2). Il existe donc une perte d'efficacité d'origine inconnue lorsque i augmente, dont ne rendent pas compte complètement les grandeurs de la formule (V.36).

Un comportement analogue est obtenu en remplaçant i par l'intensité I du faisceau, mais dans ce cas la représentation analytique du phénomène est moins simple.

Cela nous a conduit à définir une nouvelle efficacité ϵ_x , que nous appelons efficacité manquante, telle que :

$$\epsilon_x = \frac{S}{S_0} \quad (V.38)$$

$$\text{d'où } \epsilon_x = e^{-b.i} \quad (V.39)$$

Pour les deux cibles considérées, nous donnons dans le tableau (V.15) les corrections maximales apportées par ϵ_x , qui correspondent aux valeurs extrêmes de i .

Cible	ϵ_x (%)	$\sigma_{\epsilon_x}/\epsilon_x$ (%)
<i>Cu</i> (10.1) (<i>i</i> = 70)	77.5	5.2
<i>C</i> (30.0) (<i>i</i> = 60)	64.8	2.5

Tableau (V.15) : Efficacités manquantes ϵ_x apportant les corrections maximales, pour les deux cibles *Cu* (10.1) et *C* (30.0).

Les incertitudes relatives induites par les corrections d'efficacité manquante varient entre 1 à 2%.

Pour les quatre autres cibles, nous n'avons pas la possibilité de déterminer avec une précision suffisante les pentes *b* de la formule (V.39).

En s'inspirant des résultats du §(V.3.d.1) où les cibles avec des longueurs effectives voisines sont groupées deux par deux, nous faisons l'hypothèse que :

- la cible *W* se comporte comme *Cu* (10.1),
- la cible *Al* se comporte comme *C*, de même que les deux cibles restantes (*W** et *Cu* (2.0)), dont les longueurs effectives ne sont pas trop différentes des précédentes. Cette dernière approximation est justifiée également par le fait que, dans ce cas, les valeurs de *i* sont faibles.

La figure (V.13) donne les valeurs corrigées de *S*, soit $\frac{S}{\epsilon_x}$, pour les trois cibles principales.

Nous voyons qu'avec les hypothèses ci-dessus, il apparaît une stabilité convenable de toutes les données avec la luminosité *i*. Cela est aussi vérifié pour toutes les cibles.

En fait, cette correction d'efficacité repose sur deux hypothèses principales :

- le programme d'analyse conduit à un nombre d'événements exempt de fortuits,
- l'analyse globale peut éliminer, par contre, de "bons" événements lorsque la luminosité augmente, dont le nombre n'est pas complètement corrigé par les paramètres qui figurent dans *S* (V.36).

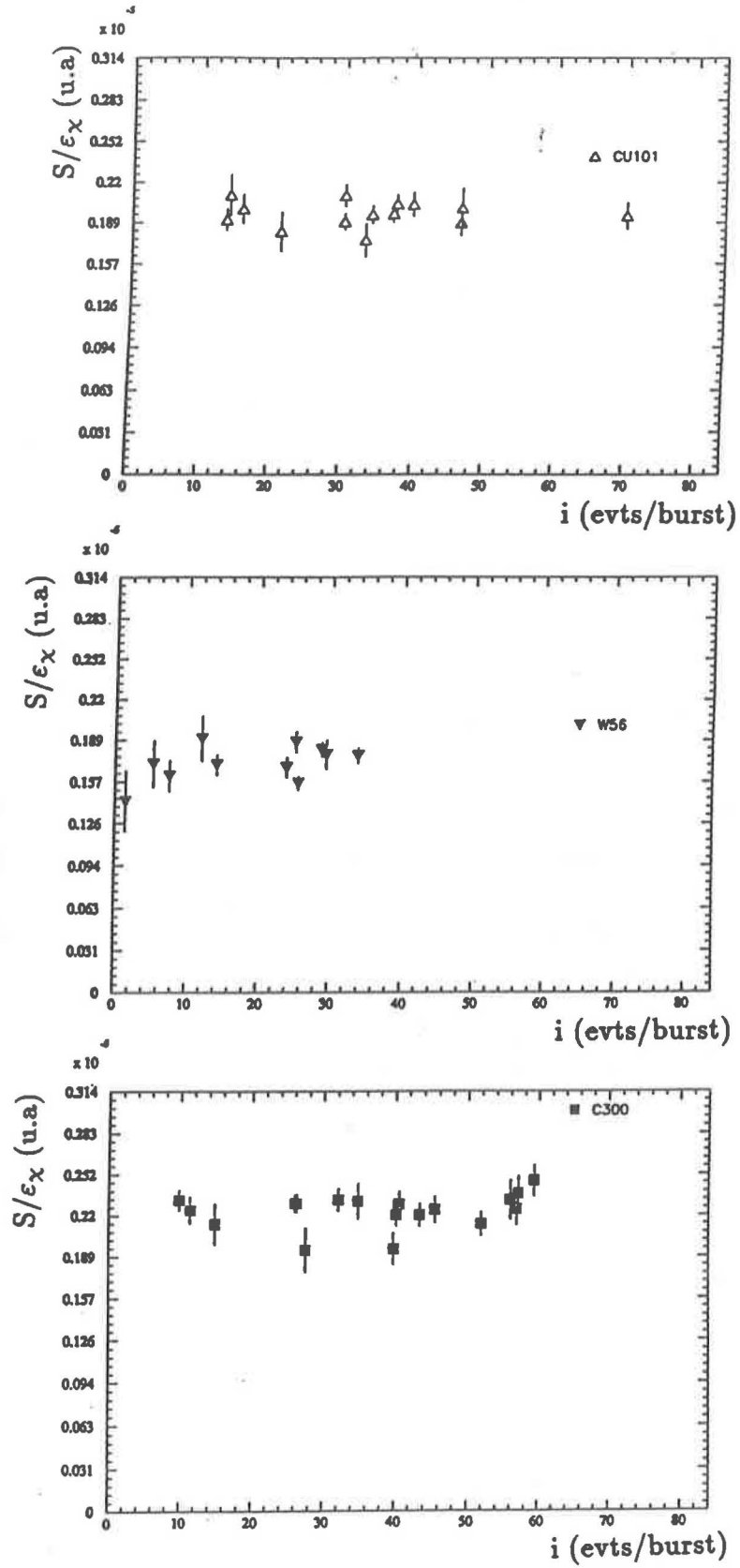


Figure (V.13) : Evolution de $\frac{S}{\epsilon_x}$ en fonction de i pour les 3 cibles principales.

V.6 – Acceptances $\mathcal{A}$

Les calculs d'acceptance utilisent le programme de simulation DIMUJET décrit dans le §IV.4.

V.6.a – Domaines cinématiques

Le champ magnétique élevé entraîne une forte dépendance de l'acceptance $\mathcal{A}$ vis à vis des variables cinématiques (M , x_F , P_T).

Les nombres d'événements dimuons OS enregistrés sont distribués dans le plan (x_F , P_T) selon les figures (V.14 a, b et c), respectivement, pour toutes masses confondues, et pour les basses masses (LM) et les hautes masses (HM) (on rappelle que la zone (LM) est comprise entre le seuil et $1.75 \text{ GeV}/c^2$ et la zone (HM) s'étale de 1.86 à $4.95 \text{ GeV}/c^2$).

Si nous nous limitons à la séparation (LM)/(HM), les intervalles cinématiques effectivement mesurés seraient ceux indiqués dans le tableau (V.16)

Zone de Masse	$[x_F]$	$[P_T]$
(LM)	$-0.06 \rightarrow +0.06$	$\sim 1.0 \rightarrow 3.0$
(HM)	$-0.10 \rightarrow +0.14$	$\sim 0. \rightarrow 3.0$

Tableau (V.16) : Domaines cinématiques approchés effectivement mesurés en x_F et P_T pour les régions (LM) et (HM).

L'intervalle en x_F est beaucoup plus resserré en (LM) qu'en (HM).

Les comportements en P_T sont encore plus différents (Voir figure (V.14)).

- en (LM), un pic vers $P_T \sim 1,7 \text{ GeV}/c$;
- en (HM), un pic vers $P_T \sim 0,5 \text{ GeV}/c$.

En fait, il n'est plus possible pour cette approche en P_T de considérer des grands intervalles de masse, en raison d'une très forte corrélation $M - P_T$, surtout pour les faibles masses. La figure (V.15) donne l'évolution du seuil expérimental en P_T en fonction de la masse mesurée, ce seuil étant défini par l'élimination de 1% des événements pour un pas en masse donné.

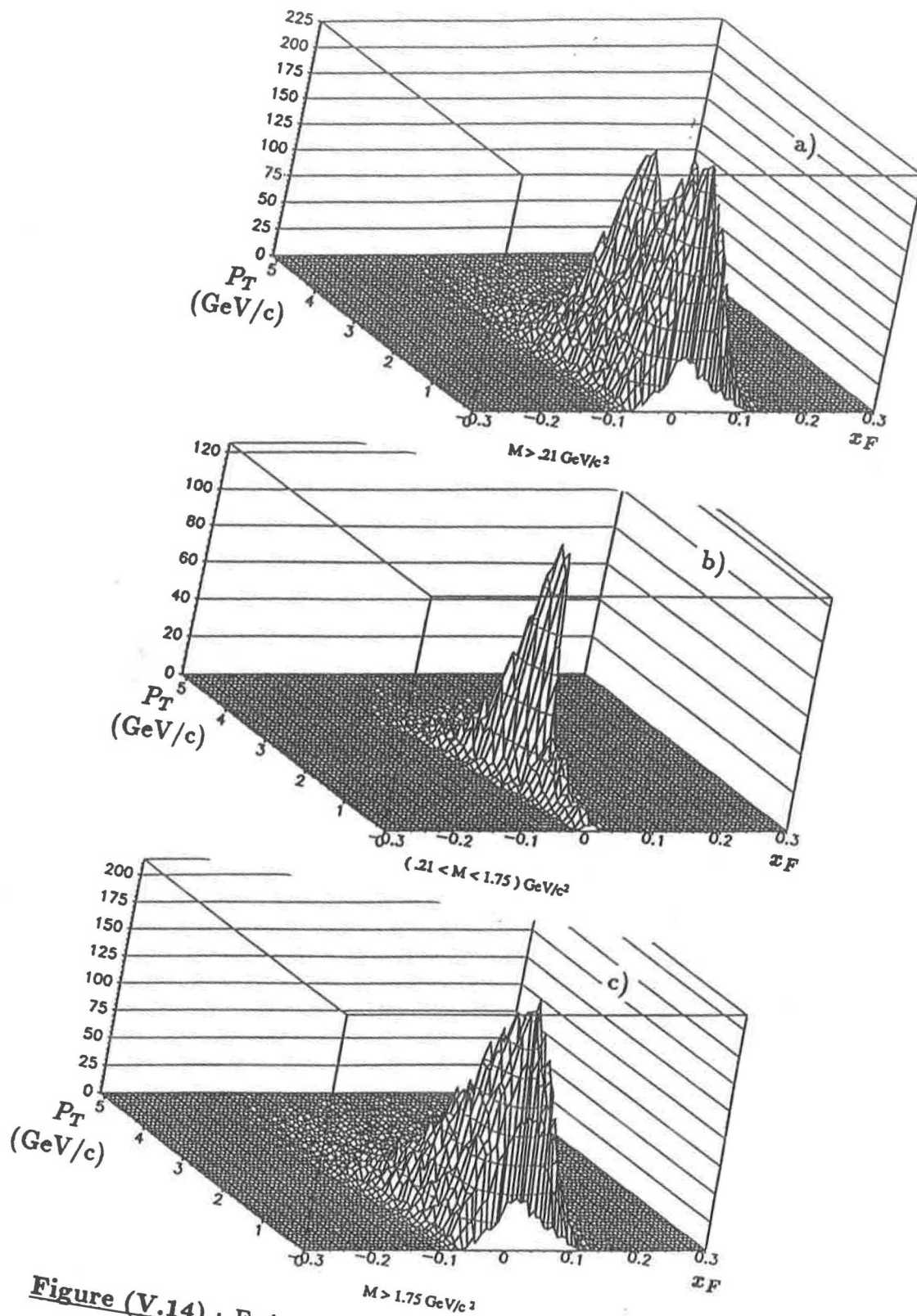


Figure (V.14) : Evénements physiques dans le plan (x_F, P_T) .
a) Toutes masses, b) Basses masses, c) Hautes masses.

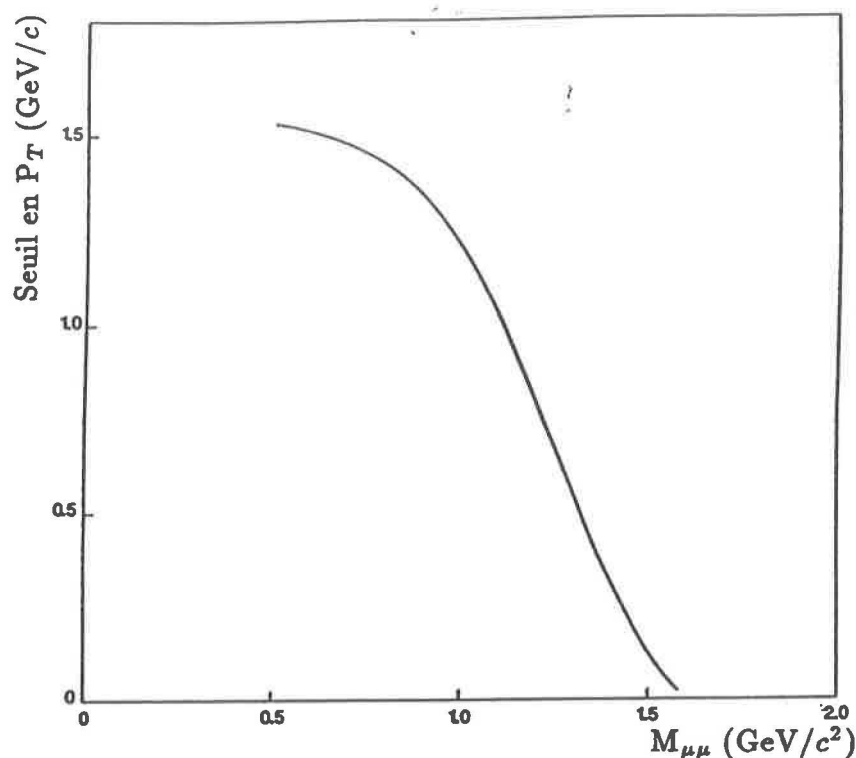


Figure (V.15) : Evolution du seuil expérimental en P_T en fonction de la masse, (Compte-tenu de la méthode de détermination, la courbe ci-dessus a été tracée "à la main").

Nous constatons que, pour la région (HM), le seuil est nul, tandis que pour la région (LM) l'évolution est fortement marquée. Le seuil est :

- nul vers $M \simeq 1.6 \text{ GeV}/c^2$,
- voisin de $1.3 \text{ GeV}/c$ pour le ϕ et de $1.4 \text{ GeV}/c$ pour le $\rho - \omega$.
- un peu supérieur à $1.5 \text{ GeV}/c$ à la limite basse de la région (LM), à savoir $0.5 \text{ GeV}/c^2$.

Les seuils pour $\rho - \omega$ et ϕ étant très voisins, la comparaison de ces résonances ne sera pas affectée par cette légère différence. Par contre, le continuum physique à droite de ces résonances sera dépendant de cette évolution cinématique entre 1 et $1.6 \text{ GeV}/c^2$, environ.

V.6.b – Acceptances différentielles.

La dépendance de l'acceptance, pour un processus donné, en tenant compte des effets de résolution finie, vis à vis des variables x_F et P_T , a été étudiée, mais n'est pas présentée dans ce mémoire.

A titre d'exemple, la figure (V.16 a et b) montre pour le J/ψ les acceptances en x_F et P_T , respectivement.

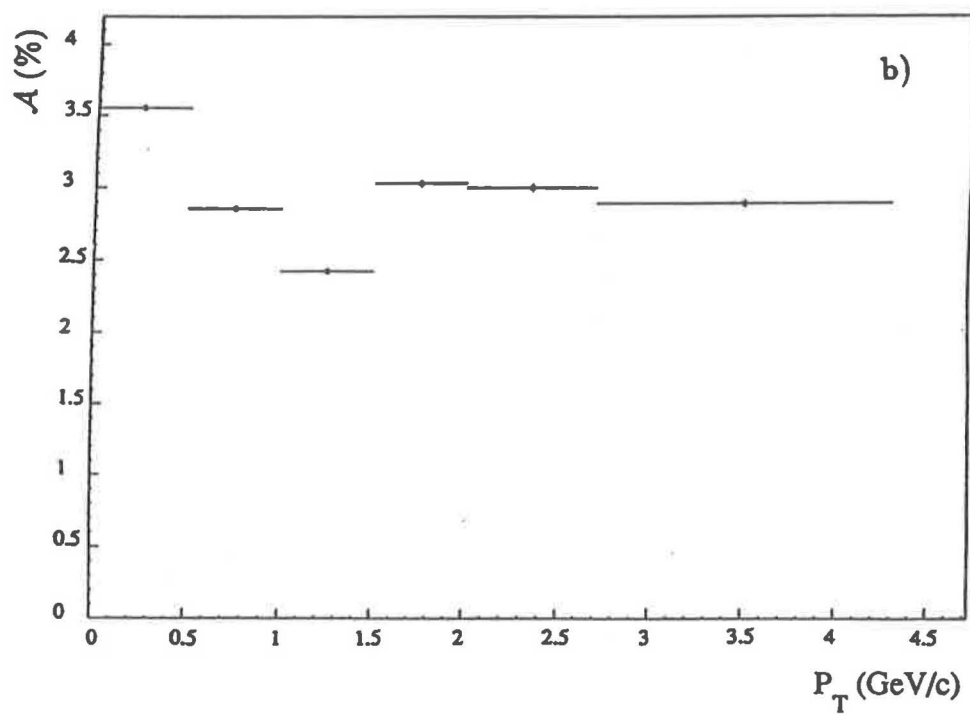
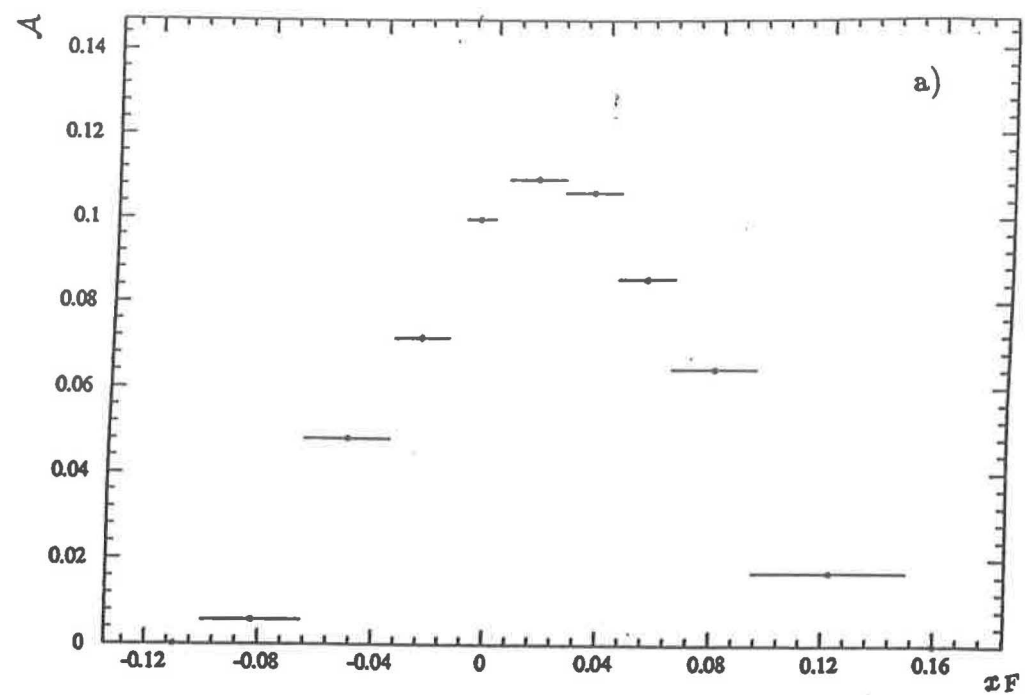


Figure (V.16) : acceptances différentielles pour le J/ψ :

a) en x_F ,

b) en P_T .

En x_F , l'acceptance est maximale vers $x_F = 0.01$, et très faible en-dessous de -0.12 ou au-dessus de +0.16.

En P_T , l'acceptance varie assez peu ; bien entendu, au delà de 3 GeV/c, la perte d'événements est due aux mécanismes physiques.

V.6.c – Acceptances globales.

Nous désignons sous le vocable "d'acceptances globales" les acceptances expérimentales correspondant à tout notre espace de phase.

V.6.c.1 – Influence du type de cible.

Nous nous sommes d'abord demandés si le type de cible (nature, longueur) avait une influence significative sur l'acceptance considérée.

Une étude systématique complète a été entreprise pour le J/ψ , avec les six types de cibles, puis pour les résonances ω et ϕ et le continuum (HM) avec les cibles offrant les gammes extrêmes du rapport L/L_R .

Le tableau (V.17) rassemble les résultats sur le J/ψ , les cibles étant présentées selon l'ordre croissant du rapport L/L_R .

Cible	Nombre d'événements générés	Nombre d'événements acceptés en fin d'analyse			$\mathcal{A}$ (%) J/ψ
		$M < 2.8$	$2.8 \leq M \leq 3.4$	$M > 3.4$	
<i>Cu</i> (2.0)	1060178	433	30981	0	2.922 ± 0.017
<i>C</i> (30.0)	1063331	465	30835	20	2.900 ± 0.017
<i>Al</i> (20.0)	1065525	451	30788	10	2.889 ± 0.017
<i>W*</i> (1.5)	1071831	426	31010	2	2.893 ± 0.017
<i>Cu</i> (10.1)	1065958	470	31180	16	2.925 ± 0.017
<i>W</i> (5.6)	1000072	437	28790	51	2.879 ± 0.017
<i>C</i> (0.1)	1056479	403	31106	1	2.944 ± 0.017

Tableau (V.17) : Résultats des calculs d'acceptance pour le J/ψ , pour les six cibles, la valeur de $\mathcal{A}$ en % de la dernière colonne correspond à l'intervalle de masses localisant le J/ψ , soit $2.8 \leq M \leq 3.4$ GeV/c².

La dernière ligne donne des résultats pour une cible fictive très mince de carbone (Les incertitudes sont statistiques).

Pour les six cibles, aucune évolution n'apparaît avec L/L_R . La moyenne pondérée conduit à

$$\langle A \rangle = (2.9013 \pm 0.0075) \%$$

$$\text{avec } \frac{\chi^2}{5} = 1.18$$

Les six valeurs sont donc statistiquement équivalentes. Dans le cas extrême d'une cible immatérielle (cible fictive de carbone épaisse de 0,1 cm), l'acceptance n'est augmentée que de 1,5%. Tout cela indique l'indépendance vis à vis du type de cible.

Le tableau (V.18) donne les résultats pour les résonances ω et ϕ .

Résonance	Cible	Nombre d'événements générés	Nombre d'événements acceptés...	$A (\times 10^{-5})$	$\langle A \rangle (\times 10^{-5})$
ω	C (30.0)	19361701	436	2.252 ± 0.108	2.11 ± 0.13
ω	Cu(10.1)	19440001	386	1.986 ± 0.101	
ϕ	C (30.0)	9588829	425	4.432 ± 0.215	4.60 ± 0.17
ϕ	Cu(10.1)	9660140	461	4.772 ± 0.222	

Tableau (V.18) : Résultats des calculs d'acceptance pour les mésons ω et ϕ , et deux types de cible (Les incertitudes sont statistiques).

Là encore, il n'apparaît pas de dépendance systématique de l'acceptance avec le type de cible.

Une dernière information nous a été fournie par le calcul du continuum dans la région (HM). La comparaison des résultats obtenus avec les cibles de C (30.0) et Cu (10.1) a été effectuée via le test de χ^2 suivant :

$$\frac{\chi^2}{\nu} = \sum_{i=1}^{\nu} \frac{(\mathcal{A}_{1i} - \mathcal{A}_{2i})^2}{\sigma_{1i}^2 + \sigma_{2i}^2} \quad (\text{V.40})$$

où les indices 1 et 2 désignent les spectres de continuum, par pas de masse i , relatifs aux deux cibles considérées. Le résultat $\frac{\chi^2}{\nu} \simeq 1.0$ montre que les acceptances pour le continuum sont statistiquement équivalentes.

Il ressort de toutes ces études que nous pouvons considérer, dans les limites des incertitudes statistiques, que les acceptances sont indépendantes du type de cible.

V.6.c.2 – Résonances.

Le tableau (V.19) donne les acceptances pour les résonances, sauf pour le méson ρ qui est traité différemment à cause de sa grande largeur (voir §V.8.c).

