

THESE

présentée

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE
STRASBOURG**

par

Abdallah TALEB

Etude de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil

Soutenue le 18 Novembre 1994 devant la commission d'examen :

Pr. Jean-Louis RIESTER	Président, rapporteur interne
Pr. Olivier BING	Directeur de thèse
Dr. Jean-Marc LAGET	Rapporteur externe
Pr. Colin WILKIN	Rapporteur externe
Mc. Nicole WILLIS	

REMERCIEMENTS

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Monsieur le professeur O. Bing d'avoir accepté de diriger ce travail de thèse qui a pu être mené à bien grâce à son aide précieuse tant sur le plan moral que scientifique.

Je remercie également Monsieur F. Hibou qui a contribué à ma formation et à l'accomplissement de ce travail grâce à ses nombreuses qualités scientifiques et humaines.

Je remercie Monsieur J. L. Riester Professeur à l'ULP d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse ainsi que Messieurs J. M. Laget, chercheur au CEA, C. Wilkin, Professeur de Physique Nucléaire à l'Université du collège de Londres et Madame N. Willis, Maître de conférence à l'Université Paris XI pour m'avoir fait l'honneur de participer au jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Madame A. M. Bergdolt, Messieurs A. Bouchakour et R. Ernwein pour leur contribution ainsi qu'à tous les physiciens, ingénieurs et techniciens de la collaboration SPES-III.

J'aimerais aussi remercier Madame S. Goeb pour sa gentillesse et son efficacité qui m'ont toujours facilité le travail. Mes remerciements s'adressent également à Madames B. Gress et N. Guédron pour leur disponibilité et leur gentillesse.

A mes amis M. Fares, N. G. Gourmala, T. Mbarki, A. Queka et G. Tahmouch. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère reconnaissance.

Je n'oublierai pas tous mes amis: T. Aljaouadi, M. Bentaleb, F. Cosmo, N. El Aouad, R. Mazini, S. Mouatassim, F. Helzey et S. Tomasevic avec qui j'ai entretenu de bonnes relations et ai passé d'agréables moments.

Enfin, je remercie tous ceux qui ont contribué, de près ou de loin, à ce travail.

TABLE DES MATIERES

Table des matières

Introduction

Chapitre 1

La physique de production de η	5
1- Propriétés des hadrons	5
a) Les baryons et les résonances baryoniques	5
b) Les mésons	8
2- Revue de la physique de production de η	11
a) Production de η avec des photons	12
b) Production de η avec des pions	13
c) Production de η avec des nucléons	15
d) Production de η dans la matière nucléaire	25
3- Approche théorique de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$	29

Chapitre 2

Dispositif expérimental	33
1- Saturne	33
2- SPES III et sa détection	35
a) Le spectromètre SPES III	35
b) Les chambres à migration	38
c) Le déclencheur	42
3- La cible	46
4- Le monitoring	48

Chapitre 3

Analyse des données	51
1- Traitement des données expérimentales	51
a) Mesure de temps mort	51
b) Efficacité des scintillateurs du déclencheur	51
c) Efficacité de la chambre MIT	53
d) Programme de traitement de données expérimentales	55
2- Programme de simulation	60
a) Caractéristiques cinématiques de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil	60
b) Description du programme de simulation	63

c) Test du programme de simulation	70
--	----

Chapitre 4

Résultats et discussion	73
1- Mesure de l'énergie du faisceau	73
2- Mesure de la masse de η	78
a) Méthode	78
b) L'interaction dans l'état final	79
c) Résultats	81
3- La réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil	86
a) Spectres expérimentaux	86
b) Section efficace totale de $pp \rightarrow pp\eta$	93
c) Discussion	97