Résonances	$\mathcal{A}$	Intervalle en masse (GeV/c ²)
ω	$(2.11 \pm 0.13)10^{-5}$	0.5 $\longrightarrow$ 1.7
ϕ	$(4.60 \pm 0.17)10^{-5}$	0.5 $\longrightarrow$ 1.7
J/ψ	$(2.90 \pm 0.01)10^{-2}$	2.8 $\longrightarrow$ 3.4
ψ'	$(4.25 \pm 0.03)10^{-2}$	3.4 $\longrightarrow$ 4.0

Tableau (V.19) : Acceptances pour la production des résonances.

Le choix des intervalles en masses sera précisé dans le §(V.8). Les incertitudes sont de nature statistique, les contributions à caractère systématique feront l'objet du §(V.9.b).

Ce tableau amène les deux remarques suivantes :

- les acceptances sont très différentes selon les régions (LM) et (HM) : quelques 10^{-5} pour (LM) et quelques pourcents pour (HM).
- les incertitudes statistiques sont voisines du pourcent pour le J/ψ et le ψ' , et plus élevées pour les basses masses, ce qui relève d'un choix délibéré, dans le dernier cas, motivé par :
 - la plus faible statistique des données,
 - le temps de calcul trop long pour les simulations.

V.6.c.3 – Continuum.

Les fonds physiques sous les résonances sont traités comme un continuum, ajusté par deux formes mathématiques empiriques différentes selon les régions de masse :

$$(LM) \quad \mathcal{A}(M) = \Delta M e^{a+b\Delta M+c(\Delta M)^2} \quad (V.41)$$

$$\text{avec } \Delta M = M - M_0 \quad (V.42)$$

où M_0 désigne le seuil expérimental.

$$(HM) \quad \mathcal{A}(M) = \frac{a}{M} e^{\frac{b}{M}} + c + dM + fM^2 \quad (V.43)$$

Les paramètres ajustables a , b , c , d et f sont donnés dans le tableau (V.20) selon les deux formes de lissage retenues. Pour les basses masses, le seuil M_0 correspond à deux fois la masse au repos du muon.

	(LM)	(HM)
<i>a</i>	-10.26 ± 0.17	0.093 ± 0.001
<i>b</i>	0.26 ± 0.32	0.239 ± 0.017
<i>c</i>	1.02 ± 0.14	-0.152 ± 0.001
<i>d</i>		0.0613 ± 0.0003
<i>f</i>		-0.00504 ± 0.00005
ν	11	51
χ^2/ν	1.12	1.12

Tableau (V.20) : Paramètres d'ajustement de l'acceptance du continuum pour les régions (LM) et (HM), selon les formules (V.41) et (V.43).

Dans ce tableau, les covariances ne sont pas indiquées, mais elles sont bien entendu utilisées pour la propagation des erreurs.

Les lissages sont montrés sur les figures (V.17 a et b).

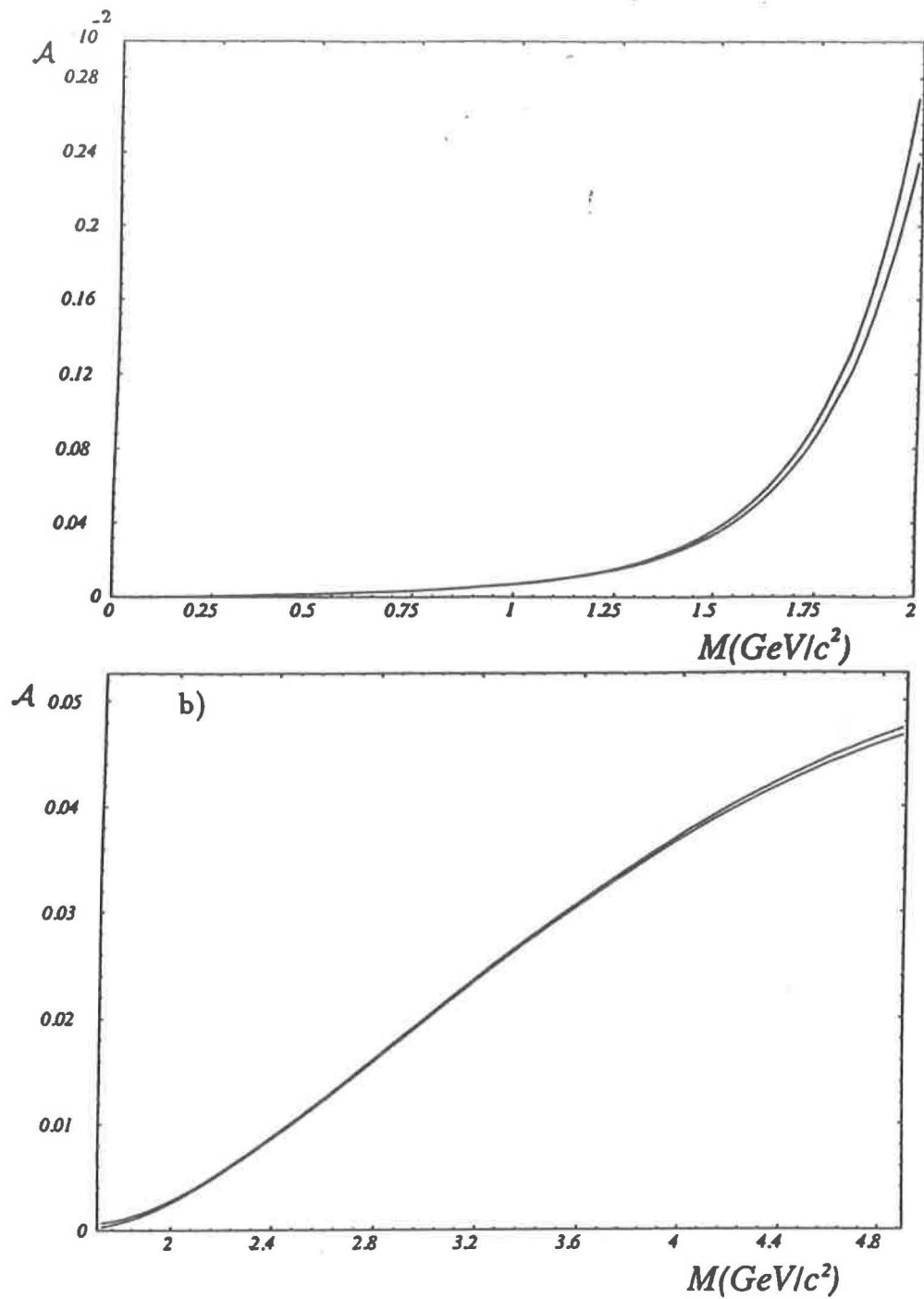


Figure (V.17) : Acceptances du continuum physique.

a) Région (LM)

b) Région (HM).

Nous constatons que l'acceptance pour les basses masses devient très faible.

Dans les deux zones de masses, les incertitudes statistiques sont inférieures ou égales à 1.5%, la contribution d'origine systématique sera traitée dans le §(V.9).

V.7 – Bruit de fond.

V.7.a – Méthode générale

Le nombre d'événements physiques u de la formule (V.1) doit être corrigé du bruit de fond.

Nous verrons dans le chapitre VI que ce fond dans les collisions $p - A$ est trop faible* pour être traité par un lissage simultané "signal" et "fond" des données expérimentales assimilées à "signal + fond" (procédé utilisé dans nos données ion-ion [BAG91]), mais pas assez cependant pour être négligé. Le "signal" sera donc obtenu après soustraction du "fond" pour chaque pas de masse.

La procédure sera la suivante :

- lissages séparés des dimuons LS du type convergent et du type divergent, conduisant ainsi à deux formes C et D , respectivement,
- normalisation individuelles de quatre types de dimuons LS selon les deux formes précédentes, conduisant pour chaque cible et chaque pas de masse aux nombres absolus de dimuons :

- en C N_{++}^+ et N_{--}^- ,
- en D N_{++}^- et N_{--}^+ ;

- application de la formule (IV.7) (pour les deux signes du champ magnétique) que nous rappelons ici, toujours pour chaque cible et pour un pas en masse donné :

$$\text{fond} = 2.5 \sqrt{N_{++}^+ N_{--}^+} + 2.5 \sqrt{N_{++}^- N_{--}^-} \quad (V.44)$$

Cette procédure est pratiquée séparément pour les régions $(LM) + (IM)$ et (HM) .

V.7.b – Forme des lissages des C et D .

Les spectres de masse des dimuons LS de type C ou D sont ajustés selon les deux formes suivantes :

$(LM) + (IM)$: deux gaussiennes larges plus une droite.

$$C \text{ ou } D = \frac{h_a}{\sqrt{2\pi} \sigma_a} e^{-\frac{(M-M_a)^2}{2\sigma_a^2}} + \frac{h_b}{\sqrt{2\pi} \sigma_b} e^{-\frac{(M-M_b)^2}{2\sigma_b^2}} + a \cdot \Delta M + b \quad (V.45)$$

$$\text{avec } \Delta M = M - M_0$$

* Le fond est faible déjà naturellement dans les collisions $p - A$, et nos coupures et le champ magnétique le réduisent encore plus.

(HM) : une exponentielle.

$$C \text{ ou } D = c e^{-\frac{M}{T}} \quad (V.46)$$

La forme (V.45) reproduit très bien les effets d'acceptance sur les dimuons de même signe, mais la forme (V.46) rend mieux compte de la forte décroissance du fond, au delà de $2 \text{ GeV}/c^2$ environ, que les queues de gaussiennes de la forme précédente. Tous les coefficients ajustables sont précisés dans le prochain paragraphe.

V.7.c – Résultats.

Les acceptances étant indépendantes du type de cible (cf §(V.6.c.1)), il est avantageux, compte-tenu de la petitesse du fond, de déterminer les formes C et D en groupant les dimuons LS de toutes les cibles.

Les résultats des ajustements séparés C et D , pour des régions ($LM + IM$) et (HM), sont rassemblés dans le tableau (V.21).

a)

	Convergen	Divergen
h_a	21.1 ± 7.8	12.4 ± 5.8
M_a	0.946 ± 0.056	1.101 ± 0.096
σ_a	0.302 ± 0.065	0.321 ± 0.100
h_b	51.1 ± 7.0	20.1 ± 4.9
M_b	1.825 ± 0.039	1.908 ± 0.061
σ_b	0.384 ± 0.045	0.314 ± 0.057
a	1.7 ± 2.5	2.2 ± 1.6
b	-4.7 ± 4.7	-1.1 ± 3.0
	$\chi^2/69 = 1.00$	$\chi^2/68 = 1.02$

b)

	Convergen	Divergen
c	$(1.40 \pm 0.34) 10^5$	$(2.30 \pm 0.61) 10^4$
d	0.350 ± 0.013	0.453 ± 0.023
	$\chi^2/54 = 0.96$	$\chi^2/56 = 0.58$

Tableau (V.21) : Lissage des dimuons LS des types convergent (C) et divergent (D) :

- a) Région de masse ($LM + IM$), avec la forme (V.45),
- b) Région de masse (HM), avec la forme (V.46).

Bien que nous continuions à traiter séparément les types C et D , il apparaît des grandes analogies sur les paramètres de forme :

- les M_a , σ_a , M_b , σ_b , a et b pour $(LM + IM)$,
- les d pour (HM) .

Seules les d de la forme exponentielle (V.46) sont plutôt différents pour les types C et D , malgré les incertitudes.

En confondant toujours les diverses cibles, nous montrons sur la figure (V.18) une comparaison des fonds obtenus en remplaçant dans la formule (V.44) les quatre populations :

- soit par sommation directe des contenus des cellules de masse,
- soit par les quatre formes normalisées bénéficiant des lissages individuels.

Nous précisons que sur cette figure, la forme ajustée n'est pas le lissage des populations correspondant à chaque pas. Nous voyons que la forme ajustée élimine déjà, pour toute la statistique des cibles confondues, les inégalités de comptages des cellules en masse.

Cet effet de cellule vide ou de cellule à faible statistique serait encore plus marqué pour chaque cible traitée de façon individuelle, si nous n'avions pas recours à cette méthode générale de traitement du fond.

Nous donnerons dans le chapitre (VI) les valeurs des rapports "signal"/"fond" selon les régions de masse.

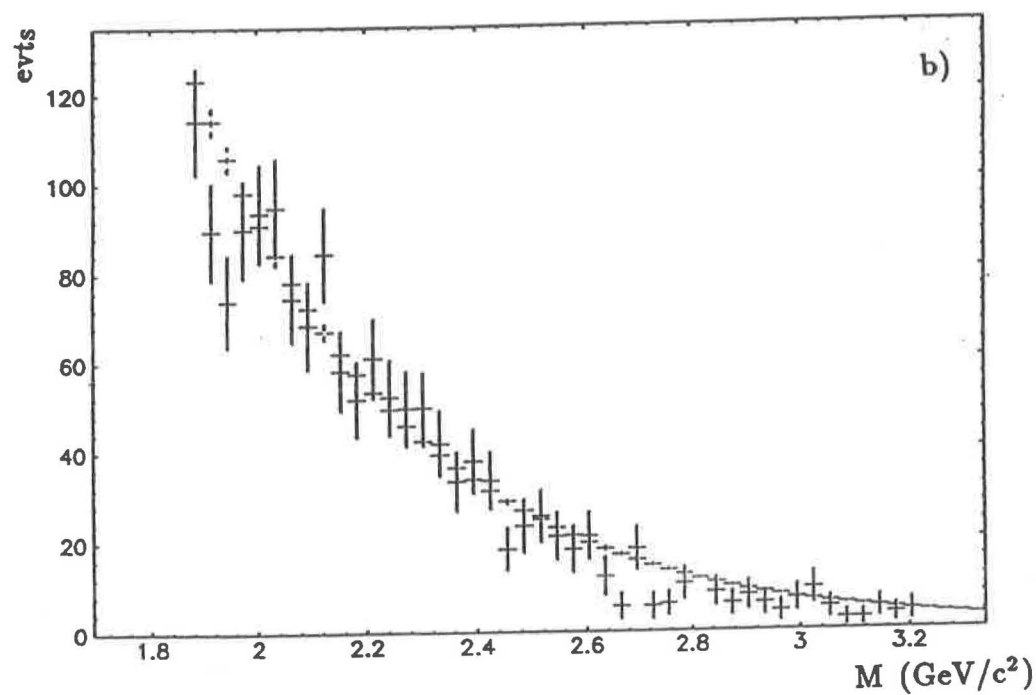
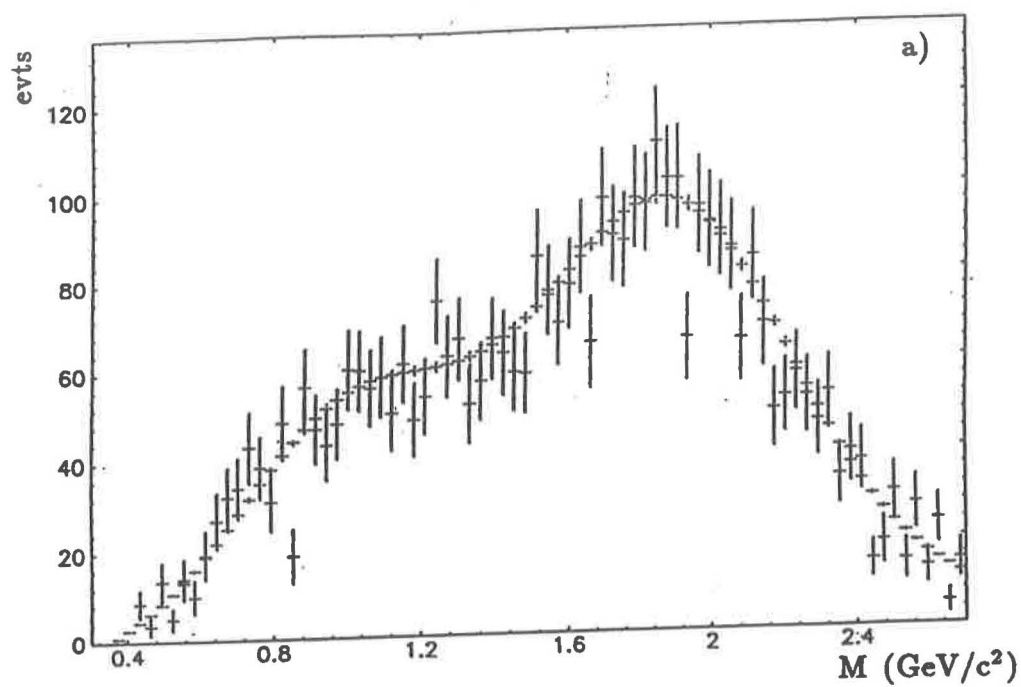


Figure (V.18) : Bruit de fond estimé selon les formes ajustées par C et D ou par application directe de la formule brute.

- a) région $(LM) + (IM)$,
- b) région (HM) .

V.8 – Événements physiques (u)

V.8.a – Méthode générale

Nous venons de voir que le “signal” est obtenu, pour chaque pas de masse, en soustrayant au nombre d'événements *OS* mesurés dans ce pas le “fond” (V.44) où divers types d'événements *LS* sont donnés par les formes (V.45) ou (V.46), selon le domaine en masse, avec les normalisations convenables. Soit $\mathcal{P}(M)$ le nombre d'événements “signal” pour le pas en masse considéré ΔM et la masse M :

$$\mathcal{P}(M) = \text{“OS mesurés”} - \text{“fond”} \quad (V.47)$$

Le nombre d'événements physiques u de la formule (V.1) peut être obtenu de diverses façons, avec ou sans lissage. Il peut s'agir d'événements “mesurés” ou à la “source” (c'est-à-dire corrigés d'acceptance dans ce second cas).

Nous ne considérons dans la région (*IM*) des masses intermédiaires que les événements mesurés. Il n'y a ni correction d'acceptance, ni lissage.

Nous avons directement :

$$u_m = \sum \mathcal{P}(M) \quad (V.48)$$

où les populations $\mathcal{P}(M)$ sont sommées dans les intervalles de masse (les limites des cinq pas en masses sont définis dans le §V.8.b).

Les régions extrêmes (*LM*) et (*HM*), par contre, sont analysées plus en détail, grâce à des lissages permettant de séparer les résonances et le continuum.

Soit $p(M)$ la représentation mathématique d'une résonance ou du continuum ($p(M) < \mathcal{P}(M)$). Nous en déduisons le nombre d'événements mesurés u_m ou à la source u_s à partir des relations :

$$u_m = \int_{M_1}^{M_2} \mathcal{A}(M) p(M) dM \quad (V.49)$$

$$u_s = \int_{M_1}^{M_2} p(M) dM \quad (V.50)$$

où les limites d'intégration sont précisées dans les §V.8.c et §V.8.d.

Ces deux régions (*LM*) et (*HM*) sont traitées séparément, et non pas par un ajustement unique, et ce pour plusieurs raisons :

- nous avons vu au §V.6.a que les acceptances (*LM*) et (*HM*) évoluaient de façons différentes, en raison notamment de leurs supports cinématiques ;

- la physique de la zone intermédiaire est très mal connue et nous ne disposons pas d'une représentation mathématique simple valable simultanément dans ses deux régions extrêmes ;
- enfin, les effets d'acceptance font que la population (HM) (et notamment celle du J/ψ) domine beaucoup trop celle de (LM), ce qui rend illusoire l'ajustement complet de tous les paramètres de (LM) et (HM). Par contre, le bruit de fond est plus important à basse masse, ce qui signifie que l'extraction du signal n'obéit pas aux mêmes critères de qualité selon la masse.

Nous avons dû également renoncer à un lissage simultané du signal et du bruit de fond, méthode pratiquée avec nos données ion-ion, car le bruit de fond reste malgré tout très faible avec nos données proton-noyau.

Une correction finale est apportée à toutes les populations extraites des lissages, en demandant que dans l'intervalle de masse étudié, le nombre d'événements mesurés soit égal à celui donné par l'ajustement, via un facteur de normalisation k_N , tel que :

$$\sum \mathcal{P}(M) = (1 + k_N) \sum U(M) dM \quad (V.51)$$

où $U(M)$ représente la forme mathématique du lissage.

Nous verrons que ce facteur k_N reste toujours très faible.

V.8.b – Région (IM)

Cette région traitée de façon simplifiée permet de vérifier les raccordements avec les régions extrêmes. Nous en déduisons u_m selon la relation (V.48) pour les cinq pas en masse précisés dans le tableau (V.22).

Numéro du pas i	1	2	3	4	5
Intervalle en masse (GeV/c^2)	[1.32 , 1.62[	[1.62 , 1.92[	[1.92 , 2.22[	[2.22 , 2.52[	[2.52 , 2.67[

Tableau (V.22) : Les cinq pas en masse pour la région (IM).

V.8.c – Région (LM)

Les populations à la source u_s des résonances $\rho - \omega$ et ϕ et du continuum dans cette région C_{LM} sont calculées dans tout l'intervalle (LM), soit de 0.5 à 1.75 GeV/c^2 .

L'ajustement est assuré par la relation suivante :

$$U(M) = H_{\rho-\omega} (\mathcal{A}(M) R W_{\rho}(M) + \mathcal{A}_{\omega} G_{\omega}(M)) + H_{\phi} \mathcal{A}_{\phi} G_{\phi}(M) + H_B \mathcal{A}(M) F(M) \quad (V.52)$$

avec

$$W_\rho(M) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(M - M_{\rho-\omega})^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (V.53)$$

$$\Gamma^2 = \Gamma_\rho^2 + \sigma_{\rho-\omega}^2 \quad (V.54)$$

$$G_\omega(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\rho-\omega}} e^{-\frac{(M - M_{\rho-\omega})^2}{2\sigma_{\rho-\omega}^2}} \quad (V.55)$$

$$G_\phi(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_\phi} e^{-\frac{(M - M_\phi)^2}{2\sigma_\phi^2}} \quad (V.56)$$

$$F(M) = e^{-M/M_B} \quad (V.57)$$

$$R(\rho/\omega) = 0.5 \quad (V.58)$$

Le choix de l'ajustement des basses masses est justifié dans l'Annexe (A.V.2).

- 1) Les résonances étroites, comme le ω et le ϕ , sont assimilées à des gaussiennes G_ω et G_ϕ , tandis que le ρ , qui a une largeur naturelle plus grande, est assimilé à une Breit et Wigner W_ρ .
- 2) Compte-tenu de la résolution expérimentale, les mésons ρ et ϕ sont supposés centrés à la même masse, soit $M_{\rho-\omega}$.
- 3) L'effet de résolution est le même pour les mésons ρ et ω . La résolution $\sigma_{\rho-\omega}$ qui apparaît pour le méson ω dans la formule (V.55) intervient également pour le méson ρ dans la formule (V.53) via l'élargissement (V.54).
- 4) En raison de la différence de masse entre $\rho - \omega$ et ϕ , la résolution σ_ϕ peut être différente de $\sigma_{\rho-\omega}$.
- 5) Le rapport R des rapports de branchement en dimuons des mésons ρ et ω est imposé par la relation (V.58). La justification par le calculs de VDM et la composition en quarks est donnée dans l'Annexe (A.V.1). Nous montrerons dans le §(V.9) que l'incertitude systématique induite par ce choix est compensée par la liberté laissée à la détermination de $\sigma_{\rho-\omega}$ (cela est montré également par simulations dans l'annexe (A.V.2)).
- 6) La forme retenue pour le fond physique $F(M)$ est très simple (relation (V.57)). Elle est suffisante, compte-tenu de la petitesse de ce fond.
- 7) Les acceptances pour les mésons ω et ϕ sont celles données dans le tableau (V.19), alors que l'acceptance fonction de la masse $\mathcal{A}(M)$ est celle de la région (LM), relations (V.41) et (V.42) et tableau (V.20).

Les paramètres libres sont au nombre de huit au maximum :

- les masses : $M_{\rho-\omega}$ et M_ϕ ,
- les résolutions : $\sigma_{\rho-\omega}$ et σ_ϕ ,
- la pente du fond : M_B ,
- les poids : $H_{\rho-\omega}$, H_ϕ et H_B .

Le fait de laisser libres, au moins dans une première analyse, les masses $M_{\rho-\omega}$ et M_ϕ autorise d'éventuels légers déplacements des pics sans aucune pénalisation des populations correspondantes (il n'en serait pas de même si nous imposions a priori ces valeurs en faisant référence aux valeurs admises dans les tables de la référence [PDG90]).

L'intervalle d'étude des basses masses (LM) est défini par les paires de dimuons dont la masse est comprise entre 0.5 et 1.75 GeV/c^2 .

La limite inférieure est imposée par les considérations suivantes :

- l'acceptance à très basse masse (en-dessous de 0.5 GeV/c^2) est très faible, donc très incertaine;
- le fond physique est mal connu.

Au delà de la limite supérieure, le fond physique n'a plus le comportement simple que nous avons choisi.

V.8.d – Région (HM)

Les populations à la source u_s , des résonances et du continuum sont calculées selon les limites d'intégration précisées dans le tableau (V.23).

Populations u_s	Limites d'intégrations (GeV/c^2)
J/ψ	[2.80, 3.40]
ψ'	[3.40, 4.00]
$C0$	[2.20, 2.80[
$C1$	[2.80, 3.40[
$C2$	[3.40, 4.00[

Tableau (V.23) : Limites d'intégrations pour obtenir les populations u_s .

Les fonds continus $C1$ et $C2$ sont définis, respectivement, dans les mêmes fenêtres que les mésons J/ψ et ψ' . Tous ces intervalles d'études ont même largeur.

L'ajustement correspond à la relation :

$$U(M) = H_\psi A_\psi G_\psi(M) + H_{\psi'} A_{\psi'} G_{\psi'}(M) + H_C A(M) F(M) \quad (V.59)$$

avec

$$G_{\psi}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\psi}} e^{-\frac{(M-M_{\psi})^2}{2\sigma_{\psi}^2}} \quad (V.60)$$

$$\sigma_{\psi'}(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_{\psi'}} e^{-\frac{(M-M_{\psi'})^2}{2\sigma_{\psi'}^2}} \quad (V.61)$$

$$M_{\psi'} = M_{\psi} + 0.5891 \quad (V.62)$$

$$\sigma_{\psi'} = \frac{M_{\psi'}}{M_{\psi}} \sigma_{\psi} \quad (V.63)$$

$$F(M) = \frac{1}{M^3} e^{-M/M_c} \quad (V.64)$$

Les formes retenues correspondent aux hypothèses suivantes :

- 1) En première approximation, les résonances J/ψ et ψ' sont assimilées à des Gaussiennes G_{ψ} et $G_{\psi'}$, respectivement.
- 2) La masse M_{ψ} est laissée libre dans une première analyse, avec les mêmes arguments que pour les mésons $\rho - \omega$ et ϕ , afin de ne pas pénaliser le lissage et le calcul de surface du pic. La masse $M_{\psi'}$ du ψ' se déduit de celle du J/ψ grâce à la relation (V.62) qui respecte l'écart communément admis [PDG90].
- 3) La résolution du ψ' se déduit de celle du J/ψ via la relation d'échelle simple (V.63).
- 4) Le fond physique a la forme effective (V.64) couramment utilisée pour un continuum du type Drell-Yan.
- 5) Les acceptances pour les mésons J/ψ et ψ' sont celles du tableau (V.19), et l'acceptance $\mathcal{A}(M)$ est celle du continuum (HM), relation (V.43) et tableau (V.20).

Les paramètres libres sont au nombre de six au maximum :

- la masse : M_{ψ} ,
- la résolution : σ_{ψ} ,
- la pente du continuum : M_c ,
- les poids : H_{ψ} , $H_{\psi'}$, et H_c .

L'intervalle d'étude des hautes masses (HM) est la zone comprise entre 1.86 et 4.95 GeV/c^2 .

La limite basse est imposée par la recherche du comportement exponentiel simple du bruit de fond (V.46), alors que la valeur extrême correspond aux limites des taux de comptage.

En réalité, les distributions des mésons J/ψ et ψ' ne sont pas symétriques ; cela a déjà été signalé lors de nos simulations par Monte-Carlo (§IV.4.d), et nous le retrouverons dans nos données réelles dans le chapitre (VI). De ce fait, l'assimilation de ces distributions à des gaussiennes n'est pas justifiée, sauf si nous omettons dans les ajustements les parties situées à gauche, qui sont représentées schématiquement sur la figure (V.19) pour le J/ψ .

Cette dissymétrie était apparue nettement dans le tableau (V.17). En utilisant les mêmes intervalles de masses que ceux figurant dans ce tableau, nous appelons coefficient d'asymétrie le rapport r :

$$r = \frac{\delta\psi}{\psi_G} \quad (V.65)$$

où $\delta\psi$ correspond à la surface située en-dessous de $2.8 \text{ GeV}/c^2$ et ψ_G à la surface de la gaussienne.

Ce coefficient est tiré de nos simulations pour le J/ψ et pour le ψ' :

$$r_\psi = 1.44\%$$

$$r_{\psi'} = 2.36\%$$

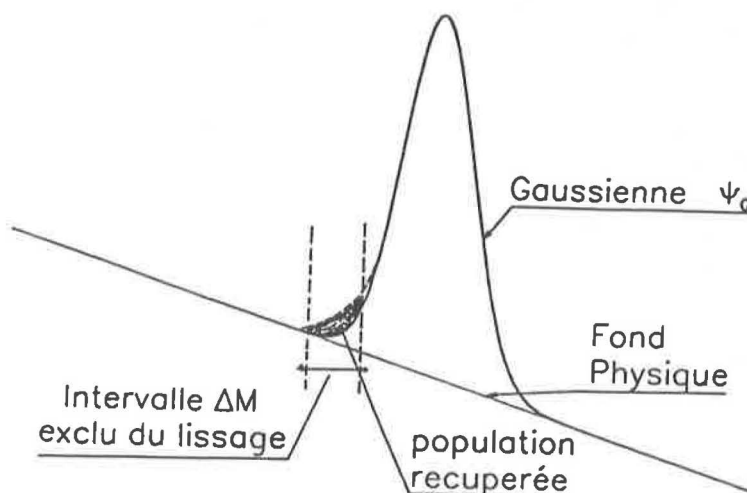


Figure (V.19) : Représentation schématique de la dissymétrie du pic du J/ψ .

Nous constatons que le ψ' est plus dissymétrique que le J/ψ . Soit A_S le rapport de ces deux coefficients :

$$A_S = \frac{r_{\psi'}}{r_\psi} = 1.64 \quad (V.66)$$

A partir des données expérimentales et du lissage (V.59), il est facile de calculer le nombre d'événements exclus du calcul, lesquels correspondent à la zone hachurée de la figure (V.19), soit $\Delta\psi$ ce nombre.

Nous en déduisons les corrections à apporter aux populations J/ψ et ψ' , en confondant $\delta\psi$ et $\Delta\psi$, d'où les populations finales :

$$\psi = \Delta\psi + \psi_G - \Delta\psi' \quad (V.67)$$

avec

$$r = \frac{\Delta\psi}{\psi_G} \quad (V.68)$$

$$\psi' = \Delta\psi' + \psi'_G \quad (V.69)$$

avec

$$\Delta\psi' = A_S r \psi'_G \quad (V.70)$$

Ces corrections sont faibles (voisines de quelques pourcents). Nous avons réussi à corriger le ψ' , bien que la dissymétrie ne soit pas mesurable expérimentalement.

V.9 – Présentation des résultats et incertitudes

V.9.a – Dépendance en A

La formule (V.1) permet d'étudier la dépendance en A des processus de production de dimuons de plusieurs façons :

- calculs des paramètres α et $\Delta\alpha$,
- rapports de sections efficaces,
- sections efficaces.

Selon les observables retenus, nous ne retenons pas les mêmes quantités figurant dans la formule (V.1) et autres relations qui lui sont attachées, ce qui influe sur la propagation des incertitudes.

V.9.a.1 – Paramètres α et $\Delta\alpha$

Soit la comparaison d'un système donné X de dimuons (X = résonance ou continuum) produit sur deux cibles A et B de nature différente :

$$p + A \rightarrow X + \dots \quad (V.71)$$

$$p + B \rightarrow X + \dots \quad (V.72)$$

Nous notons le rapport, pour deux noyaux A et B , des sections efficaces pour la production de X , sous la forme $\mathcal{R}_X (A/B)$:

$$\mathcal{R}_X (A/B) = \frac{\sigma (p + A \rightarrow X + \dots)}{\sigma (p + B \rightarrow X + \dots)} \quad (V.73)$$

La paramétrisation exponentielle effective (II.10) conduit à

$$\mathcal{R}_X (A/B) = \left(\frac{A}{B} \right)^\alpha \quad (V.74)$$

d'où

$$\alpha = \frac{\text{Ln } \mathcal{R}_X (A/B)}{\text{Ln } (A/B)} \quad (V.75)$$

La détermination expérimentale du rapport simple $\mathcal{R}_X (A/B)$ utilise la relation (V.1)

$$\mathcal{R}_X (A/B) = \frac{u_A}{u_B} \frac{N_{eff B}}{N_{eff A}} \frac{L_{eff B}}{L_{eff A}} \frac{A}{B} \quad (V.76)$$

Dans cette relation, n'apparaissent plus les acceptances qui, comme nous l'avons vu dans le §(V.6.c.1), sont indépendantes de la nature de la cible.

Les erreurs se propagent de façon indépendante sur tous les rapports figurant dans (V.76), quelles que soient les cibles A ou B , sauf celui concernant les longueurs d'interaction hadronique et le lissage (V.7), avec un terme de covariance.

Soit maintenant la comparaison d'un autre système Y de dimuons (avec Y = résonance ou continuum) produit sur les cibles A et B :

$$p + A \rightarrow Y + \dots \quad (V.77)$$

$$p + B \rightarrow Y + \dots \quad (V.78)$$

Les rapports des productions de X et Y sur les noyaux A et B , respectivement, peuvent s'écrire :

$$r_{X/Y} (A) = \frac{B_r(X) \sigma (p + A \rightarrow X \dots)}{B_r(Y) \sigma (p + A \rightarrow Y \dots)} \quad (V.79)$$

$$r_{X/Y} (B) = \frac{B_r(X) \sigma (p + B \rightarrow X \dots)}{B_r(Y) \sigma (p + B \rightarrow Y \dots)} \quad (V.80)$$

où $B_r(X)$ et $B_r(Y)$ représentent les rapports des branchements pour les productions de X et Y , respectivement.

Le rapport des rapports pour les productions de X et Y sur A et B s'écrit :

$$\mathcal{R}_{X/Y}(A/B) = \frac{r_{X/Y}(A)}{r_{X/Y}(B)} \quad (V.81)$$

La détermination expérimentale des rapports $r_{X/Y}$ et $\mathcal{R}_{X/Y}$ reprend la relation (V.1) :

$$r_{X/Y}(A) = \frac{u_A(X)}{u_A(Y)} \frac{\mathcal{A}(Y)}{\mathcal{A}(X)} \quad (V.82)$$

$$r_{X/Y}(B) = \frac{u_B(X)}{u_B(Y)} \frac{\mathcal{A}(Y)}{\mathcal{A}(X)} \quad (V.83)$$

$$\mathcal{R}_{X/Y}(A/B) = \frac{u_A(X)/u_A(Y)}{u_B(X)/u_B(Y)} \quad (V.84)$$

Tous ces rapports font intervenir des populations (généralement à la source), avec des corrélations, pour un même noyau, entre X et Y .

Les rapports $r_{X/Y}$ contiennent les acceptances pour les productions de X et de Y ; de plus, ils ne sont pas directement des rapports de sections efficaces en raison des taux de branchement. Par contre, le rapport des rapports $\mathcal{R}_{X/Y}$ ne dépend que des populations.

La même paramétrisation effective (II.10) conduit à

$$\mathcal{R}_{X/Y}(A/B) = \left(\frac{A}{B} \right)^{\Delta\alpha} \quad (V.85)$$

$$\text{avec} \quad \Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2 \quad (V.86)$$

où α_1 correspond au processus X et α_2 au processus Y .

V.9.a.2 – Rapports des sections efficaces.

La comparaison des sections efficaces peut très bien être conduite sans faire appel à aucune paramétrisation effective.

Pour comparer les productions de X et Y sur un même noyau A , nous pouvons utiliser $r_{X/Y}(A)$ (V.79 et V.82), le rapport des sections efficaces étant donné par :

$$\rho_{X/Y}(A) = \frac{B_r(Y)}{B_r(X)} r_{X/Y}(A) \quad (V.87)$$

Nous pouvons également étudier la production de X sur divers noyaux A , par rapport à un noyau de référence B , en utilisant le rapport simple $\mathcal{R}_X(A/B)$ (V.73 et V.76).

V.9.a.3 – Sections efficaces par nucléon.

La détermination expérimentale des sections efficaces pour la production de X sur un noyau A demande la connaissance de toutes les quantités figurant dans la relation (V.1). Toutes les incertitudes sont considérées comme étant indépendantes. Leurs dépendances en A peuvent être ajustées par différentes lois effectives ; ainsi, pour la production du J/ψ ,

qui est la plus facile à étudier, nous comparerons la forme exponentielle (II.10) et la forme linéaire (II.12).

V.9.a.4 – Présentation des résultats.

Tous les résultats sur les $\Delta\alpha$, α , rapports de sections efficaces et sections efficaces peuvent être classés selon le Tableau (V.24).

Lorsqu'un noyau est pris comme référence (détermination de $\Delta\alpha$ et $\mathcal{R}_X$), il s'agit du carbone.

$\Delta\alpha_X (A_i/C)$ $i = 1, 4 \text{ max.}$	$\alpha_X (A_i/C)$ $i = 1, 4 \text{ max.}$	$r_{X/Y} (A_i)$ $i = 1, 5 \text{ max.}$	$R_X (A_i/C)$ $i = 1, 4 \text{ max.}$	$\frac{B_X}{A} \sigma(p + A_i \rightarrow X)$ $i = 1, 5 \text{ max.}$
$\phi/\rho - \omega$	$\rho - \omega$	$\phi/\rho - \omega$	$\rho - \omega$	$\rho - \omega$
	ϕ		ϕ	ϕ
	1			
	2			
	3			
	4			
	5			
ϕ/C_0	C_0	ϕ/C_0	C_0	C_0
ψ/C_1	C_1	ψ/C_1	C_1	C_1
ψ'/C_2	C_2	ψ'/C_2	C_2	C_2
ψ'/ψ	J/ψ	ψ'/ψ	J/ψ	J/ψ
	ψ'		ψ'	ψ'

Tableau (V.24) : Bilan des mesures effectuées pour les productions de X (résonances ou bandes en masse), avec, en GeV/c^2 :

$$\begin{aligned}
 1 &= [1.32, 1.62[\\
 2 &= [1.62, 1.92[\\
 3 &= [1.92, 2.22[\\
 4 &= [2.22, 2.52[\\
 5 &= [2.52, 2.67[
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 C_0 &= [2.20, 2.80[\\
 C_1 &= [2.80, 3.40[\\
 C_2 &= [3.40, 4.00[
 \end{aligned}$$

Tous les résultats seront présentés sous la forme générale :

$$X \pm \sigma_X (\text{stat}) \pm \sigma_X (\text{systématique résiduelle}) \pm \text{éventuellement } \sigma_X \text{ systématique globale,}$$

où le résultat X est entâché de trois types d'erreurs possibles :

- Erreurs à caractère statistique ($\sigma_X (\text{stat})$), liées à des populations directement mesurées ou issues des lissages.
- Erreurs à caractère systématique résiduel.

Il s'agit par exemple, des incertitudes liées aux diverses corrections déjà discutées dans ce chapitre, telles que :

- Densité du W^* : 7%
- $A_{eff} (W^*)$: 6%
- Longueur d'interaction λ : 3 à 4%
- Saturations BH_i : 0.6 à 10%
- Efficacité d'analyse ε_S : 0.6 à 2.2%
- Efficacité manquante ε_X : 0 à 35%
- Erreurs systématiques globales, valables pour un ensemble de résultats (et non caractéristiques de certains points de mesure), comme par exemple :
 Normalisation absolue des moniteurs : 4%
 Efficacité du déclenchement ε_H : 6.4%

A ces diverses incertitudes, nous devons en ajouter d'autres liées plutôt aux méthodes utilisées ou à certains choix; cela fait l'objet du §V.9.b.

V.9.b – Incertitudes systématiques.

Nous ne traitons ici que les incertitudes liées aux méthodes de calculs ou aux simulations.

V.9.b.1 – Formule du bruit de fond.

Le coefficient numérique (2,5) qui apparaît dans les formules du bruit de fond (IV.7) ou (V.44), est supposé connu à 4% près [GIB89]. Pour l'ensemble des cibles, nous avons étudié les spectres de masses en imposant les valeurs limites 2,4 et 2,6 à la place de 2,5. Nous en avons déduit des fluctuations de populations indiquées dans le Tableau (V.25)

(LM)		(IM)					(HM)				
$\rho - \omega$	ϕ	1	2	3	4	5	C_0	C_1	C_2	J/ψ	ψ'
0.1	0.4	8.9	6.9	4.2	1.6	0.5	6.2	3.4	0.6	0.2	0.4

Tableau (V.25) : Incertitudes systématiques en % liées au coefficient 2.5 de la formule du bruit de fond (V.44).

Nous avons également analysé l'effet de cette incertitude sur les divers rapports $\phi/\rho - \omega$, ... ψ'/ψ .

Les conclusions sont les suivantes :

- pour les résonances (LM) ou (HM), l'incertitude correspondante est très faible, de 0.1 à 0.4% ;
- les régions de continuum sont plus sensibles, avec les incertitudes allant de 0.5 à 8.9%, pour (IM) et (HM). Le comportement du continuum C_{LM} est précisé dans le Tableau (V.26).

Coefficient	2,4	2,5	2,6
M_B	2.16 ± 0.14	1.95 ± 0.14	1.67 ± 0.14

Tableau (V.26) : Influence de l'incertitude du coefficient 2.5 du bruit de fond sur la pente M_B du continuum C_{LM} (Formule (V.57)).

Le coefficient M_B est très sensible à l'incertitude sur le coefficient 2,5. Il n'est donc pas conseillé d'utiliser ce continuum pour des conclusions physiques ; par contre, lors de lissages des spectres de masse (LM), ce continuum compense les imperfections éventuelles de la soustraction du bruit de fond, ce qui explique la faible dépendance des populations $\rho - \omega$ et ϕ vis à vis de l'incertitude sur le coefficient 2.5.

Les diverses incertitudes étant différentes pour chaque processus physique contribueront plutôt aux incertitudes systématiques résiduelles.

V.9.b.2 – Rapport de branchement R entre ρ et ω

Nous avons adopté dans nos lissages (LM) un rapport de branchement relatif entre ρ et ω égal à $R = 0.50$ (§V.8.c), alors que d'autres auteurs retiennent plutôt $R = 0.60$ (voir Annexe (A.V.1)). Nous avons effectué divers lissages avec R variant de 0.50 à 0.66.

Les conclusions sont les suivantes :

- La convergence du lissage devient difficile pour $R = 0.66$. Dans ce cas, le poids du ρ devient trop important, et la queue à droite de la distribution de Cauchy remplace progressivement le fond physique, ce qui n'est pas un comportement normal.
- Les résultats obtenus avec $R = 0.5$ ou 0.6 sont absolument identiques, c'est-à-dire les populations $\rho - \omega$, ϕ et le rapport $\frac{\phi}{\rho - \omega}$ sont inchangés. Cela est dû à la résolution $\sigma_{\rho - \omega}$ pour ρ et ω , laissée libre dans le lissage (V.52), qui compense les fluctuations qui seraient dues à R (cet effet est montré également par nos simulations présentées dans l'Annexe (A.V.1)). Il n'en est pas de même pour le continuum C_{LM} , mais, comme nous l'avons déjà dit, nous n'exploiterons pas ce fond physique.

Nous considérons donc que l'incertitude liée à la connaissance de R est négligeable.

V.9.b.3 – Influence du choix du premier pas des lissages.

Les débuts des spectres de masse ont été fixés à $M = 0.5$ et $1.86 \text{ GeV}/c^2$, respectivement, pour les lissages (LM) et (HM). La qualité des lissages dépend effectivement des intervalles de masses utilisés. En éliminant les régions mal connues du point de vue physique ou à faible statistique, nous réduisons fortement l'influence du choix du premier pas. A un pas près, l'incertitude est inférieure à 0.5%. Cette incertitude a un caractère systématique global.

V.9.b.4 – Réinteractions

Nous utilisons des cibles longues, et non fragmentées (contrairement à nos données ion-ion) et les réinteractions pour un même événement enregistré pourraient détériorer la qualité de nos résultats.

Les valeurs obtenues sur les deux cibles de cuivre Cu (2.0) et Cu (10.1) sont comparées dans le Tableau (V.27) (tiré du chapitre VI).

$\frac{1}{A} \sigma(p - A)$	Cu (2.0)	Cu (10.1)
J/ψ (nb)	17.78 ± 0.44	18.22 ± 0.66
ψ' (nb)	0.277 ± 0.050	0.280 ± 0.020
$\rho - \omega$ (μb)	1.43 ± 0.17	1.55 ± 0.12
ϕ (μb)	0.591 ± 0.077	0.543 ± 0.038

Tableau (V.27) : Comparaison des résultats obtenus avec les deux cibles de cuivre.

Il s'agit de la comparaison des sections efficaces : dans les limites des incertitudes, nous ne constatons aucun effet systématique lié à la longueur de cible. Les conclusions sont les mêmes pour d'autres paramètres tels que $\Delta\alpha$ et α (voir chapitre VI).

Nous considérons donc que les réinteractions ont un effet négligeable sur l'appréciation de nos résultats.

V.9.b.5 – Acceptances.

Les incertitudes statistiques ont déjà été commentées dans le §V.6.c. Comme elles sont différentes pour chaque processus, elles contribuent aux incertitudes statistiques individuelles. Les incertitudes systématiques seront plutôt liées aux lois de génération à la source. Nous considérons deux cas : les lissages (LM) et (HM), illustrés respectivement par les mésons ϕ et J/ψ .

Les figures (V.20) a) et b) montrent les lois de génération en x_F , pour le ϕ et le ψ respectivement, avec les dispersions introduites par les incertitudes données dans le tableau (IV.4). Les figures (V.21) a) et b) montrent les lois en P_T .

La propagation de ces incertitudes sur les acceptances est montrée dans le tableau (V.28).

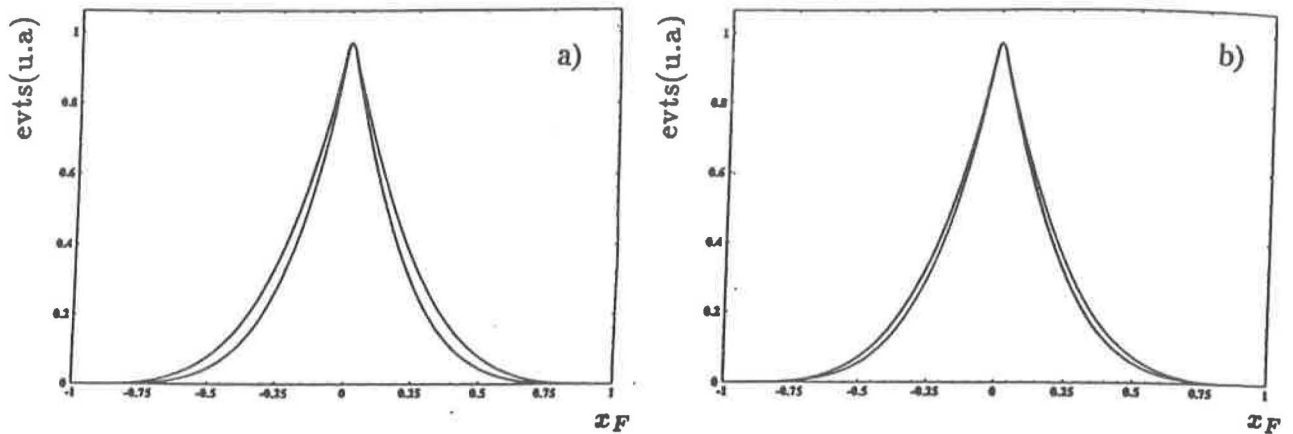


Figure (V.20) : Lois de distribution en x_F avec indication des incertitudes :
a) ϕ , b) ψ .

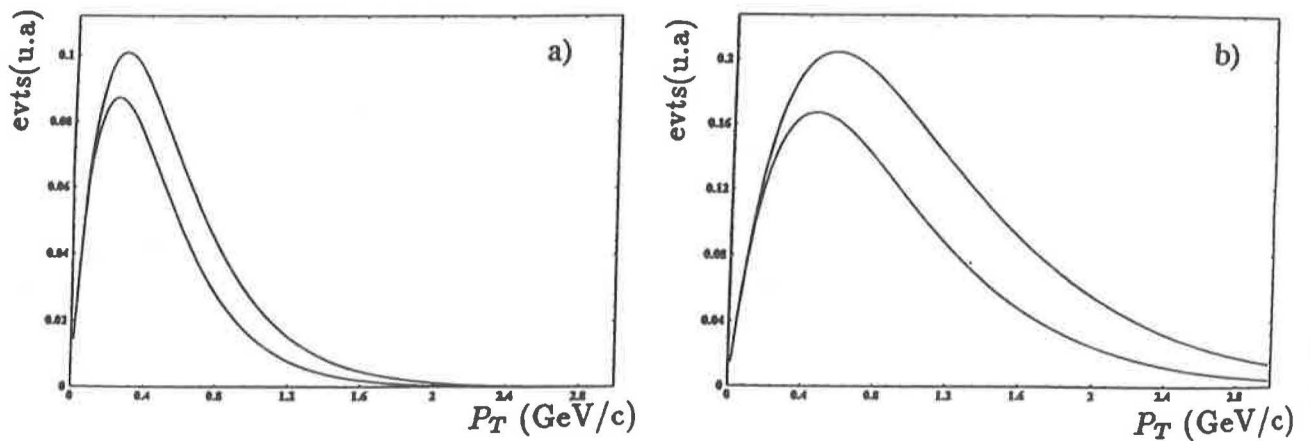


Figure (V.21) : Lois de distribution en P_T avec indication des incertitudes :
a) ϕ , b) ψ .

Loi source	ϕ	ψ
en x_F	16	4
en P_T	32	1

Tableau (V.28) : Incertitudes systématiques en % sur les calculs des acceptances, liées aux lois de distribution.

Les incertitudes sont beaucoup plus fortes pour les basses masses, en raison principalement des domaines cinématiques beaucoup plus étroits que pour les hautes masses, et donc de la sensibilité aux frontières.

Après sommation quadratique de ces incertitudes, nous considérons que les résultats sont entachés des incertitudes systématiques suivantes :

- pour (LM) : de 36.8%
- pour (HM) : de 4.1%.

V.9.b.6 – Incertitudes systématiques globales.

Elles résultent des incertitudes suivantes :

- Moniteurs	:	4	%
- Efficacité de déclenchement	:	6.4	%
- Début des lissages	:	0.5	%
- Acceptances (lois source) (LM)	:	36	%
(HM)	:	4	%

Après une légère majoration rendant compte d'une certaine corrélation entre les distributions en x_F et P_T , nous adoptons les incertitudes systématiques globales suivantes :

Pour (LM) : 40%

Pour (HM) : 10%.

Chapitre VI

▽△▽△▽

Résultats physiques

VI.1 – Bilan des événements.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, les événements ne sont pas équirépartis sur les six cibles. Les cibles les plus peuplées (C(30.0), Cu(10.1), et W(5.6)) sont appelées cibles "principales", et nous avons pu les exploiter dans tous les cas. Les cibles dites "secondaires" (Cu(2.0), Al(20.0) et W*(1.5)) ont été exploitées chaque fois que cela était possible. Le tableau (VI.1) donne la totalité des événements enregistrés et l'effet de certaines coupures.

Nombre total de déclenchements	790 K
Nombre d'événements après sélection des runs	580 K
Nombre d'événements après coupures, autres que coupure image	190 K
Nombre d'événements physiques après toutes coupures	66 K

Tableau (VI.1) : Nombre d'événements et effet de certaines coupures.

Ces 66 000 événements sont répartis sur les six cibles comme le montre le tableau (VI.2). Il est aussi indiqué la répartition des dimuons selon leur masse et le signe des muons.

Cible	Bande de masse	N_{+-}	N_{++}^+	N_{++}^-	N_{--}^+	N_{--}^-	Nb Total
C (30.0)	]0.3 , 1.7]	2612	322	117	89	142	20955
	]1.7 , 2.7]	1637	295	112	105	90	
	]2.7 , 3.5]	14885	13	17	4	6	
	]3.5 , 5.1]	504	2	1	1	1	
Al (20.0)	]0.3 , 1.7]	295	25	10	15	10	2494
	]1.7 , 2.7]	184	26	9	5	8	
	]2.7 , 3.5]	1837	2	2	0	1	
	]3.5 , 5.1]	65	0	0	0	0	
Cu (2.0)	]0.3 , 1.7]	339	18	4	7	12	2667
	]1.7 , 2.7]	117	21	10	10	8	
	]2.7 , 3.5]	1993	0	1	2	0	
	]3.5 , 5.1]	65	0	0	0	0	
Cu (10.1)	]0.3 , 1.7]	3000	255	109	101	170	22456
	]1.7 , 2.7]	1718	233	141	85	130	
	]2.7 , 3.5]	15905	17	12	7	5	
	]3.5 , 5.1]	564	0	2	1	1	
W* (1.5)	]0.3 , 1.7]	324	20	14	6	9	2576
	]1.7 , 2.7]	203	20	12	3	8	
	]2.7 , 3.5]	1872	4	2	2	2	
	]3.5 , 5.1]	75	0	0	0	0	
W (5.6)	]0.3 , 1.7]	2091	32	148	9	197	15156
	]1.7 , 2.7]	1256	23	158	12	173	
	]2.7 , 3.5]	10674	2	21	1	11	
	]3.5 , 5.1]	343	1	4	0	0	
Toutes cibles	]0.3 , 1.7]	8661	672	402	227	540	66304
	]1.7 , 2.7]	5175	618	442	220	417	
	]2.7 , 3.5]	47166	38	55	16	25	
	]3.5 , 5.1]	1616	3	7	2	2	

Tableau (VI.2) : Répartition des événements selon leurs masses et leur nature, pour chaque cible (Bandes de masse en GeV/c²)

Les cibles "principales" représentent chacune de 15 000 à 23 000 événements, environ. Nous vérifions également que les dimuons LS sont peu nombreux, et plus importants aux faibles masses (voir § (V.7)).

VI.2 – Les efficacités.

Dans la formule (V.1), toutes les efficacités sont incluses dans le terme N_{eff} , afin de connaître le nombre de protons correspondant aux événements enregistrés. Bien entendu, chaque run a ses propres conditions et doit être corrigé individuellement.

Dans le tableau (VI.3) nous donnons pour chaque cible, le nombre effectif de protons N_{eff} , et aussi à titre indicatif, l'efficacité moyenne ϵ_a , moyenne pondérée sur tous les runs concernant la cible en question, efficacité de déclenchement ϵ_H exclue, car commune dans tous les cas, ϵ_a étant définie par :

$$\epsilon_a = \langle \epsilon_S \epsilon_T \epsilon_X \rangle \quad (VI.1)$$

Cible	N_{eff}	$\frac{\sigma N_{eff}}{N_{eff}} (\%)$	ϵ_a	σ_{ϵ_a}
C (30.0)	$(0.102 \pm 0.003) 10^{13}$	2.8	0.705	0.111
Al (20.0)	$(0.135 \pm 0.003) 10^{12}$	2.0	0.937	0.049
Cu (2.0)	$(0.369 \pm 0.004) 10^{12}$	1.0	0.955	0.010
Cu (10.1)	$(0.779 \pm 0.032) 10^{12}$	4.1	0.851	0.074
W* (1.5)	$(0.275 \pm 0.005) 10^{12}$	1.8	0.943	0.008
W (5.6)	$(0.483 \pm 0.016) 10^{12}$	3.3	0.903	0.047

Tableau (VI.3) : Nombre de protons effectifs, pour chaque cible , N_{eff} et efficacité moyenne ϵ_a (VI.1).

Nous voyons l'effet de la grande dynamique du faisceau sur les cibles C(30.0) et Cu(10.1), pour lesquelles les ϵ_a sont les plus faibles.

L'efficacité totale ϵ (relation (V.3)), incluant l'efficacité sur le déclenchement et moyennée sur tous les runs est :

$$\langle \epsilon \rangle = 0.786 \pm 0.016 \quad (VI.2)$$

ce qui est une valeur raisonnable.

Dans le Tableau (VI.3), les incertitudes systématiques sur N_{eff} ne sont pas comptabilisées, soit 7.5% liées à la calibration des moniteurs et à ϵ_H (§ V.9.b.6).

VI.3 – Résolutions intrinsèques.

Les résolutions observées σ_0 pour une cible et une résonance données, dépendent du pas choisi et de la résolution intrinsèque σ_i selon la formule suivante :

$$\sigma_0^2 = \sigma_i^2 + \left(\frac{\text{pas}}{\sqrt{12}} \right)^2 \quad (\text{VI.3})$$

Cette résolution intrinsèque dépend de deux facteurs :

- a) la diffusion coulombienne multiple dans la cible et dans le dispositif expérimental,
- b) le comportement de chaque muon dans le champ magnétique.

Le tableau (VI.4) donne les résolutions intrinsèques calculées à partir de la formule (VI.3) pour chaque cible et résonance.

Cible	$\sqrt{\frac{L}{LR}}$	$\rho - \omega$	ϕ	J/ψ
Cu (2.0)	1.2	46.3 ± 6.3	54.9 ± 7.2	75.4 ± 1.5
C (30.0)	1.3	55.4 ± 3.4	58.1 ± 3.0	102.3 ± 0.8
Al (20.0)	1.5	39.3 ± 6.2	38.4 ± 5.7	86.7 ± 1.8
W* (1.5)	2.0	56.4 ± 9.1	78.7 ± 10.0	79.4 ± 1.6
Cu (10.1)	2.7	70.7 ± 4.3	69.4 ± 3.4	84.4 ± 0.6
W (5.6)	4.0	84.8 ± 6.8	90.2 ± 5.1	97.0 ± 1.0

Tableau (VI.4) : Résolutions intrinsèques pour toutes les cibles et résonances étudiées, en MeV/c².

En moyenne, les résolutions pour $\rho - \omega$ et ϕ augmentent lorsque $\sqrt{L/L_R}$ augmente : il y a prédominance de la diffusion multiple. Pour le J/ψ , la résolution augmente lorsqu'à la fois L et $\sqrt{L/L_R}$ augmentent.

VI.4 – Masses.

Le Tableau (VI.5) donne la mesure des masses (ces valeurs sont obtenues en mélangeant toutes les cibles).

Résonance	Masses (MeV/c ²)
$\rho - \omega$	778.5 ± 2.2
ϕ	1026.3 ± 3.3
J/ψ	3102.0 ± 1.0

Tableau (VI.5) : Valeurs des masses.

Il y a un léger décalage par rapport aux valeurs attendues (Tableau(II.1)) déplacement qui est sans influence sur nos résultats en population, car il importe de reconnaître les résonances et de mesurer les surfaces des spectres de masses.

VI.5 – Les fonds continus.

Pour les diverses raisons évoquées à la fin du chapitre V, nous avons traité le fond continu en deux étapes suivant la zone en masses :

VI.5.a – Zone des basses masses (LM).

La forme du continuum est définie par la relation (V.57).

Ce continuum est faible et très sensible au bruit de fond (§ V.9.b.1). Il est seulement utilisé dans l'extraction des résonances, mais pas pour tirer des conclusions physiques.

Le paramètre de pente est déterminé une fois pour toutes pour l'ensemble des cibles, soit

$$M_B = 1.95 \pm 0.01 \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{VI.4})$$

Il est imposé pour les cibles individuelles.

VI.5.b – Zone des hautes masses (HM)

Le continuum (HM) est donné par la relation (V.64).

Une étude précise du facteur de pente M_c a été menée uniquement pour les cibles "principales". Le tableau (VI.6) donne les résultats.

Cible	M_c (GeV/c ²)	χ^2/ν
C (30.0)	0.807 ± 0.038	2.0/86
Cu (10.1)	0.975 ± 0.043	1.9/85
W (5.6)	0.913 ± 0.047	1.7/80

Tableau (VI.6) : Valeurs de M_c du fond (HM) pour les trois cibles "principales" ainsi que le χ^2/ν des lissages (ν est le nombre de degrés de liberté).

Notre analyse de la pente M_c a été effectuée en deux étapes.

- 1) Compte-tenu des incertitudes, est-il possible de prendre M_c constant ?

La moyenne pondérée donne :

$$\langle M_c \rangle = (0.890 \pm 0.052) \text{ GeV/c}^2 \quad (\text{VI.5})$$

$$\text{avec } \frac{\chi^2}{\nu} = \frac{9}{2}$$

Ce très mauvais χ^2 rend douteuse la qualité de cette moyenne. De plus, si nous imposons cette valeur $\langle M_c \rangle$ dans les lissages des cibles "principales", la qualité de ceux-ci est fortement détériorée.

- 2) M_c dépend-il de chaque cible ?

La figure (VI.3) montre que M_c est corrélée à la résolution de chaque cible.

Ces différences de comportement correspondent probablement à des corrections de résolution finie.

Nous avons finalement conservé les valeurs individuelles des pentes pour les cibles "principales" et effectué des interpolations linéaires pour les cibles "secondaires".

Nous ne tirerons aucune conclusion physique sur la pente M_c .

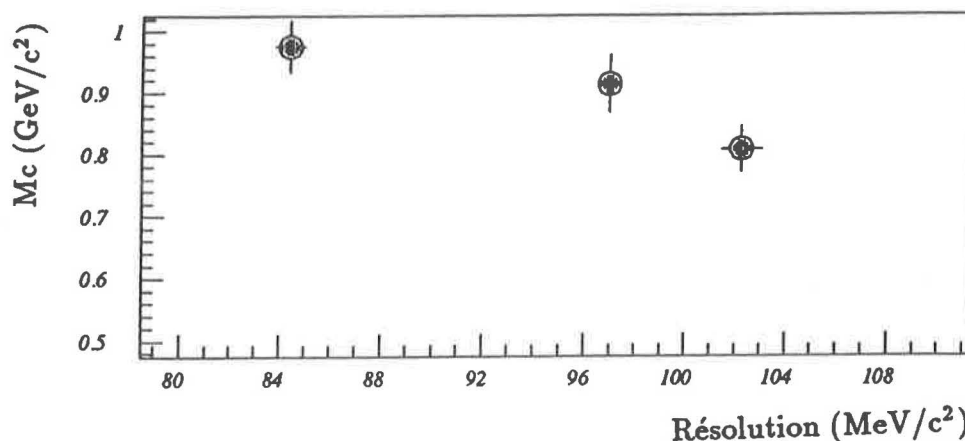


Figure (VI.3) : Corrélation entre M_c et la résolution des cibles "principales".

VI.6 – Lissages et populations.

Dans cette partie, nous présentons la méthodologie suivie dans l'extraction des populations physiques et les rapports signal/bruit de fond.

VI.6.a – Région des basses masses (LM).

La méthode a été la suivante :

- 1) En mélangeant les données de toutes les cibles, nous avons effectué un premier lissage (relations (V.52) à (V.58), avec huit paramètres ajustables (§ V.8.c)). Cela nous a permis de fixer les masses des mésons $\rho - \omega$ et ϕ , et la pente M_B du fond continu.
- 2) Pour chaque cible, les lissages individuels ont permis de trouver les résolutions $\sigma_{\rho-\omega}$ et σ_ϕ , et les poids $H_{\rho-\omega}$, H_ϕ et H_B (5 paramètres ajustables).

Dans cette région, le manque de statistique affecte les χ^2 des lissages. La Figure (VI.4) montre les lissages du signal pour le jeu des six cibles. Nous remarquons que pour les cibles qui bénéficient d'une bonne résolution, les pics du $\rho - \omega$ et du ϕ sont très bien séparés, le creux entre ces deux pics témoigne du fait que le bruit de fond est bien soustrait.

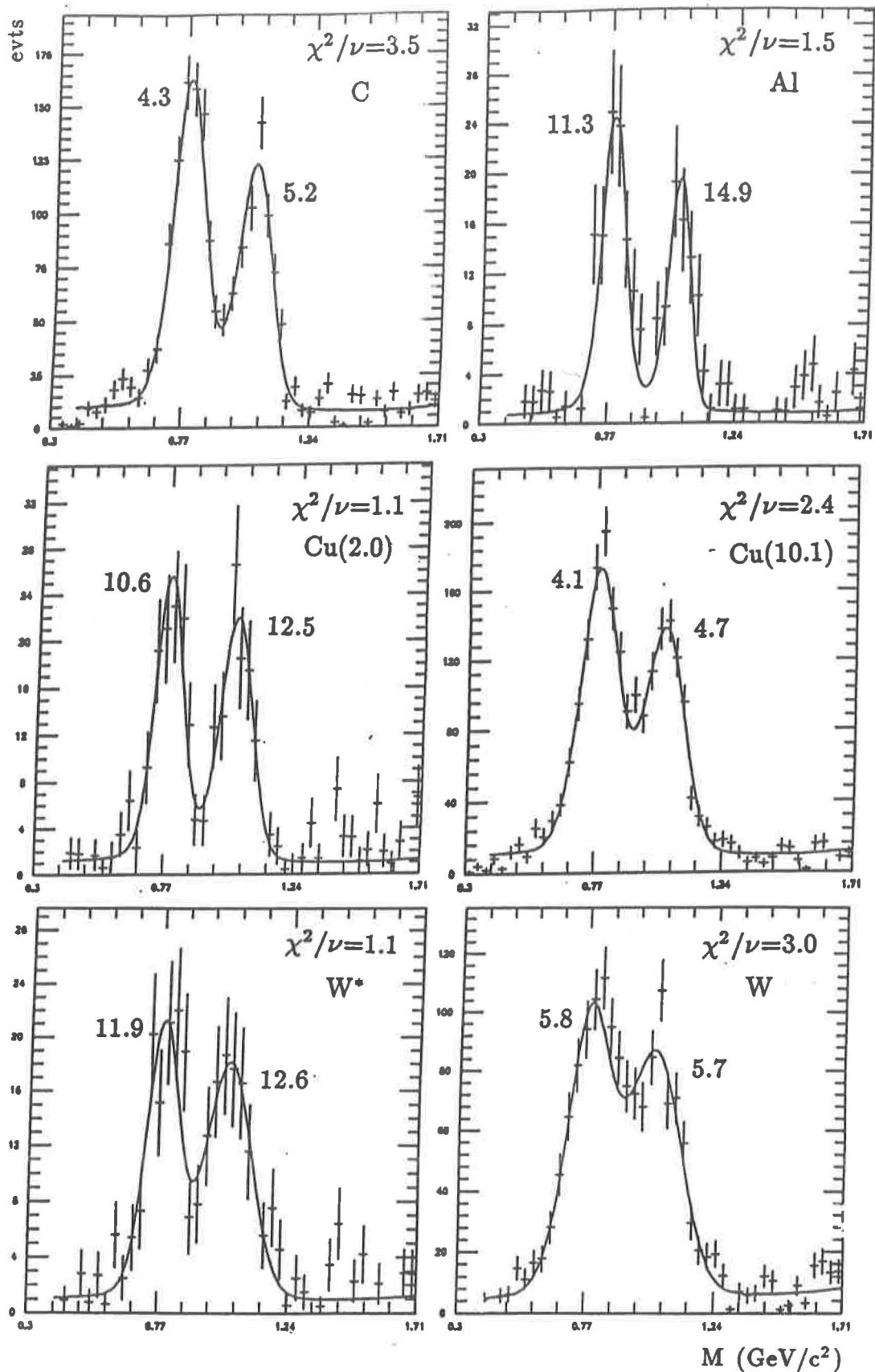


Figure (VI.4) : Lissage des basses masses avec indication des erreurs statistiques et du χ^2/ν de lissage pour chaque cible (L'erreur statistique sur chaque population est indiquée au voisinage des pics).

Il est maintenant possible de tirer les populations pour les six cibles. Le tableau (VI.7) donne les populations des $\rho - \omega$ et du ϕ , ainsi que le continuum (sachant que ce continuum est défini dans la zone de masse comprise entre 0.5 et 1.7 GeV/c²). Dans la dernière colonne est donné le rapport signal/bruit, pour tout l'intervalle (LM).

Cible	$\rho - \omega$	ϕ	Continuum	$\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$
C (30.0)	1081.0 ± 46.5	566.1 ± 29.4	205.1 ± 11.4	2.23
Al (20.0)	147.5 ± 16.7	72.1 ± 10.7	17.4 ± 3.3	2.90
Cu (2.0)	154.9 ± 16.4	102.09 ± 12.8	26.2 ± 4.1	4.51
Cu (10.1)	1308.8 ± 53.7	719.4 ± 33.8	217.5 ± 11.7	2.82
W* (1.5)	143.8 ± 17.1	115.2 ± 14.5	21.9 ± 3.7	4.85
W (5.6)	920.6 ± 53.39	604.8 ± 34.5	96.7 ± 7.9	3.02
Total	3756.6	2179.7	584.8	

Tableau (VI.7) : Populations mesurées des résonances $\rho - \omega$ et ϕ et du continuum (entre 0.5 et 1.7 GeV/c²), la dernière colonne représente le rapport signal/bruit.

Nous voyons que ce rapport est confortable, malgré le manque global de statistique, puisqu'il varie de 2.2 à 4.9 environ.

Le champ magnétique important a éliminé une grande quantité de muons de désintégration de faible impulsion.

VI.6.b – Région des hautes masses (HM).

Nous rappelons que tout notre dispositif expérimental est optimisé pour une meilleure approche de cette zone, et nous attendons des résultats de très bonne qualité lorsque la statistique ne fait pas défaut.

Nous avons procédé en deux étapes :

- 1) Un premier lissage avec l'ensemble des cibles (relations (V.59) à (V.64), avec six paramètres ajustables) a fixé la masse J/ψ .
- 2) Les lissages individuels des cibles "principales" ont fourni la résolution σ_ψ , la pente M_c du continuum et les poids H_ψ , $H_{\psi'}$ et H_c .
Pour les cibles "secondaires", la pente M_c a été fixée selon le procédé précédemment décrit au § (VI.5.b).

La figure (VI.5) montre les lissages obtenus.

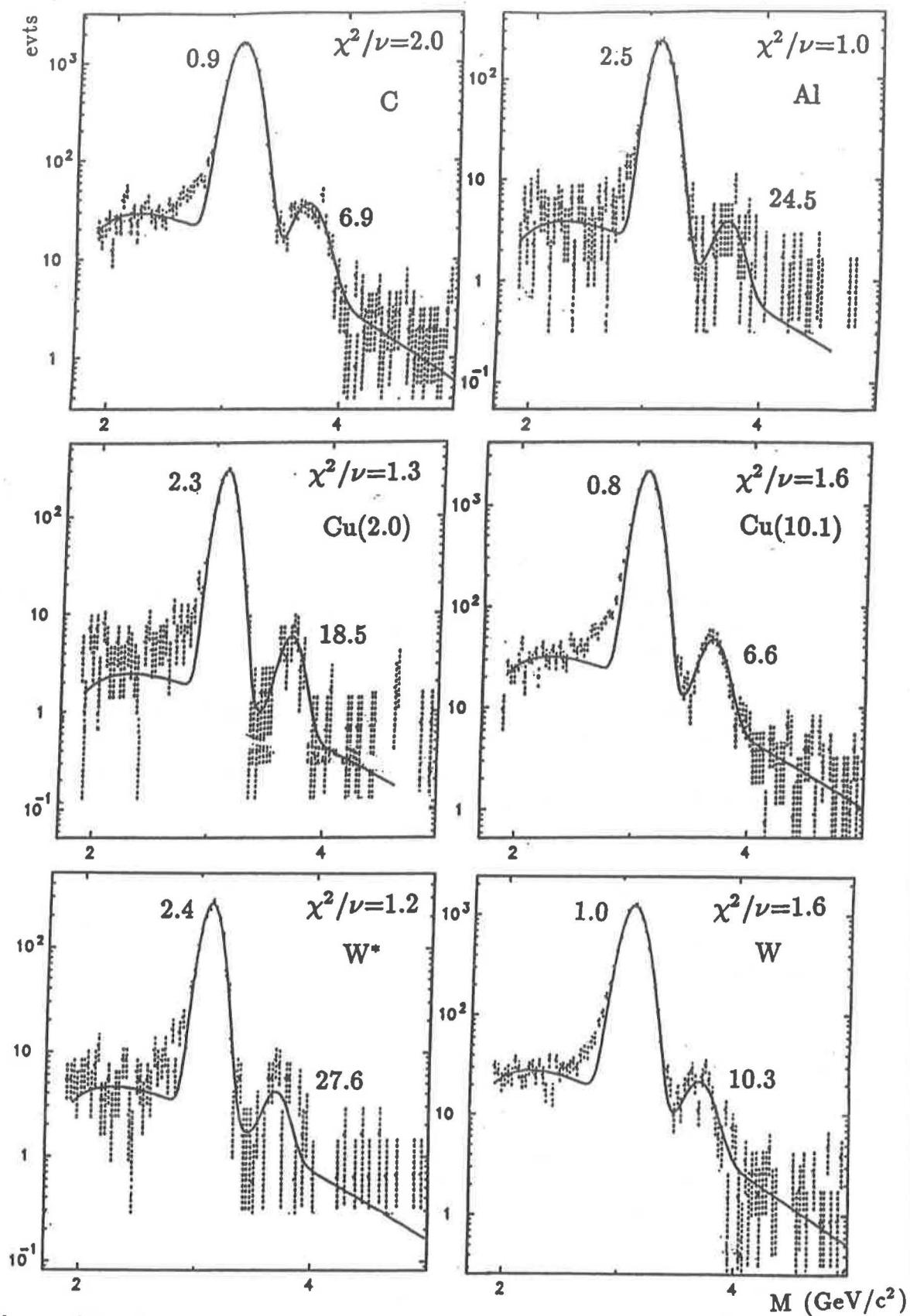


Figure (VI.5) : Lissage des hautes masses avec indication des erreurs statistiques et du χ^2/ν de lissage pour chaque cible (L'erreur statistique sur chaque population est indiquée au voisinage des pics).

Notons la très bonne qualité des χ^2 et aussi les faibles erreurs statistiques pour les cibles "principales". Bien évidemment, pour le calcul des populations, nous avons tenu compte de l'asymétrie du J/ψ et du ψ' (voir § V.8.d).

Le tableau (VI.8) donne les populations mesurées pour les trois zones du continuum C0, C1 et C2 (définies au § V.8.d), le J/ψ et le ψ' .

Cible	C0	C1	C2	ψ	ψ'	$\frac{\Delta\psi}{\psi_\sigma}$ (en %)	$\frac{\text{signal}}{\text{bruit}}$
C (30.0)	501.1	269.8	113.6	14622.8 ± 128.4	333.8 ± 23.0	0.66 ± 0.07	29.0
Al (20.0)	46.7	26.2	11.5	1846.4 ± 45.0	37.8 ± 7.1	2.03 ± 0.35	47.8
Cu (2.0)	52.8	32.2	15.4	1974.9 ± 45.9	45.7 ± 8.1	1.97 ± 0.33	41.2
Cu (10.1)	542.6	330.5	158.0	15545.9 ± 129.6	355.8 ± 23.4	2.43 ± 0.13	29.5
W* (1.5)	71.0	41.7	19.2	1853.4 ± 45.1	37.6 ± 7.8	1.63 ± 0.32	45.8
W (5.6)	439.4	257.0	117.9	10403.1 ± 108.0	170.5 ± 18.3	1.99 ± 0.14	34.6
Total	1653.6	957.4	435.6	46246.5	981.2		

Tableau (VI.8) : Populations mesurées dans la région (HM), avec indication des corrections d'asymétrie ($\frac{\Delta\psi}{\psi_\sigma}$) pour le pic J/ψ et du rapport signal/bruit.

Le rapport $\frac{\Delta\psi}{\psi_\sigma}$ rend compte de la correction d'asymétrie (voir § V.8.d). Enfin, la dernière colonne indique le rapport signal/bruit, pour tout l'intervalle (HM).

Ce rapport est encore plus favorable que pour la zone (LM). Le continuum est évidemment plus sensible au bruit de fond, et nous en tenons compte dans les incertitudes systématiques (§ V.9.b.1). Les corrections d'asymétrie restent faibles, mais sont nécessaires, comme d'autres, pour atteindre notre objectif d'une incertitude de 1% au moins sur le paramètre α .

VI.7 – Les paramètres α et $\Delta\alpha$.

VI.7.a – Les paramètres α .

Nous avons mesuré le paramètre α pour les différents cas énumérés dans le tableau (V.23). Il est mesuré par deux approches différentes : la première est "directe" et consiste à estimer α à partir de la formule (V.75) ; la deuxième utilise le lissage des sections efficaces et sera présentée dans les paragraphes (§ VI.8).

La mesure directe utilise le rapport simple $\mathcal{R}_X (A_i/B)$ (V.73) des sections efficaces et la relation (V.75). Le noyau de référence (B) est le carbone; c'est la cible "principale" la plus légère. Les A_i sont les autres noyaux.

La valeur de α sera assimilée à la moyenne pondérée des α_i , ainsi obtenus, par leurs incertitudes σ_{α_i} , pour tous les noyaux i .

$$\alpha \equiv \langle \alpha_i \rangle \quad (\text{VI.6})$$

Cette méthode est équivalente à celle qui consisterait à tirer α d'un ajustement linéaire.

$$\text{Ln}(R_X(A_i/B)) = \alpha \text{Ln}(A_i/B) \quad (\text{VI.7})$$

Ce deuxième procédé est cependant moins direct et ne permet pas une comparaison immédiate des différents noyaux.

Les deux méthodes ont un inconvénient : ne pas tenir compte de la corrélation due à l'utilisation de la même référence, le carbone. Un calcul rigoureux est possible mais compliqué [YAN86], [FLY89], [WOS91]. Notre méthode aura pour défaut principal de surestimer l'erreur sur α .

Le tableau (VI.9) résume tous les paramètres α_i et les moyennes $\langle \alpha \rangle$ relatifs aux quatre résonances, le tableau (VI.10), ceux relatifs aux trois fenêtres du continuum (C0, C1 et C2), et le tableau (VI.11) les α relatifs aux cinq pas du continuum (IM).

Résonance	$\rho - \omega$	ϕ	J/ψ	ψ'
$\alpha_{\text{Al/C}}$	1.002 ± 0.156	0.910 ± 0.198	0.904 ± 0.047	0.780 ± 0.251
$\alpha_{\text{Cu/C}}$	0.972 ± 0.039	1.034 ± 0.043	0.906 ± 0.017	0.919 ± 0.055
$\alpha_{\text{W}^+/\text{C}}$	0.921 ± 0.050	1.080 ± 0.052	0.901 ± 0.014	0.858 ± 0.083
$\alpha_{\text{W/C}}$	0.962 ± 0.031	1.049 ± 0.031	0.900 ± 0.014	0.780 ± 0.049
$\langle \alpha \rangle$	$0.958 \pm_{0.011}^{0.019}$	$1.049 \pm_{0.010}^{0.020}$	$0.902 \pm_{0.008}^{0.004}$	$0.842 \pm_{0.010}^{0.031}$
$\chi^2/3$	0.30	0.35	0.18	0.14

Tableau (VI.9) : Valeurs des paramètres α avec l'erreur expérimentale (racine carré de la somme quadratique de l'erreur statistique et l'erreur systématique résiduelle) pour les résonances $\rho - \omega$, ϕ , J/ψ et ψ' correspondants aux quatre cibles. Pour $\langle \alpha \rangle$ on donne en dessous de l'erreur statistique l'erreur systématique résiduelle.

(HM)	C0 [2.20 , 2.80]	C1 [2.80 , 3.40[	C2 [3.40 , 4.00]
$\alpha_{Cu/C}$	0.919 ± 0.069	0.996 ± 0.058	1.074 ± 0.068
$\alpha_{W^*/C}$	0.942 ± 0.056	0.976 ± 0.050	1.010 ± 0.052
$\alpha_{W/C}$	0.974 ± 0.042	1.005 ± 0.037	1.037 ± 0.044
$\langle \alpha \rangle$	$0.954 \pm_{0.024}^{0.018}$	$0.995 \pm_{0.015}^{0.021}$	$1.035 \pm_{0.009}^{0.029}$
$\chi^2/2$	0.85	0.15	0.31

Tableau (VI.10) : Valeurs des paramètres α avec l'erreur expérimentale (racine carré de la somme quadratique de l'erreur statistique et l'erreur systématique résiduelle) pour les trois fenêtres du continuum correspondants aux quatre cibles. Pour $\langle \alpha \rangle$ on donne (en dessous de l'erreur statistique) l'erreur systématique résiduelle.

(IM)	1 : [1.32 , 1.62[	2 : [1.62 , 1.92[	3 : [1.92 , 2.22[	4 : [2.22 , 2.52[	5 : [2.52 , 2.67[
$\langle \alpha \rangle$	0.973 ± 0.085	0.953 ± 0.072	0.956 ± 0.065	0.962 ± 0.037	0.923 ± 0.022
$\chi^2/3$	1.24	2.87	1.42	0.35	0.58

Tableau (VI.11) : Valeurs de $\langle \alpha \rangle$ pour les cinq pas en masse, sans correction d'acceptance avec les χ^2/ν correspondant à la moyenne pondérée des quatres rapports.

Pour les résonances et les cinq pas de la région (IM), toutes les cibles (principales et secondaires) ont été utilisées. Les résultats "Cuivre" résultent de la moyenne pondérée Cu(2.0) et Cu(10.1), les réinteractions étant jugées négligeables (§ V.9.b.4), ce qui est confirmé par les tests de χ^2 sur ces moyennes. Pour les zones de continuum C0, C1 et C2, seules les cibles C(30.0), Cu(10.1), W*(1.5) et W(5.6) sont utilisées.

Les χ^2 donnés dans les tableaux (VI.9) et (VI.10) sont tous faibles, cela confirme nos prévisions d'une surestimation probable des incertitudes sur $\langle \alpha \rangle$.

En dehors de toute interprétation physique (voir § VI.9), nous pouvons remarquer la grande cohérence des résultats obtenus sur les diverses cibles, avec des incertitudes inférieures à 1% pour le J/ψ , et de 2 à 3% pour les autres résonances ou spectres de continuum.

Les Figures (VI.6) et (VI.7) rendent compte de la stabilité des résultats. Les erreurs mentionnées contiennent la composante systématique et celle d'origine statistique.

La méthode de détermination de α pour les cinq pas de la région (IM) est moins précise, car il n'y a pas de lissage et la sensibilité au bruit de fond est plus grande (§ V.9.b.1) ; de plus, les pas extrêmes (1 et 5) sont influencés par les résonances voisines (ϕ et J/ψ , respectivement).

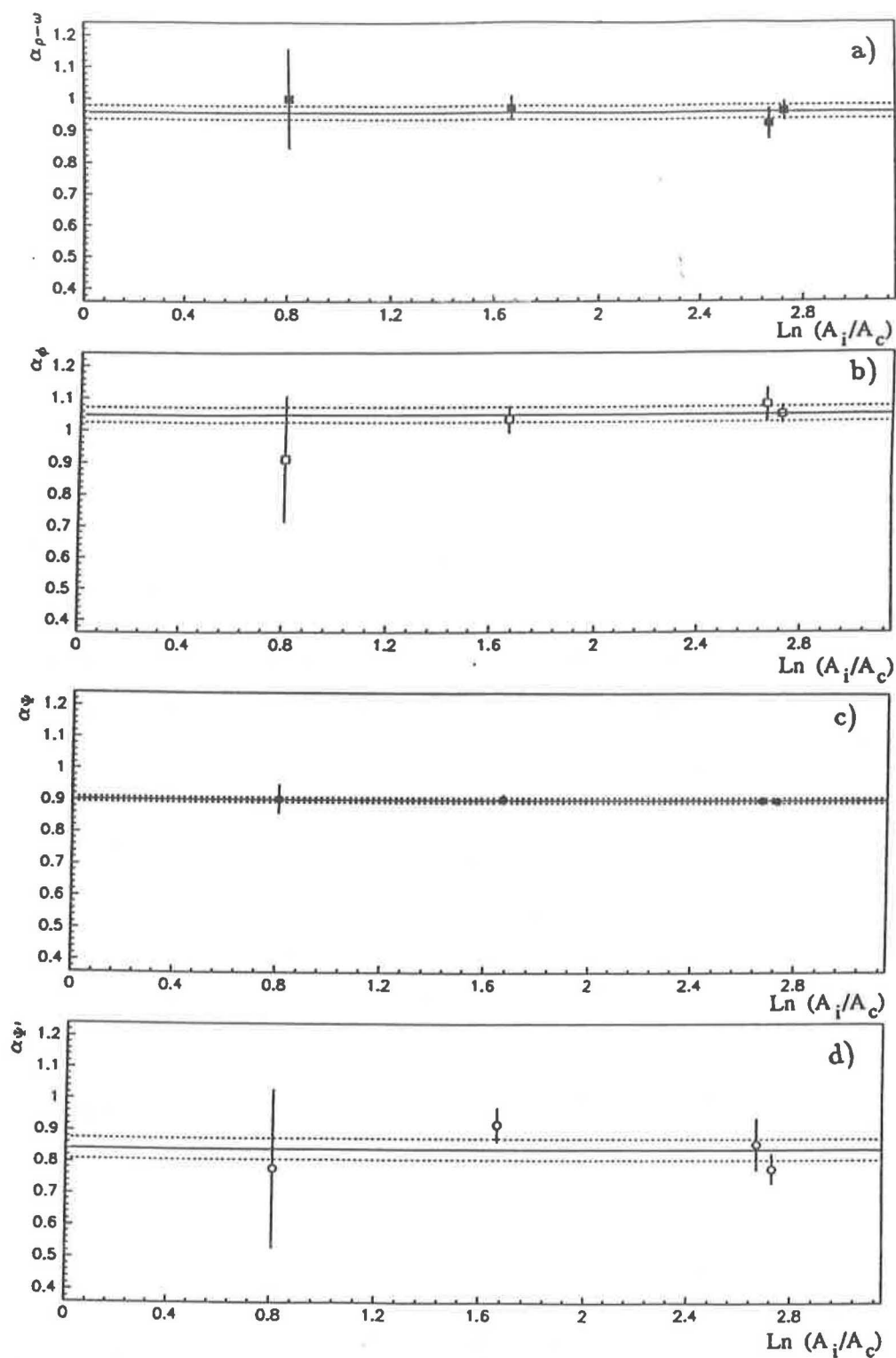


Figure (VI.6) : Représentation graphique des paramètres α pour chaque cible et moyenne pondérée pour :

a) la résonance $\rho - \omega$,
c) le J/ψ ,

b) le ϕ ,
d) le ψ' .

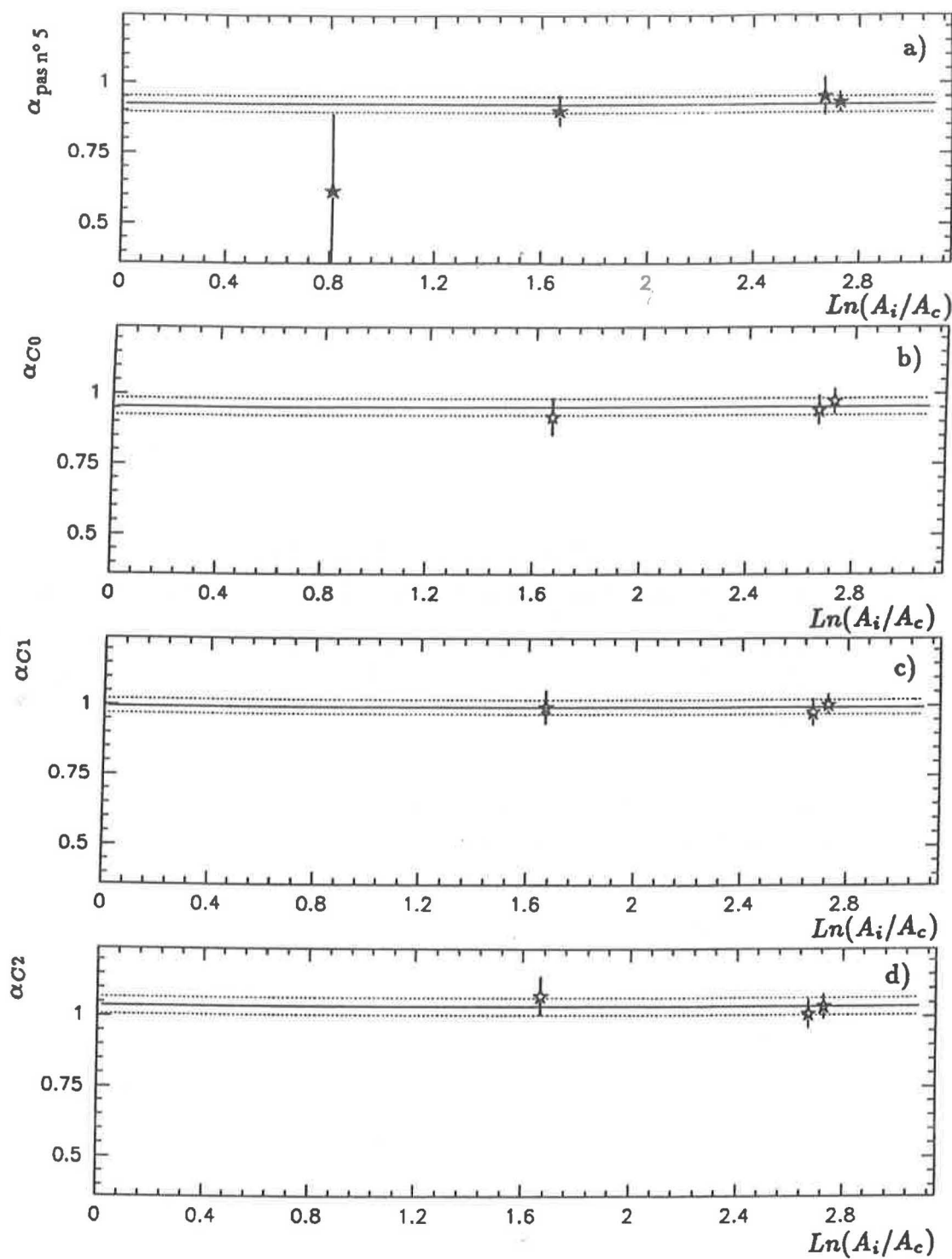


Figure (VI.7) : Représentation graphique des paramètres α pour le continuum.

a) pas numéro 5,

b) fenêtre C0,

c) fenêtre C1,

d) fenêtre C2.

VI.7.b – Les paramètres $\Delta\alpha$

Le paramètre $\Delta\alpha$, pour les comparaisons énumérées dans le Tableau (V.23), est mesuré directement grâce aux "rapport de rapports" $\mathcal{R}_{X/Y} (A/B)$ (V.85), puis une moyenne pondérée comme pour α . Nous rappelons que $\Delta\alpha$ (ou $\mathcal{R}_{X/Y} (A/B)$) n'est sensible qu'aux populations physiques (relation (V.84)), ce qui élimine toutes les autres sources d'incertitude. Néanmoins, comme $\Delta\alpha$ traduit la comparaison de deux α voisins ($\alpha_X - \alpha_Y$), l'incertitude relative sera importante.

Le tableau (VI.12) donne les valeurs $\Delta\alpha$ pour les cinq rapports X/Y du tableau (V.23).

X/Y	$\phi/\rho - \omega$	$\phi/C0$	$\psi/C1$	$\psi'/C2$	ψ'/ψ
$\Delta\alpha_{Al/C}$	0.091 ± 0.248	0.390 ± 0.285			-0.124 ± 0.251
$\Delta\alpha_{Cu/C}$	0.051 ± 0.051	0.142 ± 0.091	-0.081 ± 0.053	-0.153 ± 0.098	-0.007 ± 0.051
$\Delta\alpha_{W^+/C}$	0.160 ± 0.070	0.138 ± 0.075	-0.075 ± 0.051	-0.152 ± 0.105	-0.042 ± 0.082
$\Delta\alpha_{W/C}$	0.087 ± 0.040	0.075 ± 0.049	-0.106 ± 0.035	-0.258 ± 0.074	-0.120 ± 0.047
$\langle \Delta\alpha \rangle$	$0.087 \pm_{-0.006}^{+0.028}$	$0.107 \pm_{-0.025}^{+0.027}$	$-0.093 \pm_{-0.012}^{+0.022}$	$-0.203 \pm_{-0.003}^{+0.052}$	$-0.066 \pm_{-0.002}^{+0.032}$
χ^2/ν	0.54	0.87	0.19	0.52	0.93

Tableau (VI.12) : Récapitulatif des $\Delta\alpha$ pour les cinq systèmes X/Y . La première valeur est celle de α , la seconde est celle de l'erreur statistique et la troisième, lorsqu'elle figure, est celle de l'erreur systématique résiduelle.

Les commentaires sur les cibles utilisées sont les mêmes que dans le § (VI.7.a). Compte-tenu des incertitudes, la cohérence des résultats est encore remarquable, ce qui apparaît sur la Figure (VI.8). Les interprétations physiques seront rassemblées dans le § (VI.9).

Les $\Delta\alpha$ peuvent aussi être calculés par différence des α individuels. Cette méthode indirecte a pour inconvénient d'introduire des incertitudes supplémentaires liées aux acceptances. De plus, les incertitudes seront sous-estimées, puisque dans ce cas les corrélations ne sont pas introduites.

Le Tableau (VI.13) compare les $\Delta\alpha$ obtenus directement et indirectement.

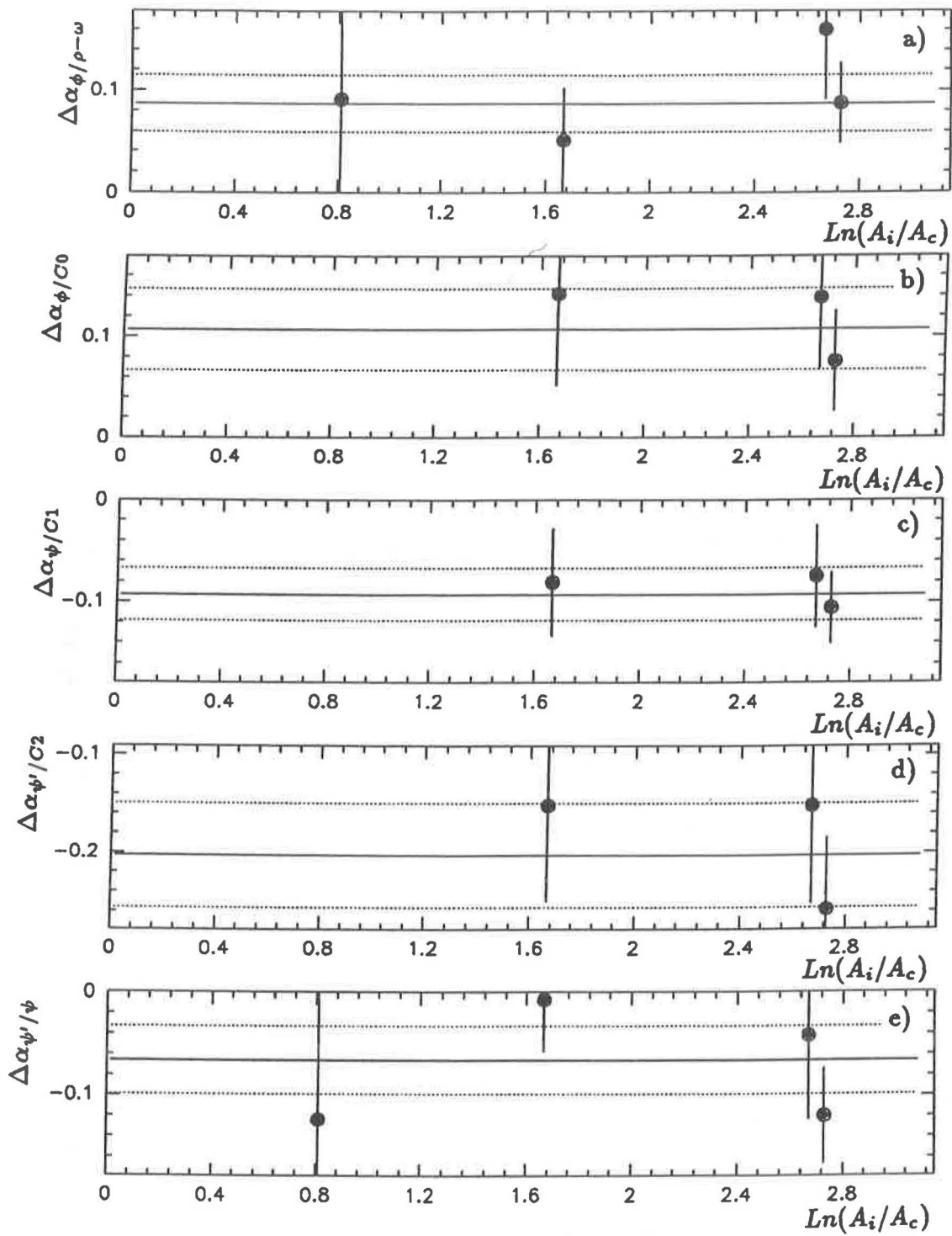


Figure (VI.8) : Paramètres $\Delta\alpha$ pour les systèmes $\Phi/\rho - \omega$, $\Phi/C0$, $\Psi/C1$, $\Psi'/C2$ et Ψ'/Ψ .

$\Delta\alpha$	$\phi/\rho - \omega$	$\phi/C0$	$\psi/C1$	$\psi'/C2$	ψ'/ψ
"Direct"	0.087 ± 0.028	0.107 ± 0.037	-0.093 ± 0.025	-0.203 ± 0.052	-0.066 ± 0.032
"Indirect"	0.091 ± 0.031	0.095 ± 0.038	-0.093 ± 0.028	-0.193 ± 0.045	-0.060 ± 0.034

Tableau (VI.13) : Comparaison des $\Delta\alpha$ obtenus par les méthodes "directe" (rapport de rapports) et "indirecte" (différence $\alpha_X - \alpha_Y$). (Les incertitudes pour la méthode indirecte sont sous-estimées).

Nous constatons que les $\Delta\alpha$ obtenus selon les deux méthodes sont très compatibles. Nous précisons que seule la méthode "directe" est à retenir.

VI.8 – Les sections efficaces par nucléon.

VI.8.a – Résultats.

Nous donnons dans les tableaux (VI.14) et (VI.15) les produits des sections efficaces par nucléon par leurs rapports de branchement dans la voie de réaction considérée.

X	C	Al	Cu	W*	W
$\rho - \omega$	1.587	1.590	1.516	1.285	1.430
(μb)	± 0.068	± 0.180	± 0.053	± 0.153	± 0.083
	± 0.096	± 0.088	± 0.082	± 0.072	± 0.086
ϕ	0.524	0.487	0.552	0.649	0.598
(μb)	± 0.027	± 0.073	± 0.020	± 0.082	± 0.034
	± 0.042	± 0.019	± 0.028	± 0.026	± 0.027

Tableau (VI.14) : Section efficace expérimentale (multipliée par le rapport de branchement) par nucléon pour la région (LM) avec dans l'ordre l'erreur statistique et l'erreur systématique résiduelle (une incertitude systématique de 40% est à ajouter).

X	C	Al	Cu	W*	W
$C0$ (nb)	2.264 ± 0.101 ± 0.155		1.976 ± 0.081 ± 0.143	1.939 ± 0.209 ± 0.125	2.106 ± 0.099 ± 0.143
$C1$ (nb)	0.554 ± 0.031 ± 0.024		0.551 ± 0.025 ± 0.027	0.520 ± 0.056 ± 0.020	0.562 ± 0.032 ± 0.024
$C2$ (nb)	0.153 ± 0.013 ± 0.004		0.173 ± 0.011 ± 0.006	0.157 ± 0.017 ± 0.003	0.170 ± 0.014 ± 0.005
J/ψ (nb)	20.99 ± 0.18 ± 0.54	19.42 ± 0.47 ± 0.21	17.91 ± 0.15 ± 0.33	16.11 ± 0.39 ± 0.22	15.97 ± 0.17 ± 0.40
ψ' (nb)	0.320 ± 0.022 ± 0.009	0.268 ± 0.051 ± 0.004	0.280 ± 0.022 ± 0.010	0.219 ± 0.010 ± 0.016	0.176 ± 0.019 ± 0.005

Tableau (VI.15) : Section efficace expérimentale (multipliée par le rapport de branchement) par nucléon pour la région (HM) avec dans l'ordre l'erreur statistique et l'erreur systématique résiduelle (une incertitude systématique de 10% est à ajouter).

Les résultats sont présentés selon le format prévu dans le § (V.9.a.4), avec incertitudes à caractères statistique et systématique résiduelle, différentes dans chaque cas, plus des incertitudes systématiques globales de 40% pour (LM) et de 10% pour (HM).

Pour connaître les sections efficaces, nous devrions corriger par les rapports de branchement donnés dans le Tableau (II.1), ce qui introduirait de nouvelles incertitudes.

Nous devons préciser que ces résultats $Br.\sigma/A$ correspondent à nos domaines cinématiques : il s'agit donc de sections efficaces "partielles". La comparaison à d'autres études publiées demande un travail particulier qui sera réalisé dans une étude ultérieure.

A la lecture des Tableaux (VI.14) et (VI.15), nous constatons que pour les cibles principales et les résonances, les incertitudes systématiques résiduelles sont supérieures aux incertitudes statistiques. Combinées quadratiquement, cela correspond à des incertitudes expérimentales voisines de 3% pour le J/ψ et de 7 à 10% pour les autres résonances et les zones du continuum.

Tous ces résultats sont reportés sur la Figure (IV.9) (les lissages sont présentés dans le paragraphe qui suit). Les barres d'erreur sont les incertitudes expérimentales que nous venons de définir.

L'évolution générale est bien celle définie précédemment par les paramètres α (Tableaux (VI.9) et (VI.10)) :

- faible variation avec A pour les résonances $\rho - \omega$ et les zones de continuum $C0$, $C1$ et $C2$,
- croissance avec A pour le ϕ ,
- décroissance quand A augmente pour le J/ψ et encore plus pour le ψ' .

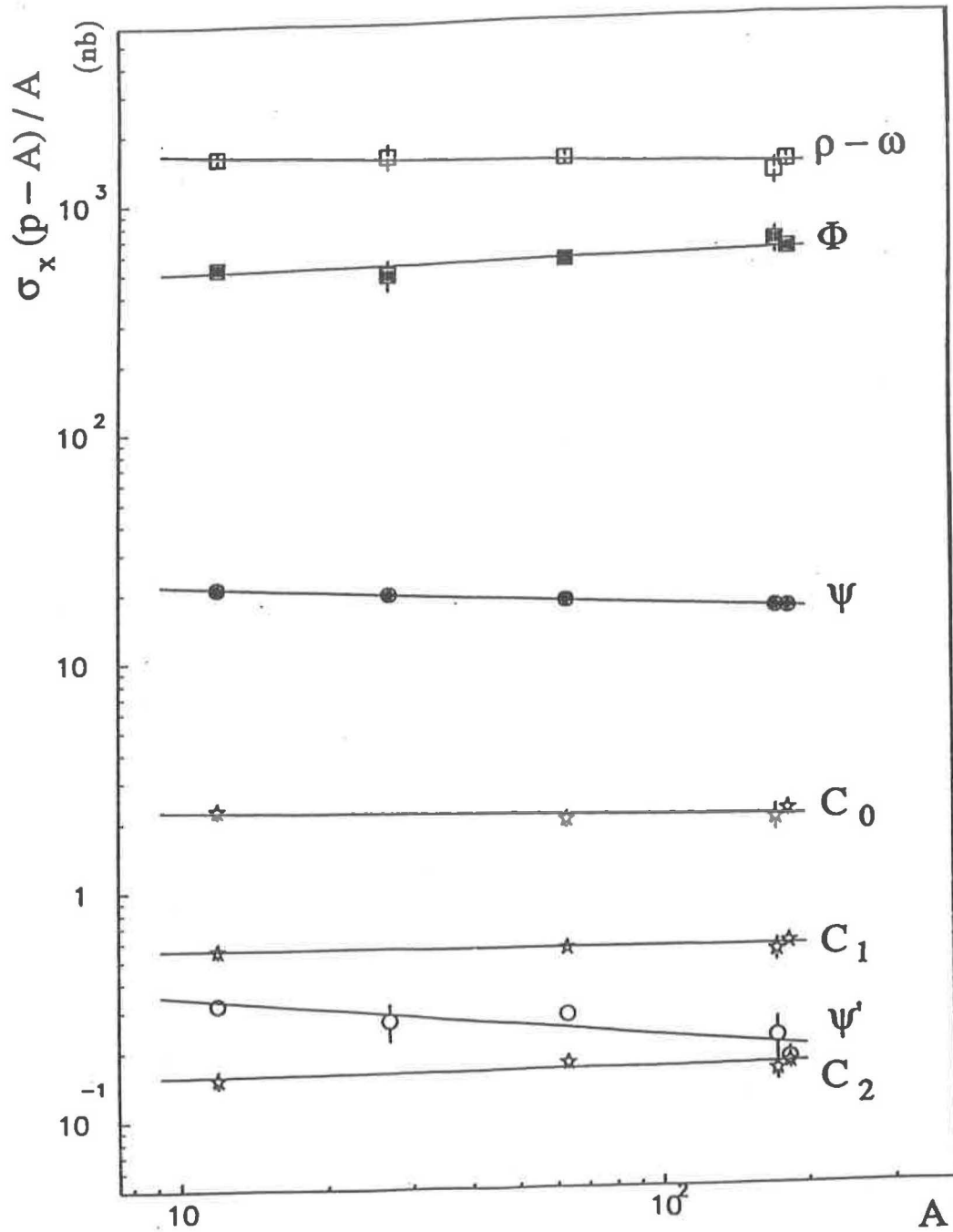


Figure (VI.9) : Evolution des sections efficaces par nucléon en fonction de A pour tous les systèmes : $\rho - \omega$, ϕ , J/ψ , ψ' et les trois fenêtres du continuum C_0 , C_1 et C_2 , avec lissages du type puissance (VI.6).

Le tableau (VI.16) donne les rapports $R_X(A_i/C)$, pour la production de l'état X sur un noyau A_i rapportée à celle sur le carbone. Le tableau (VI.17) donne les rapports $r_{X/Y}(A_i)$ de production sur un même noyau A_i des états X et Y. (Ces deux rapports correspondent, respectivement, aux relations (V.76) et (V.79)).

Le rapport $R_X(A_i/C)$ a servi à calculer le paramètre α . Son utilisation permet de s'affranchir de toute hypothèse sur une paramétrisation effective.

Le rapport $r_{X/Y}(A_i)$ confirme les dépendances selon le paramètre $\Delta\alpha$. Nous rappelons que les incertitudes statistiques sur ce rapport tiennent compte des corrélations sur les populations X et Y (Seul le rapport $\phi/C0$ ne contient aucune corrélation).

X	Al/C	Cu/C	W*/C	W/C
$\rho - \omega$	1.002	0.955	0.810	0.901
	± 0.121	± 0.052	± 0.112	± 0.068
	± 0.037	± 0.037	± 0.033	± 0.041
ϕ	0.930	1.058	1.239	1.142
	± 0.161	± 0.063	± 0.156	± 0.084
	± 0.029	± 0.036	± 0.034	± 0.041
$C0$		0.873	0.857	0.931
		± 0.058	± 0.106	± 0.062
		± 0.093	± 0.084	± 0.091
$C1$		0.994	0.938	1.015
		± 0.072	± 0.117	± 0.081
		± 0.065	± 0.054	± 0.061
$C2$		1.130	1.027	1.107
		± 0.109	± 0.138	± 0.123
		± 0.047	± 0.030	± 0.040
J/ψ	0.925	0.855	0.768	0.761
	± 0.027	± 0.010	± 0.022	± 0.012
	± 0.028	± 0.025	± 0.024	± 0.031
ψ'	0.837	0.874	0.685	0.723
	± 0.216	± 0.081	± 0.175	± 0.114
	± 0.030	± 0.033	± 0.023	± 0.030

Tableau (VI.16) : Rapports $R_X(A_i/C)$ des sections efficaces par nucléon de production de X, pour les cibles A_i par rapport au carbone (Avec indication des incertitudes statistique et systématique résiduelle).

X/Y	C	Al	Cu	W*	W
$\phi/\rho - \omega$	0.330 ± 0.022 ± 0.006	0.306 ± 0.057 ± 0.006	0.355 ± 0.021 ± 0.006	0.505 ± 0.088 ± 0.009	0.418 ± 0.034 ± 0.008
$\phi/C0$	231. $\pm 16.$ $\pm 14.$	317. $\pm 64.$ $\pm 20.$	286. $\pm 17.$ $\pm 32.$	335. $\pm 55.$ $\pm 21.$	284. $\pm 21.$ $\pm 18.$
$\psi/C1$	37.9 ± 2.2 ± 1.3		33.1 ± 1.6 ± 1.1	31.0 ± 3.5 ± 1.1	28.4 ± 1.7 ± 1.0
$\psi'/C2$	2.09 ± 0.26 ± 0.02		1.62 ± 0.17 ± 0.01	1.39 ± 0.35 ± 0.01	1.04 ± 0.16 ± 0.01
ψ'/ψ	0.0153 ± 0.0011 ± 0.0001	0.0138 ± 0.0026 ± 0.0001	0.0154 ± 0.0010 ± 0.0001	0.0136 ± 0.0028 ± 0.0001	0.0110 ± 0.0012 ± 0.0001

Tableau (VI.17) : Rapports $r_{X/Y}(A_i)$ des sections efficaces de production sur une même cible A_i des états X et Y (Avec indication des incertitudes statistique et systématique résiduelle).

VI.8.b – Formes effectives.

VI.8.b.1 – Méson J/ψ .

Les données sur le J/ψ sont les plus précises. Elles doivent nous permettre de choisir la meilleure forme effective entre les représentations (II.10) et (II.12), que nous rappelons ici :

$$\frac{B_r \cdot \sigma}{A} = \sigma_0 A^{\alpha-1} \quad (\text{VI.6})$$

$$\frac{B_r \cdot \sigma}{A} = k - k' A \quad (\text{VI.7})$$

Les résultats des deux ajustements sont donnés dans le Tableau (VI.18).

Forme (VI.6)	Forme (VI.7)
$\sigma_0 = (27.0 \pm 1.3) \text{ nb/nucléon}$	$k = (20.06 \pm 0.36) \text{ nb/nucléon}$
$\alpha - 1 = -0.100 \pm 0.012$	$k' = (0.023 \pm 0.0029) \text{ nb/nucléon}^2$
$\chi^2/3 = 0.028$	$\chi^2/3 = 2.6$

Tableau (VI.18) : Comparaison des formes effectives (VI.6) et (VI.7) (valeurs des paramètres et du χ^2).

Pour la forme (VI.6), le χ^2 trop faible montre que les incertitudes sont surestimées. Imposer un χ^2/ν égal à l'unité reviendrait à réduire les incertitudes d'un facteur 6 environ, ce qui ferait passer la valeur correspondante, déjà grande pour la forme (VI.7), de 2.6 à près de 90, ce qui exclut tout à fait la forme linéaire (VI.7).

Pour les autres données, moins précises que le J/ψ , nous imposerons la forme puissance (VI.6).

La comparaison des deux formes effectives est également montrée sur la Figure (VI.10).

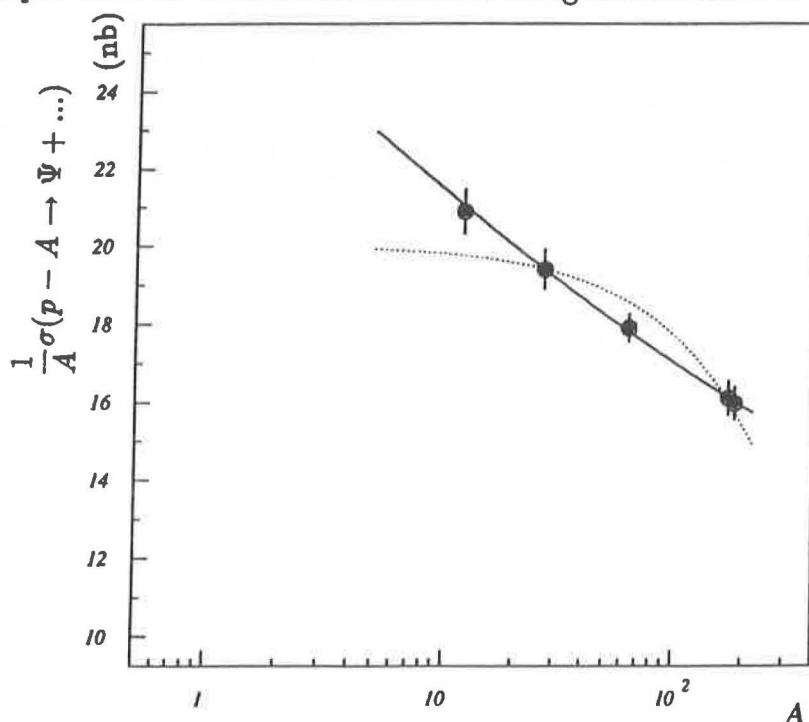


Figure (VI.10) : Comparaison entre le lissage par la loi de puissance (trait continu) et la loi linéaire (trait discontinu) pour le J/ψ .

VI.8.b.2 – Résultats des lissages.

La forme effective (VI.6) est appliquée à tous les résultats.

Les Tableaux (VI.19) et (VI.20) donnent les valeurs de σ_0 , $\alpha - 1$ et le χ^2/ν pour les résonances $\rho - \omega$, ϕ et pour les trois fenêtres du continuum, le J/Ψ et le Ψ' respectivement, l'avant dernière ligne rappelle les valeurs de α obtenues par la méthode directe (Tableaux (VI.9) et (VI.10)) et la dernière ligne donne les α relatifs à la mesure des sections efficaces.

	$\rho - \omega$	ϕ
$\sigma_0(\mu b)$	1.83 ± 0.27	0.443 ± 0.063
$\alpha - 1$	-0.050 ± 0.036	0.057 ± 0.035
χ^2/ν	0.26	0.34
α direct	0.958 ± 0.022	1.049 ± 0.023
α sections eff.	0.950 ± 0.040	1.057 ± 0.035

Tableau (VI.19) : Valeurs des paramètres du lissage pour les résonances $\rho - \omega$ et ϕ , et le χ^2/ν ; les deux dernières lignes donnent les valeurs de α calculées directement et à partir des sections efficaces, respectivement.

	C0	C1	C2	J/ψ	ψ'
$\sigma_0(nb)$	2.42 ± 0.36	0.558 ± 0.070	0.148 ± 0.022	26.99 ± 1.3	0.523 ± 0.082
$\alpha - 1$	-0.036 ± 0.027	-0.003 ± 0.023	0.026 ± 0.027	-0.100 ± 0.012	-0.182 ± 0.040
χ^2/ν	0.23	0.09	0.26	0.03	1.87
α direct	0.954 ± 0.030	0.995 ± 0.026	1.035 ± 0.030	0.902 ± 0.009	0.84 ± 0.03
α sect. eff.	0.964 ± 0.027	0.997 ± 0.023	0.974 ± 0.027	0.900 ± 0.012	0.82 ± 0.04

Tableau (VI.20) : Valeurs des paramètres du lissage pour les trois fenêtres du continuum (C0, C1 et C2) et les résonances J/Ψ et Ψ' , et le χ^2/ν ; les deux dernières lignes donnent les valeurs de α calculées directement et à partir des sections efficaces, respectivement.

Nous constatons de nouveau le très bon accord entre les valeurs de α obtenues par les différentes méthodes.

Notons que le problème des corrélations, présent dans la méthode directe, ne se pose plus pour les sections efficaces, mais il y a des sources d'erreur supplémentaires (les moniteurs, par exemple).

VI.9 – Interprétations physiques.

Nous ne commenterons dans ce mémoire que les résultats sur les paramétrisations effectives, les comparaisons des sections efficaces feront l'objet d'autres études.

La Figure (VI.11) offre une comparaison globale de toutes nos mesures de α .

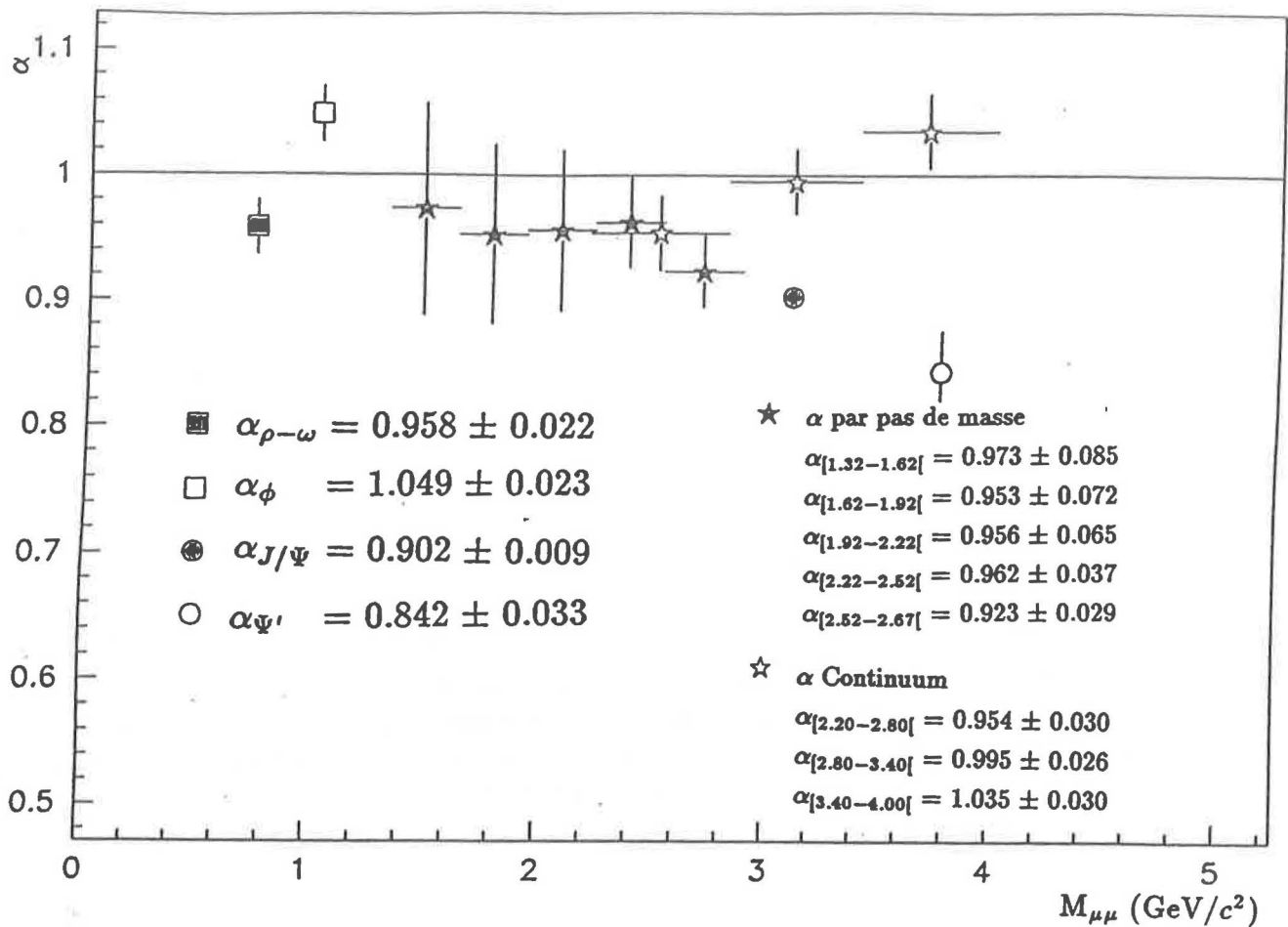


Figure (VI.11) : Récapitulatif de tous les paramètres α mesurés.

VI.9.a – Continuum.

VI.9.a.1 – Région (LM).

Nous avons assimilé l'ensemble des contributions autres que les mésons vecteurs $\rho - \omega$ et ϕ , à savoir :

- les processus d'annihilation douce $q - \bar{q}$ et éventuellement $\pi^+ - \pi^-$,
 - les divers désintégrations muoniques (η , paires de Dalitz, muons corrélés),
- à un fond commun faible, ayant une forme effective simple, utile uniquement pour l'extraction des mésons vecteurs.

VI.9.a.2 – Régions (IM) et (HM).

La région (IM) des masses intermédiaires présente également des difficultés, car les processus physiques sont difficiles à chiffrer :

- les annihilations "dures" du type Drell-Yan, dans une zone non perturbative, mélangées avec les annihilations "douces" du type $q - \bar{q}$,
- la queue de la distribution de désintégrations semi-leptoniques $D - \bar{D}$.

Nous avons pu, néanmoins, mesurer les paramètres α selon cinq pas en masse, allant de 1.3 à 2.7 GeV/c², pour lesquels les résultats étaient pratiquement inexistantes.

Les valeurs des premier et dernier pas sont perturbées par les distributions des résonances voisines, le ϕ et le J/ψ .

Les pas centraux (2, 3 et 4) correspondent à des valeurs de $\alpha < 1$, mais compatibles avec l'unité.

La région (HM), dominée par des annihilations dures du type Drell-Yan (toujours dans une région non perturbative) a été ajustée par une forme classique.

Les trois fenêtres C0, C1 et C2 ont des α toujours compatibles avec l'unité.

La fenêtre C0 correspond, en gros, aux pas (IM) 3 et 4, avec pour :

$$C0 : \alpha = 0.954 \pm 0.030$$

$$\text{pas 3} : \alpha = 0.956 \pm 0.065$$

$$\text{pas 4} : \alpha = 0.962 \pm 0.037$$

La compatibilité de ces résultats confirme que les diverses populations ont été bien extraites.

Si nous omettons momentanément les incertitudes, nous pouvons nous demander, en suivant les résultats des régions (IM) et (HM), c'est-à-dire de 1.32 à 4.0 GeV/c², s'il n'y a pas une évolution de α en fonction de la masse, avec une tendance vers l'unité lorsque nous nous rapprochons du "vrai" processus "Drell-Yan".

En tout cas, la moyenne pondérée des valeurs tirées des trois fenêtres C0, C1 et C2, donne :

$$\langle \alpha \rangle = 0.995 \pm 0.022$$

(Zone de masse comprise entre 2.2 et 4 GeV/c²)

Ce résultat confirme tout à fait que le processus physique est incohérent.

VI.9.b – Résonances.

VI.9.b.1 – Région (LM).

Comparées aux valeurs connues, bien que peu précises, et peu nombreuses, nos valeurs de α pour $\rho - \omega$ et ϕ sont élevées.

Nous pouvons donner deux interprétations.

La première consiste à rappeler que les mésons ρ et ω sont globalement peu absorbés, un certain équilibre s'établissant entre création et interaction dans l'état final.

La deuxième explication, plus convaincante, tient compte de notre domaine cinématique en P_T : un seuil vers 1.3 GeV/c, et un maximum vers 2 GeV/c, avec égalité des populations de part et d'autre. Ce mode est le point singulier où apparaît, en principe, le renforcement nucléaire.

Les valeurs élevées de $\alpha(\rho - \omega)$ et $\alpha(\phi)$ seraient donc dues à l'effet CRONIN.

Cependant, nous avons $\alpha(\phi) > \alpha(\rho - \omega)$, ce qui est concrétisé par la mesure directe $\Delta\alpha(\phi/\rho - \omega)$.

Cette différence ne peut pas s'expliquer par des différences de seuil en P_T entre les deux cas; cela va également dans le sens des résultats précédemment publiés, mais pour des valeurs de P_T beaucoup plus faibles.

VI.9.b.2 – Région (HM).

Le domaine cinématique en P_T pour les résonances J/ψ et ψ' va jusqu'aux plus faibles valeurs (près de $P_T \simeq 0$). L'effet du renforcement nucléaire est négligeable a priori. Nous trouvons :

$$\alpha(\psi) = 0.902 \pm 0.009$$

$$\alpha(\psi') = 0.842 \pm 0.033$$

Les valeurs de α obtenues sont effectivement faibles, beaucoup plus que ne le laissaient présager les résultats de l'expérience NA3 pour le J/ψ . Un examen attentif de tous les résultats publiés est, pourtant, tout à fait compatible avec notre résultat.

L'absorption est donc très forte, et il nous est difficile d'affirmer qu'elle est due au temps de formation ou à des interactions dans l'état final, comme une prédominance de la composante dite "diffractive". Nos résultats couvrent de faibles x_F (y compris des $x_F < 0$). Nous pouvons donc penser que des processus impliquant ou modifiant les distributions des gluons peuvent jouer un rôle :

- un effet "EMC" du type gluonique,
 - la contribution de la fusion de 3 gluons,
- mécanismes pouvant apporter une suppression du J/ψ .

L'absorption est encore plus forte pour le ψ' . Ce n'est pas étonnant a priori, en raison de la dimension plus grande du ψ' (son temps de formation est plus grand).

Cela est confirmé par la mesure de $\Delta\alpha(\psi'/\psi)$:

$$\Delta\alpha(\psi'/\psi) = -0.066 \pm 0.032$$

L'évolution du rapport $r_{\psi'/\psi}$ en fonction de A_i montre que, pour la cible la plus lourde (W), la tendance serait la plus marquée. Cette évolution est plus nette pour le rapport $r_{\psi'/C2}$ qui manifeste une décroissance régulière de la cible la plus légère à la cible la plus lourde (voir tableau VI.17).

Le paramètre $\Delta\alpha$ donne également le comportement des mésons J/ψ et ψ' vis à vis du continuum :

$$\Delta\alpha(\psi/C1) = -0.093 \pm 0.025$$

$$\Delta\alpha(\psi'/C2) = -0.203 \pm 0.052$$

Nous avons montré que seule la forme effective en puissance de A était compatible avec nos résultats en protons, ce qui montre qu'il faut être prudent lorsque l'on veut extrapoler des résultats obtenus avec des pions à des collisions p -noyau et ion-ion.

Chapitre VII

▽△▽△▽

Conclusion

La recherche d'une physique nouvelle, comme le plasma de quarks et de gluons, dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, passe par l'étude de processus plus classiques qui constituent, en quelque sorte, le bruit de fond de cette nouvelle physique. L'expérience NA38 utilise comme signature éventuelle du quagma le changement de comportement des paires de muons $\mu^+\mu^-$, en fonction de la densité d'énergie et de la température atteintes pendant des collisions, et en particulier les évolutions antagonistes des mésons-vecteurs ϕ et J/ψ (et ψ') reconstitués à partir des dimuons. La formation de plasma devrait provoquer une augmentation du méson ϕ et une diminution des mésons J/ψ (et ψ'). Ces variations ne peuvent être décelées que s'il existe des références insensibles aux phénomènes recherchés ; jusqu'à présent, ces références ont été les mésons-vecteurs $\rho-\omega$ et le continuum incohérent.

Tous les résultats de NA38 sur le ϕ et J/ψ possèdent les caractéristiques de ces signatures, mais des mécanismes plus conventionnels pourraient expliquer tout ou partie de ces effets.

L'expérience NA38 a ainsi recherché des informations supplémentaires en analysant expérimentalement la production des principaux mésons-vecteurs et du continuum, dans des collisions de protons de 450 GeV/c sur divers noyaux A . La dépendance en A de ces productions est caractéristique d'une partie de cette physique classique, elle-même mal connue.

Une étude précise de cette dépendance demande une très bonne statistique et une connaissance complète du projectile et de la cible concernée, or les mécanismes de production de dimuons sont de faible amplitude puisqu'ils correspondent à de petites sections efficaces, accompagnées, pour les mésons, de petits rapports de branchement en dimuons.

Ces difficultés sont résolues en partie par l'utilisation :

- d'un faisceau primaire de protons (d'intensité évidemment supérieure à celle d'un faisceau secondaire), avec l'avantage d'une contamination nulle par d'autres particules, et l'inconvénient d'une impulsion de 450 GeV/c différente de celle des ions (égale à 200 GeV/nucléon),
- de cibles longues, avec l'inconvénient de ré-interactions possibles.

Pour améliorer la résolution sur la mesure de la masse invariante, deux modifications sont apportées dans le dispositif adapté aux collisions ion-ion :

- réduction de la matière traversée par les muons au voisinage de la cible (pas de calorimètre électromagnétique),
- utilisation d'un champ magnétique deux fois et demi plus intense.

La réduction de la diffusion coulombienne multiple et l'amélioration de la précision sur la mesure de l'impulsion créent, cependant, deux problèmes :

- une augmentation du bruit de fond lié aux désintégrations des mésons π et K ,
- une diminution de l'acceptance, surtout pour les basses masses.

Notons que ce bruit de fond est faible, car le fort champ magnétique contribue également à sa réduction.

Ces conditions quelque peu différentes des collisions proton-noyau et ion-ion font que l'application des résultats de cette physique classique à celle qui est supposée l'être moins doit être pratiquée avec précaution :

- les distributions en x_F sont presque symétriques autour de la rapidité moyenne
- les distributions en P_T sont fortement influencées par les effets d'acceptance surtout pour les basses masses avec un seuil vers 1.3 GeV/c.

Une bonne analyse de cette physique conventionnelle demande une bonne compréhension des mécanismes élémentaires (à l'échelle des partons) ou globaux (à l'échelle des nucléons ou du noyau), et des quantités mesurées.

Pour des raisons d'ordre théorique (les mécanismes élémentaires) et d'ordre expérimental (l'acceptance de l'appareillage), nous avons séparé le domaine en masse en trois régions :

- les basses masses (LM), du seuil de production jusqu'à 1.75 GeV/c²,
- les masses intermédiaires (IM), de 1.3 à 2.7 GeV/c²,
- les hautes masses (HM), de 1.86 à 4.95 GeV/c².

La région des masses intermédiaires est une zone de transition entre des processus plutôt propres aux deux régions extrêmes, difficile à interpréter sur le plan théorique et à exploiter sur le plan expérimental.

Peu de données $p - A$ publiées sont disponibles :

- pratiquement rien sur le continuum dans la région (HM), avec des difficultés de calcul en QCD non perturbative,
- très peu de résultats sur les mésons $\rho - \omega$ et ϕ (région (LM)),
- des résultats intéressants sur le J/ψ (région (HM)), mais avec des incertitudes importantes, du moins jusqu'à ces dernières années.

Des formes effectives diverses peuvent rendre compte de la dépendance en A , et notamment celle en A^α . La mesure du paramètre α rend compte des effets de cohérence ou d'incohérence, liés aux processus de diffusion multiple, d'absorption et de temps de formation des résonances.

Jusqu'à présent, les meilleures mesures de α étaient relatives au J/ψ , avec une incertitude de quelques pourcents. Nous nous sommes fixés comme but d'atteindre une précision égale au moins à 1%.

Pour cela, nous avons recherché toutes les sources d'erreurs systématiques, afin de les corriger, et de ne laisser subsister que des incertitudes résiduelles systématiques compatibles avec l'objectif recherché.

Des nouvelles méthodes d'analyse ont été proposées :

- pour les moniteurs,
- pour les mesures des efficacités de détection de différentes sortes,
- pour la recherche des "runs" dits pathologiques.
- ...

Certaines difficultés sont nées de la grande dynamique couverte par les intensité de faisceau et les taux de déclenchement. Ceci n'est pas expliqué, mais les incertitudes systématiques sont évaluées avec beaucoup de soin, et la cohérence générale de tous nos résultats pour cinq cibles différentes, justifie, a priori, les approches retenues.

Le traitement informatique des données a exigé une modification de nombreux programmes à caractère standard pour les analyses des ions avec des cibles fractionnées, qu'il s'agisse des programmes de simulation ou d'analyse des données, opérations menées entièrement par nos soins, d'un bout à l'autre de la chaîne.

Les résultats sont corrigés d'acceptance, et en grande partie des effets de résolution finie.

Les dépendances en A via le paramètre α donnent des informations sur tout le domaine en masse :

- les mésons $\rho - \omega$ et ϕ manifestent le renforcement nucléaire anormal (l'effet CRONIN), lié à des effets cohérents de diffusion multiple, puisque les bas P_T ne sont pas acceptés;
- le continuum lié aux annihilations "dures" a un comportement de processus incohérent;
- les mésons J/ψ et ψ' sont fortement perturbés par l'environnement nucléaire. Qu'il s'agisse de mécanismes liés aux temps de formation, ou d'effets d'écran correspondant, par exemple, à un effet "EMC" gluonique ou à la fusion de trois gluons , cette absorption est plus importante que ne le laissaient prévoir les données couramment admises.

Ce comportement n'est cependant pas en désaccord avec les données anciennes (qui ont de grandes barres d'erreur) ou avec les données les plus récentes de Fermilab.

Les rapports ψ'/ψ et ψ'/C , de même que les paramètres $\alpha(\psi')$, $\Delta\alpha(\psi'/\psi)$ et $\Delta\alpha(\psi'/C)$ indiquent toujours une plus forte suppression du ψ' que celle du ψ . Ces résultats mériteraient d'être confirmés en améliorant la statistique en mésons ψ' . Ils vont cependant dans le sens de toutes les prévisions théoriques antérieures à la publication expérimentale de l'expérience de Fermilab E772, où l'égalité de comportement des ψ et ψ' est indiquée, mais non chiffrée.

Nos résultats contredisent formellement pour le J/ψ (et probablement pour tous les mésons vecteurs) le choix de la paramétrisation effective des sections efficaces préconisée à partir des données avec des pions comme projectiles. Par contre, la loi de puissance en A^α habituelle est tout à fait satisfaisante.

Les évolutions relatives des différents états formés, vis à vis des références habituelles (non sensibles à la formation de quagma en ion-ion), sont obtenues par les paramètres $\Delta\alpha$ qui confirment tous nos résultats précédents.

Nous fournissons également les sections efficaces, avec des incertitudes systématiques globales très différentes selon la zone de masse. Une analyse détaillée et une comparaison difficile, à d'autres références fera l'objet d'un travail ultérieur.

Il en sera de même pour des études différentielles des paramètres α et $\Delta\alpha$ dans les variables x_F et P_T .

Nous rappelons que l'extension de nos résultats en protons à nos analyses en ions n'est pas immédiate. Il est bon de préciser que nos mesures concernent des états observés. Par exemple, le J/ψ n'est pas entièrement produit par voie directe ($g + g$ ou $g + g + g$), mais provient également de la désintégration radiative du méson χ et de la désintégration du ψ' . De plus, le proton a un Z/A différent de tous les ions classiquement utilisés comme projectiles et la différence d'isoscalarité qui en résulte peut affecter les mécanismes qui n'impliqueront pas les gluons, tels que les fusions ou annihilations de quarks. Une expérience analogue à celle-ci, mais avec des deutons, serait, dans ce but, très intéressante.

Il serait également fort utile de réaliser une expérience $p - A$ à 200 GeV/c, pour une comparaison directe avec les données ion-ion.

Annexes

▽△▽△▽



A.III.1 Calcul de l'impulsion transverse en ligne.

Nous rappelons que l'aimant de notre spectromètre génère un champ magnétique toroïdal qui varie comme l'inverse de la distance radiale r :

$$B(r) = \frac{b_0}{r},$$

b_0 dépend de la géométrie et de l'intensité d'alimentation de l'aimant.

Dans un tel champ, la déflexion d'une particule chargée se passe dans un plan d'azimut constant.

On définit l'impulsion transverse par :

$$P_T = P \sin \theta \simeq P \cdot \theta$$

(θ est très petit)

On définit le rayon de courbure ρ (fig. 1) par

$$\rho = \frac{AA'}{\alpha}$$

avec AA' l'arc qui lie le point d'entrée dans l'aimant au point de sortie. Puisque θ est petit, on peut confondre AA' avec $\overline{AA'}$ qui est la longueur de l'aimant L .

La relation qui relie α à ρ devient alors :

$$\rho = \frac{L}{\alpha}$$

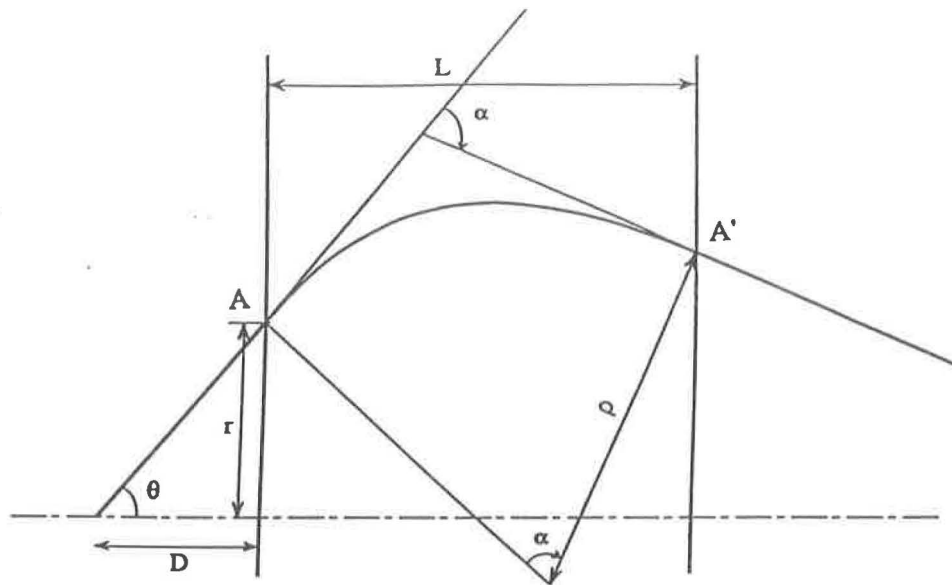


Figure 1 : trajectoire d'un muon dans l'aimant.
(en réalité les angles θ et α sont petits)

On montre que dans un champ magnétique B , une particule de masse m et de charge q se déplaçant à une vitesse v , décrit une trajectoire dont le rayon de courbure est donné par :

$$m \frac{v^2}{\rho} = qvB,$$

en déduit alors l'impulsion transverse :

$$P_T = \frac{K}{\alpha},$$

$$\text{avec } K = \frac{q b_0 L}{D},$$

D étant la distance entre le vertex et l'entrée de l'aimant.

Les composantes expérimentales nécessaires pour cette mesure sont définies sur la figure 2.

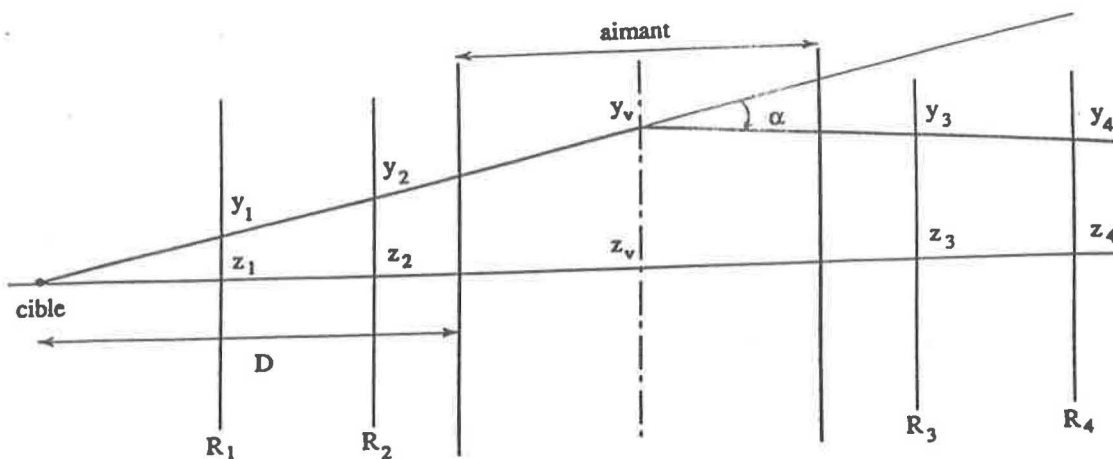


Figure 2 : Partie nécessaire du dispositif expérimental pour déterminer l'angle de déflexion. ($z_1 - z_4$) sont des coordonnées données par les compteurs $R_1 - R_2$.

A partir de la figure 2, on obtient :

$$\alpha \simeq \frac{Y_4 - Y_2 \frac{Z_4}{Z_2}}{Z_4 - Z_v},$$

où Z_v est la position du milieu de l'aimant, d'où la valeur de P_T obtenue en ligne :

$$P_T = K \frac{Z_4 - Z_v}{Y_4 - Y_2 \frac{Z_4}{Z_2}}.$$

A.IV.1 Cinématique

Notations.

On notera par un "*" en exposant toutes les grandeurs exprimées dans le centre de masse.

Nous utilisons un système d'unités où la constante de Planck/ 2π et la vitesse de la lumière sont égales à l'unité

$$h = c = 1.$$

La vitesse relative est :

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{V}}{c}.$$

La vitesse relative du centre de masse $\vec{\beta}_{cm}$, pour une réaction sur cible fixe est définie par :

$$\vec{\beta}_{cm} = \frac{\vec{P}}{E + M_c}$$

$\vec{P}$ est la quantité de mouvement du projectile,
 E est l'énergie du projectile dans le laboratoire,
 M_c est la masse au repos de la cible.

Le facteur de Lorentz γ est donné par :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Le facteur de Lorentz du centre de masse γ_{cm} est défini par :

$$\gamma_{cm} = \frac{E + M_c}{E^*}.$$

Energie totale dans le centre de masse : $\sqrt{S}$

Dans le cas général S est définie par

$$S = (\bar{p}_1 + \bar{p}_2)^2$$

p_i est le quadri-vecteur impulsion énergie avec
l'indice 1 correspondant au projectile et l'indice 2 à la cible.

Pour le cas de la collision nucléon-nucléon avec cible fixe on a :

$$S = 2 E_0 (E_0 + E_1) = E^{*2}$$

où

E_0 est l'énergie au repos du nucléon cible,

E_1 est l'énergie totale du projectile.

On définit l'énergie totale dans le laboratoire pour une interaction sur cible fixe par :

$$E = E_1 + E_0$$

et on montre que :

$$\sqrt{S} = \frac{E}{\gamma_{cm}}$$

Impulsion longitudinale dans le laboratoire P_l pour une particule.

Elle est définie par :

$$P_l = P \cos \theta,$$

θ étant l'angle que fait le vecteur quantité de mouvement $\vec{P}$ de la particule produite avec la direction de la particule incidente.

On peut aussi exprimer P_l en fonction de E^* et P_l^* :

$$P_l = \gamma_{cm} (E^* \beta_{cm} + P_l^*)$$

ou aussi

$$P_l = \frac{E E^* \beta_{cm} + E P_l^*}{\sqrt{S}}$$

La rapidité y .

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

E est l'énergie de la particule en question.

La pseudo-rapacité η

η est obtenue à partir de y en négligeant m devant E .

$$E \simeq p$$

$$\eta = -\ln \left(\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right).$$

Le passage du système du centre masse au laboratoire se trouve alors particulièrement simplifié, soit :

$$y_{lab} = y = y_{cm} + y_0$$

y_{lab} est la rapidité dans le laboratoire,

y_{cm} est la rapidité dans le système centre de masse,

y_0 est la rapidité du centre de masse.

$$y_0 = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_{cm}}{1 - \beta_{cm}} \right)$$

Par ailleurs on peut exprimer E et P_ℓ en fonction de y , soit :

$$E = m_T \cosh (y)$$

$$P_\ell = m_T \sinh (y)$$

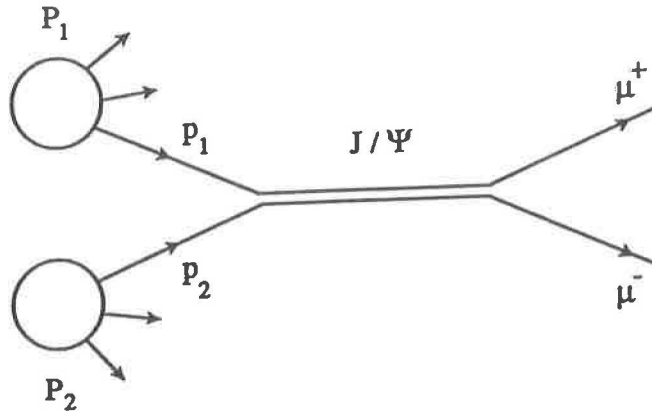
où m_T est la masse transverse définie par :

$$m_T^2 = m^2 + P_T^2$$

avec P_T l'impulsion transversale.

Variable de Feynman x_F .

On considère par exemple la production de la résonance J/ψ à partir de la collision de deux hadrons.



On définit la variable x_F par:

$$x_F = x_1 - x_2$$

où x_i est la fraction d'impulsion longitudinale du hadron i transportée par le parton ou l'antiparton qui interagit :

$$x_i = \frac{p_i}{P_i}$$

p_i est l'impulsion longitudinale des constituants (partons),

P_i est l'impulsion longitudinale du hadron i ,

toutes deux définies dans le repère du centre de masse des deux partons. On peut écrire x_F sous la forme :

$$x_F = \frac{P_\ell}{P_{\ell \max}}$$

avec $P_\ell = p_1 - p_2$ l'impulsion longitudinale de la particule produite,

$P_{\ell \max}$ est l'impulsion longitudinale maximale que peut avoir cette particule :

$$P_{\ell \max} = \sqrt{E^2 - m_o^2}$$

E est l'énergie de la particule produite,

m_o est sa masse au repos.

Relation entre x_F , x_1 et x_2 .

En se limitant à l'étude de la production de la résonance J/ψ , en négligeant sa masse $M_{J/\psi}$ devant l'énergie disponible dans le centre de masse S , et en considérant que la masse du parton est nulle, on trouve :

$$x_F \text{ approchée} = \frac{2P_t}{\sqrt{S}}.$$

(Dans notre cas l'erreur commise est de l'ordre de 10^{-3} % mais tous les calculs ont été faits avec la formule rigoureuse de x_F .)

En posant

$$\tau = \frac{M_{J/\psi}^2}{S},$$

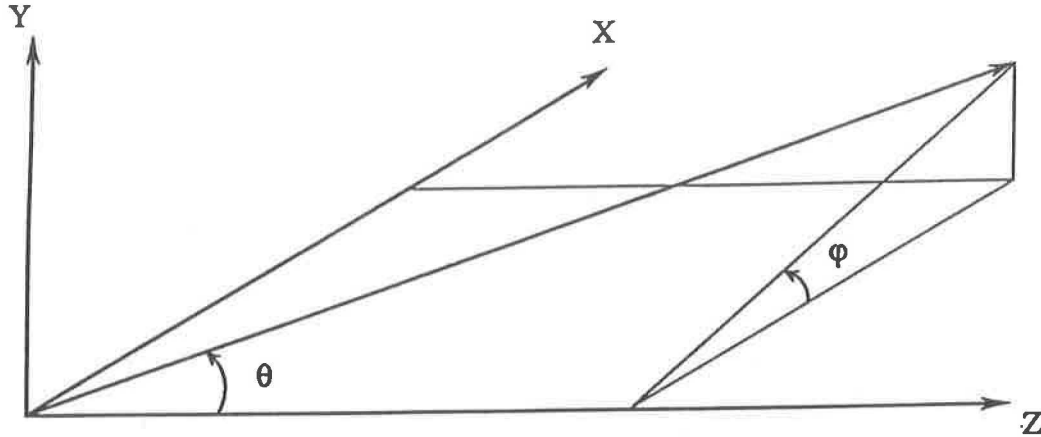
τ représente la fraction de l'énergie totale qui sert à la production du J/ψ . On peut montrer que :

$$x_1 = \frac{\sqrt{x_F^2 + 4\tau} + x_F}{2},$$

$$x_2 = \frac{\sqrt{x_F^2 + 4\tau} - x_F}{2}.$$

Calcul rigoureux de la masse du dimuon à partir des traces des muons individuels.

La mesure expérimentale permet de donner pour chaque muon individuel, son impulsion P , son angle polaire θ , et son angle azimutal φ .



Le quadri-vecteur impulsion énergie du muon i est défini par :

$$\bar{P}_i = \begin{cases} E_i \\ P_i \sin \theta_i \cos \varphi_i \\ P_i \sin \theta_i \sin \varphi_i \\ P_i \cos \theta \end{cases}$$

et pour le dimuon :

$$\bar{P}_{2\mu} = \bar{P}_1 + \bar{P}_2$$

On a alors

$$\begin{aligned} \bar{P}_{2\mu}^2 = M_{2\mu}^2 = 2m_\mu^2 + 2 \left[\sqrt{(P_1^2 + m_\mu^2)(P_2^2 + m_\mu^2)} \right. \\ \left. - P_1 P_2 (\sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) + \cos \theta_1 \cos \theta_2) \right] \end{aligned}$$

a) si M_μ est négligeable devant P on a

$$M_{2\mu}^2 \simeq 2 P_1 P_2 (1 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 \cos (\varphi_1 - \varphi_2) - \cos \theta_1 \cos \theta_2)$$

b) dans le plan ($\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ et $\theta_1 - \theta_2 = \theta$ avec θ l'angle entre les deux muons).

$$M_{2\mu}^2 \simeq 2 P_1 P_2 (1 - \cos \theta)$$

A.IV.2 Tirage du vertex.

Soit la fonction densité de probabilité $P(x)$; on définit la fonction de probabilité cumulée :

$$F(M) = \int_0^M P(x) dx.$$

Par définition, on a $0 \leq F(M) \leq 1$.

On tire alors suivant une loi uniforme la variable aléatoire $F(M)$ et ensuite on remonte à M .

L'avantage de cette méthode est qu'elle est efficace à 100% sous réserve que la fonction $F(M)$ soit bijective.

Exemple : soit $P(x)$ la probabilité pour que le faisceau interagisse à une profondeur x dans la cible, on a alors :

$$P(x) \text{ proportionnel à } \frac{\Phi(x)}{\Phi_0}$$

avec Φ_0 le flux initial

$\Phi(x)$ le flux à la position x ($\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$)

λ étant la longueur d'interaction de la cible.

En normalisant la densité de probabilité on obtient :

$$P(x) = \frac{e^{-\frac{x}{\lambda}}}{\lambda(1 - e^{-\frac{L}{\lambda}})}$$

$$\text{en posant } \begin{cases} P(x) = 0 & \text{si } x < 0 \text{ ou } x > L \\ P(x) = K e^{-\frac{x}{\lambda}} & \text{si } 0 \leq x \leq L \end{cases}$$

$$K = \frac{1}{\lambda(1 - e^{-\frac{L}{\lambda}})}$$

La fonction de probabilité cumulée est donc définie par

$$F(z) = \int_0^z \frac{e^{-\frac{x}{\lambda}}}{\lambda(1 - e^{-\frac{L}{\lambda}})} dx$$

Soit u la valeur de $F(z)$ qui est une variable aléatoire comprise entre 0 et 1 :

$$u = \frac{1 - e^{-\frac{z}{\lambda}}}{1 - e^{-\frac{L}{\lambda}}}$$

et finalement on tire la position du vertex par la relation :

$$z = -\lambda \cdot \text{Ln}(1 - u \cdot (1 - e^{-\frac{L}{\lambda}})).$$

A.V.1 Calcul du rapport $R(\rho/\omega)$

I Rappel sur le modèle à prédominance vectorielle[BAU78]

D'un point de vue purement phénoménologique, les interactions des photons avec les hadrons ont des grandes similitudes avec les interactions purement hadroniques.

Tout se passe comme si l'état $|\gamma\rangle$ d'un photon physique était la superposition de deux types d'états :

- celui d'un photon nu $|\gamma_B\rangle$, qui a une contribution très faible à très haute énergie,
- celui d'une composante hadronique $|h\rangle$, qui rend compte des interactions hadroniques habituelles, soit :

$$|\gamma\rangle \simeq \sqrt{Z_3}|\gamma_B\rangle + \sqrt{\alpha}|h\rangle$$

L'état hadronique est à l'ordre $\sqrt{\alpha}$, tandis que $\sqrt{Z_3}$ assure la bonne normalisation globale de l'état $|\gamma\rangle$.

Des considérations d'invariance imposent que l'état $|h\rangle$ ait les mêmes nombres quantiques que le photon, à savoir $J^{PC} = 1^{--}$ et $Q=B=S=0$. Les expériences de photoproductions montrent que les mésons ρ , ω , ϕ apportent une contribution très importante à $|h\rangle$.

Le modèle à prédominance vectorielle ou VDM ("Vector Dominance Model") repose sur les hypothèses restrictives suivantes :

- 1 - les mésons ρ , ω , ϕ sont les seules composantes hadroniques du photon,
- 2 - la composante nue du photon ne peut pas interagir avec les hadrons.

Dans une version moins restrictive appelée prédominance vectorielle généralisée GDV ("Generalized Vector Dominance"), il y a plus de composantes que les trois mésons vecteurs de basse masse du VDM.

L'approximation du modèle VDM conduit à :

$$\sqrt{\alpha}|h_s\rangle = \sum_V \frac{e}{f_V} \cdot \frac{M_V^2}{M_V^2 + q_\gamma^2} |V\rangle$$

où h_s signifie que nous nous limitons aux composantes de basse masse du photon,

M_V représente la masse du méson vecteur considéré,

q_γ^2 est le carré du quadrimoment de transfert du photon virtuel ($q_\gamma^2 = 0$ pour un photon réel),

$|V\rangle$ désigne l'état d'un méson vecteur convenablement normalisé,

$e/\bar{f}_V$ est la constante de normalisation choisie par convention, pour un photon réel (la barre au dessus de f_V correspond à la normalisation du propagateur du méson à la masse du méson), e étant la charge de l'électron.

Dans ce cadre, le couplage du photon au méson vecteur est relié à la largeur partielle de désintégration en deux leptons $\Gamma_{V \rightarrow l+l^-}$:

$$\frac{\overline{f_V}^2}{4\pi} = \frac{\alpha^3}{3} \frac{M_V}{\Gamma_{V \rightarrow l+l^-}}$$

II Calcul du rapport $R(\rho/\omega)$ des rapports de branchement en dileptons.

La figure (1) illustre le couplage du photon et du méson vecteur V .



Figure 1 : Couplages γ - V .

La constante de couplage $\bar{g}_{\gamma V}$ est liée à celle précédemment définie par la relation:

$$\bar{g}_{\gamma V}^2 = \frac{e^2}{f_V^2}$$

Nous faisons l'hypothèse que le photon est couplé aux quarks constituant le méson proportionnellement à leurs charges (Figure 1.b). Comme les mésons ρ et ω ont des composantes u et d , le couplage sera proportionnel à la charge moyenne $\bar{Q}$ vue au vertex $\gamma - V$.

En ne retenant que les composantes principales (voir tableau (II.1)), nous avons :

$$|\rho\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$$

$$|\omega\rangle \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$$

d'où la charge moyenne pour chaque cas :

$$\bar{Q}_\rho \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{2}{3} - \left(-\frac{1}{3}\right)\right] = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

$$\overline{Q}_\omega \simeq \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{2}{3} + \left(-\frac{1}{3}\right) \right] = \frac{1}{3\sqrt{2}}$$

et le rapport :

$$\frac{\overline{f}_\omega^2}{\overline{f}_\rho^2} = \frac{\overline{g}_{\gamma\rho}^2}{\overline{g}_{\gamma\omega}^2} = \frac{\overline{Q}_\rho^2}{\overline{Q}_\omega^2} = 9$$

En reprenant la formule liant $\overline{f}_V^2$ et le rapport de branchement en dileptons, nous pouvons calculer $R(\rho/\omega)$:

$$R(\rho/\omega) = \frac{\Gamma_{\rho \rightarrow l+l-}/\Gamma_\rho}{\Gamma_{\omega \rightarrow l+l-}/\Gamma_\omega}$$

où Γ_ρ et Γ_ω désignent les largeurs totales des mésons ρ et ω , respectivement.

$$R(\rho/\omega) = \frac{M_\rho}{M_\omega} \frac{\overline{f}_\omega^2}{\overline{f}_\rho^2} \frac{\Gamma_\omega}{\Gamma_\rho}$$

$$R(\rho/\omega) = 9 \frac{M_\rho}{M_\omega} \frac{\Gamma_\omega}{\Gamma_\rho}$$

Toutes les quantités sont définies dans le tableau (II.1).

Soit $R(\rho/\omega) = 0.5$. Nous pouvons comparer cette valeur à celle déduite des expériences en diélectrons (en non en dimuons, car cette valeur n'est pas bien connue pour le ω) :

$$R(\rho/\omega)_{V \rightarrow e^+e^-} = \frac{(4.44 \pm 0.21)10^{-5}}{(7.07 \pm 0.19)10^{-5}} = 0.63 \pm 0.03.$$

A des effets de seuil près, il ne devrait pas y avoir de grandes différences entre les désintégrations en diélectrons et en dimuons. Compte tenu des approximations faites, les valeurs "théorique" et "expérimentale" en diélectrons ne sont pas incompatibles. Nous conservons cependant la valeur déduite du calcul dans le modèle VDM, puisque notre sensibilité à $R(\rho/\omega)$ est très faible (voir A.V.2).

A.V.2 Forme analytique de l'ajustement des basses masses.

La recherche d'une forme analytique simple rendant compte de façon convenable du spectre des basses masses a été guidée par un calcul de Monte-Carlo simulant de façon simple les résonances ρ , ω et ϕ et les effets expérimentaux.

1 – Simulation des mésons.

Le spectre de masse est simulé par le modèle mathématique simple suivant :

- les trois résonances sont générées chacune selon des distributions de Breit et Wigner, avec les caractéristiques de chacune (masse et largeur naturelle). Le continuum n'est pas traité dans cette étude car il ne constitue pas la difficulté principale,
- les tirages selon la masse sont pondérés par une loi d'acceptance simplifiée

$$\mathcal{A}(M) = (M - M_0)^2$$

où M_0 est le seuil de production des dimuons, en respectant un rapport des rapports de branchement des mésons ρ et ω en deux muons, soit :

$$R(\rho/\omega) = \frac{B_r(\rho \rightarrow 2\mu)}{B_r(\omega \rightarrow 2\mu)}$$

- chaque masse obtenue est convoluée par un effet de résolution représenté par une distribution gaussienne d'écart type 60 MeV/c² pour les mésons ρ et ω , et 70 MeV/c² pour le méson ϕ .

Le spectre obtenu est représenté sur la figure 1, ainsi que les lissages proposés dans le prochain paragraphe.

Les résonances étant générées individuellement sont parfaitement connues. Nous avons constaté que :

- le spectre du ρ est dissymétrique, ce qui est normal puisque, compte-tenu de sa grande largeur naturelle, le méson ρ est perturbé à gauche par la proximité du seuil expérimental et l'effet d'acceptance, et beaucoup moins à droite ;
- les spectres du ω et du ϕ sont assimilables à des gaussiennes, ce qui était attendu puisque la convolution d'une loi de Breit et Wigner par une loi normale donne une loi normale lorsque la largeur naturelle est très inférieure à la résolution, ce qui est le cas ici.

2 – Lissage proposé.

La forme du lissage proposée est celle donnée dans le § V.8.c (relations (V.52) à (V.58)), avec les deux simplifications suivantes :

- pas de fond physique : $F(M) = 0$,
- acceptation simplifiée : $\mathcal{A}(M) = (M - M_0)^\beta$.

Les paramètres ajustables sont :

- les modes des distributions du $\rho - \omega$ et du ϕ , soit respectivement $M_{\rho-\omega}$ et M_ϕ ,
- les résolutions $\sigma_{\rho-\omega}$ et σ_ϕ ,
- les amplitudes $H_{\rho-\omega}$ et H_ϕ ,
- le paramètre β .

Nous faisons les hypothèses que nous ne pouvons pas séparer les positions des pics ρ et ω , que les résolutions sont les mêmes pour ces deux résonances, mais que la résolution pour le ϕ est différente (ce qui est montré par le programme de simulation standard DIMUJET).

Nous avons également utilisé une forme de lissage plus simple (déjà employée dans les études préliminaires), avec deux lois gaussiennes pour décrire, respectivement, les spectres $\rho - \omega$ et ϕ .

3 – Comparaison de la simulation et du lissage.

Le tableau 1 permet de comparer les populations générées et extraites selon les deux formes (2 Gaussiennes ou Breit et Wigner + 2 Gaussiennes).

	Valeurs générées (événements ou rap- port d'événements)	2 Gaussiennes		1 Breit et Wigner + 2 Gaussiennes	
		Population	Erreur en %	Population	Erreur en %
$\rho - \omega$	5986	4839	19	5972	0.24
ϕ	3218	4060	26	3209	0.30
$\frac{\phi}{\rho-\omega}$	0.538	0.839	56	0.537	0.20
χ^2/ν		8.9		0.7	

Tableau 1 : comparaison des populations générées et extraites des lissages.

Les erreurs données dans ce tableau sont évaluées directement par comparaison avec les valeurs exactes de la génération. Le lissage avec deux gaussiennes est à rejeter ; par contre, la forme que nous avons retenue rend bien compte des populations à la source et de leur rapport. Nous avons également constaté que le choix de la valeur du rapport $R(\rho/\omega)$ dans les lissages n'est pas crucial, puisque la résolution $\sigma_{\rho-\omega}$, laissée libre, compense d'éventuels écarts sur le choix de R .

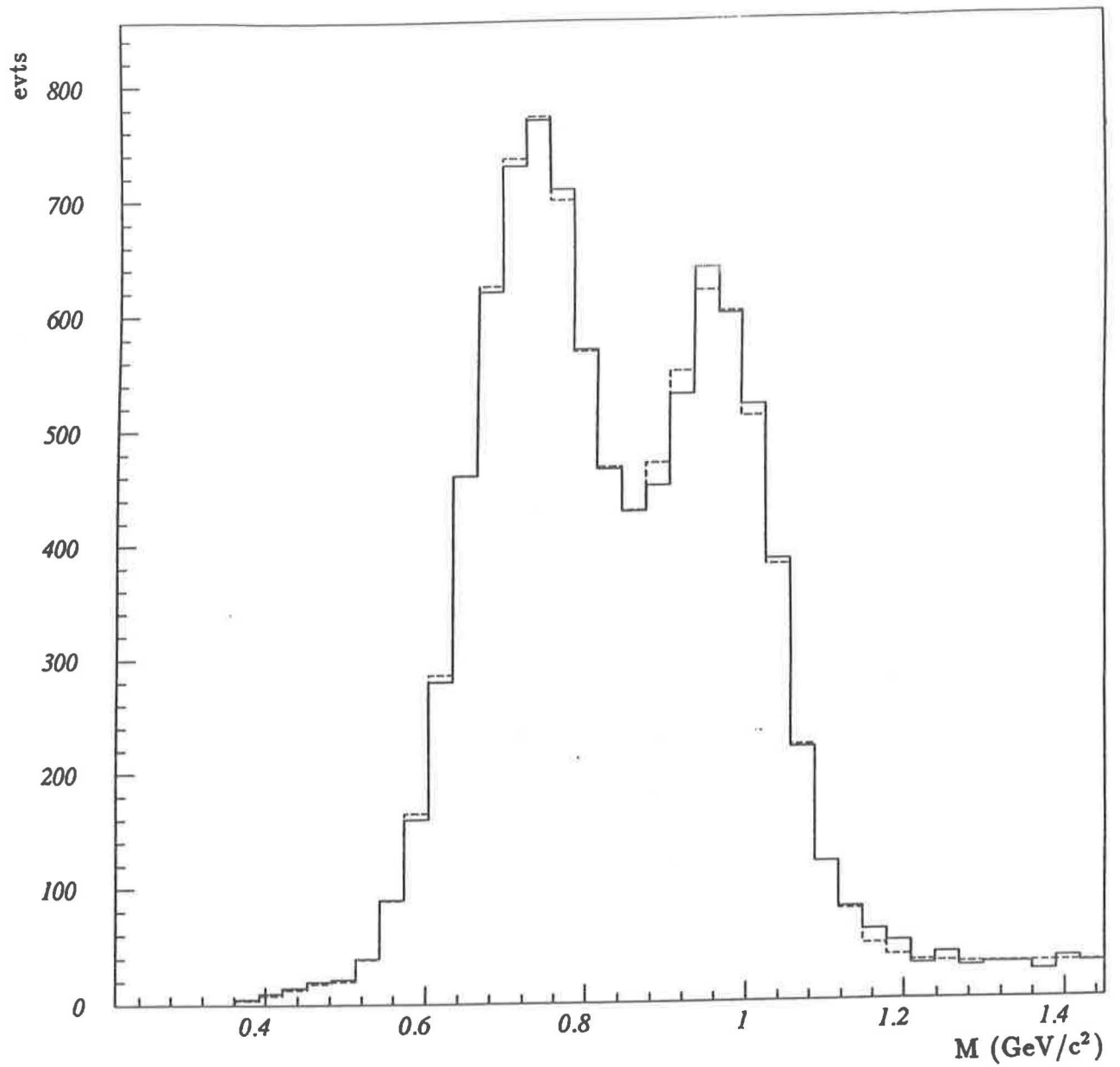


Figure 1: Simulation des mésons ρ , ω et ϕ par des distributions de Breit et Wigner (ligne continue), et notre lissage (ligne discontinue).

Bibliographie

▽△▽△▽

- [ABR74] V. A. Abramovskiĭ et al., Sov. J. Nucl. Phys. 18, 308 (1974)
- [ALD90] D. M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 64, 2479 (1990)
- [ALD91] D. M. Alde et al., Phys. Rev. Lett. 66, 133 (1991)
- [ALI88] O. M. Alimi, thèse de l'Université Claude Bernard LYON-1 (1988)
- [ANA85] E. Anassontzis et al., Phys. Rev. Lett. 54, 2572 (1985)
- [AND76] K. J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 37, 799 (1976)
- [AND79] K. J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. 42, 944 (1979)
- [AND84] L. Anderson et al., Nucl. Inst. Meth. 223, 26 (1984)
- [AND87] B. Andersson et al., Nucl. Phys. B281, 289 (1987)
- [ASH85] Asher Shor, Phys. Rev. Lett. 54, 1122 (1985)
- [BAD79] J. Badier et al., Phys. Lett. B89, 145 (1979)
- [BAD83] J. Badier et al., Z. Phys. C20, 101 (1983)
- [BAG89] C. Baglin et al., Phys. Lett. B220, 471 (1989)
- [BAG91] C. Baglin et al., Phys. Lett. B255, 459 (1991)
- [BAI82] R. Baier and R. Ruckl, Nucl. Phys. B208, 281 (1982)
- [BAI83] R. Baier and R. Ruckl, Z-Phys. C19, 251 (1983)
- [BAI84] R. Bailey et al., Z. Phys. C22, 125 (1984)
- [BAL90] A. Baldisseri, Thèse de l'Université de Savoie (1990)
- [BAR90] S. Barshay and D. Rein Z. Phys. C46, 215 (1990)
- [BAU78] T. H. Bauer et al., Rev. Mod. Phys. 50, 261 (1978)
- [BIA78] A. Bialas, Fermilab report 78/75 (1978)
- [BIN76] M. Binkley et al., Phys. Rev. Lett. 37, 571 (1976)
- [BLA81] R. Blankenbecler et al., Phys. Lett. B107, 106 (1981)
- [BOD81] A. Bodek and J. L. Ritchie Phys. Rev. D23, 1070 (1981)
- [BOR86] M. P. F. Bordalo, Thèse de Doctorat d'Etat, Paris-Sud (1986)
- [BOU83] A. Boumediene Thèse de l'Université de Paris-Sud (1983)
- [BRA77] J. G. Branson et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1334 (1977)
- [BRO88] S. J. Brodsky and A. H. Mueller Phys. Lett. B206, 685 (1988)
- [CAP88] A. Capella and J. Tran Thanh Van, Z-Phys. C38, 177 (1988)
- [CAR79] A. S. Carroll et al., Phys. Lett. B80, 319 (1979)
- [CAS89] R. Cases Ruis, Tesis Doctoral, Universitat de Valencia, Facultad de Ciencias Fisicas (1989)
- [CAS90] J. A. Casado LBL-28755 (mars 1990)
- [CER78] V. Cerný et al., Acta Phys. Pol. B9, 901 (1978)

- [CER79] V. Cerný et al., Acta Phys. Pol. B10, 537 (1979)
 [CHA80] C. H. Chang Nucl. Phys. B172, 425 (1980)
 [CHA89] C. Charlot, Thèse de l'Université Louis Pasteur, Strasbourg (1989)
 [CHA92] T. Chambon, Thèse de l'Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (en préparation)
 [CLA85] L. Clavelli et al., Phys. Rev. D32, 612 (1985)
 [CRO75] J. W. Cronin et al., Phys. Rev. D11, 3105 (1975)
 [DAU83] C. Daum et al., Z-Phys. C18, 1 (1983)
 [DIJ86] H. Dijkstra et al., Z-Phys. C32, 353 (1986)
 [DIJ86a] H. Dijkstra et al., Z-Phys. C31, 391 (1986)
 [DUG90] J. J. Dugne et F. Vazeille, PCCF RI 90/05 (1990)
 [EVA55] R. D. Evans, "the atomic nucleus" Mc Graw-Hill Book company (1955)
 [FLY89] H. Flyvberg et H.G Petersen, J. Chem. Phys. 91, 461 (1989)
 [FRE87] S. Fredriksson et al., Phys. Rep. 144, 187 (1987)
 [FUM79] A. Fumuro et al., Nucl. Phys. B152, 376 (1979)
 [GAV89] R. V. Gavai et S. Gupta, BI-TP 89-21 CERN-TH-5469/89
 [GIB89] F. Gibrat-Debu, Thèse de l'Université de Paris VI (1989)
 [HUF88] J. Hufner, et al., Phys. Lett. B215, 218 (1988)
 [ITO81] A. S. Ito et al., Phys. Rev. D23, 604 (1981)
 [KAT88] S. Katsanevas et al., Phys. Rev. Lett. 60, 2121 (1988)
 [KOC90] P. Koch, U. Heinz and J. Pisut, Z-Phys. C47, 477 (1990)
 [LNS91] CEA LNS /PH/ 91-03 (1990)
 [LIP76] H. J. Lipkin, Phys. Lett. B60, 371 (1976)
 [LIP90] H. J. Lipkin, WIS-90/6/FEB-PH (1990)
 [MAT86] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B179, 416 (1986)
 [MCL85] L. D. McLerran and T. Toimela, Phys. Rev. D31, 545 (1985)
 [MIE87] H. E. Miettinen and P. M. Stevenson, Phys. Lett. B119, 591 (1987)
 [OKU77] Susumu Okubo, Phys. Rev. D16, 2336 (1977)
 [PRO85] A. Baldit et al., CERN/SPSC/ 85-20/P211 (11 March 1985)
 [PDG90] Particle Data Group, Phys. Lett. B239, (1990)
 [ROB79] T. J. Roberts et al., Nucl. Phys. B159, 56 (1979)
 [ROC89] G. Roche et al., Phys. Lett. B226, 228 (1989)
 [SAM90] A. Sambamurti et al., Phys. Rev. D41, 1371 (1990)
 [SIN88] A. Sinquin, Thèse de l'Université de Paris-Sud (1988)
 [SON88] P. Sonderegger, XXIV International Conference on high energy Physics Munich 1988 (1369-1375)
 [STA89] F. Staley, Thèse de l'Université de Savoie (1989)
 [TAV92] P. Tavernier, Thèse de l'Université Blaise Pascal,

Clermont-Ferrand (en préparation)

- [THO90] J. Thompson and P. Lichard, Phys. Rev. D (à paraître)
- [VAN72] J. C. Vander Velde et al., Nucl. Phys. B45, 1 (1972)
- [VAN89] L. Van Hove, CERN-TH.5489/89 (1989)
- [VAZ80] F. Vazeille, Thèse de Doctorat d'Etat, Clermont Ferrand (1980)
- [VOG91] R. Vogt et al., Nuc. Phy. B360, 6796 (1991)
- [WOS91] B. Wosiek, Thèse de l'université de Cracovie (1991)
- [WIN88] R. Windmulders, XXIV International conférence on high energy Physics
Munich (1988)
- [YAN86] M. C. K. Yang and D. H. Robinson, " Understanding and learning staistics
by computer" World Scientific Series in Computer Science, Vol 4 (1986)

ABSTRACT : The relative J/ψ and ψ' suppression and ϕ enhancement observed in the NA38 experiment may be explained by the formation of the quarks and gluons plasma and/or more classical phenomena.

In the NA38 framework we study the production of dimuons using a direct proton beam at 450 GeV/c and a set of 4 targets (C, Al, Cu and W). For this work the apparatus has been modified in order to reduce the background and improve the mass resolution. Rigorous error propagation as well as the good statistics did allow us to retain the power law ($\frac{\sigma}{A} = A^{\alpha-1}$) of the production's parametrisation which is in good agreement with our data instead of the linear law ($\frac{\sigma}{A} = k - k'A$).

All the mass range between 0.5 and 5 GeV/c² has been explored, we give the α parameter of all processes in this range and the production ratio of a process X relatively to an other process Y where X is always sensitive to the Quagga formation, these ratios have been calculated in three different ways, all results are very coherent.

Our results compatible with those published are more precise. We give also the partial cross sections and the experimental perspectives.

KEY WORDS : Nuclear absorption - Dimuons production - Cross sections - Vector mesons - Proton-nucleon collisions - Quarks gluons plasma.

RESUME : Les résultats de l'expérience NA38 relatifs à l'augmentation du méson ϕ et à la suppression des mésons J/ψ et ψ' pourraient s'expliquer par la production de plasma de quarks et de gluons mais aussi, en tout ou partie par des mécanismes conventionnels. Nous avons étudié dans le cadre de la collaboration NA38 la production des dimuons issus de collisions de protons de 450 GeV/c sur divers noyaux (C, Al, Cu et W). Pour minimiser les erreurs nous avons accumulé une statistique importante notamment dans la gamme de masse du J/ψ . Pour cette étude, le dispositif expérimental utilisé dans l'expérience NA38 a été modifié pour améliorer la résolution et réduire le bruit de fond.

La propagation des erreurs a été faite d'une manière rigoureuse ce qui a permis d'avoir des incertitudes très petites qui nous ont imposés de retenir la paramétrisation en $A^{\alpha-1}$ qui, contrairement à la loi linéaire ($\frac{\sigma}{A} = k - k'A$), reproduit parfaitement nos données.

Tous les paramètres α des processus intervenant dans la gamme de masse entre 0.5 et 5 GeV/c² (différents mésons vecteurs et continuum) ont été mesurés ainsi que les rapports de production d'un processus X par rapport à un autre processus Y, où X est souvent un processus sensible au Quagga. Ces rapports ont été calculés de trois manières différentes et témoignent d'une très bonne cohérence.

Nos résultats compatibles avec ceux publiés jusqu'ici sont beaucoup plus précis.

Les sections efficaces partielles par nucléon ont été également mesurées. Les perspectives expérimentales sont aussi présentées.

MOTS CLES : Absorption nucléaire - Collisions proton-noyau - Mésons-vecteurs - Production de dimuons - Plasma de quarks et de gluons - Sections efficaces.