Conclusion

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Le développement de la physique nucléaire dans le domaine de haute énergie a son origine dans les travaux de Yukawa qui le premier formula l'hypothèse selon laquelle les forces nucléaires de l'interaction nucléon-nucléon (NN) pourraient être générées par l'échange d'une particule dont la masse devrait être 200 à 300 fois plus élevée que celle de l'électron. Il est admis aujourd'hui que l'échange de cette particule, appelée pion, rend compte des propriétés à longue portée ($\simeq 2$ fm) de la force nucléaire. Cette simple description microscopique de l'interaction NN s'avère cependant insuffisante pour les petites distances NN c.a.d pour les énergies élevées. Dans le domaine du GeV en particulier, il s'est avéré nécessaire de prendre également en compte l'échange de mésons plus lourds que le pion tel que les mésons ρ , ω et η . Si l'on sait décrire le mécanisme correspondant, les prédictions théoriques par contre sont affectées d'importantes incertitudes traduisant notre mauvaise compréhension de l'interaction méson-nucléon et du rôle de chacun de ces mésons échangés. Ces mésons en outre peuvent former avec le nucléon qui l'a absorbé une résonance Δ ou N^* du nucléon notamment la résonance $\Delta(1232)$, premier état excité du nucléon, qui joue un rôle majeur dans les caractéristiques de la physique nucléaire du GeV. Si ces résonances constituent à présent un spectre bien établi, leurs caractéristiques dynamiques et leur contribution dans la production des mésons dans l'interaction NN restent certainement à préciser.

L'étude de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil ($T_p = 1254.6$ MeV) fait l'objet de cette thèse. Elle constitue la première étape d'une étude systématique dans le domaine du GeV de la production de mésons de masse plus élevée que π^0 (la réaction $pp \rightarrow pp\pi^0$ a déjà fait l'objet de nombreux travaux) et allant jusqu'au ϕ , méson le plus lourd (1019 MeV/ c^2) accessible en réaction pp avec l'énergie maximum de $\simeq 3$ GeV de l'accélérateur Saturne où les prises de données de ce travail ont été réalisées. L'étude de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil a été motivée principalement par les considérations suivantes:

- Près du seuil de production du η , on se trouve dans le domaine d'excitation d'un grand nombre de résonances baryoniques N^* qui sont larges (100 à 150

MeV) et se chevauchent. Il s'avère qu'une seule d'entre elles présente un fort taux d'embranchement en $(N + \eta)$, à savoir la résonance $N^*(1535)$. L'étude de la production du η au seuil constitue par conséquent un filtre unique pour étudier exclusivement cette résonance sans être noyé par la contribution des autres résonances.

- Trois modèles théoriques prédisent des valeurs de la section efficace totale (σ_t) au voisinage du seuil de $pp \rightarrow pp\eta$ avec de grandes incertitudes dues essentiellement à notre mauvaise connaissance de l'importance relative de la contribution des différents mésons virtuels échangés dans l'interaction NN. Pour contraindre les modèles, des mesures de σ_t qui font l'objet de ce travail, sont nécessaires.
- Récemment, une mesure précise de la masse du η a donné une valeur sensiblement inférieure à celle adoptée par la communauté des physiciens. Nous proposons de vérifier cette nouvelle valeur de la masse du η .

Dans le premier chapitre, après avoir rappelé les principales propriétés des résonances baryoniques N^* d'isospin $I = 1/2$ et des mésons légers (du π jusqu'au ϕ), nous présentons les caractéristiques essentielles de la physique de production de η dans le domaine d'énergie du GeV. Ces caractéristiques s'appuient sur les fonctions d'excitation des réactions $\gamma p \rightarrow \eta p$ et $\pi^- p \rightarrow \eta n$ qui mettent clairement en évidence une structure large correspondant à l'excitation de la résonance $N^*(1535)$ suivant le processus $XN \rightarrow N^*(1535) \rightarrow N\eta$ où un méson X (π , ρ , η , ω , etc..) produit cette résonance qui décroît ensuite en ηN . Il est à noter que le rôle fondamental de cette résonance dans la production du η au seuil est analogue à celui de la résonance $\Delta(1232)$ dans la production du π . Pour des raisons de conservation d'isospin, la résonance Δ ne peut être excitée dans la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ qui est par conséquent associée à une physique complémentaire à celle de $pp \rightarrow pp\pi^0$. En ce qui concerne la nature des mésons X échangés dans l'interaction NN pour produire le η ainsi que leur phase relative, une première indication a été obtenue à partir de l'analyse de la réaction $np \rightarrow d\eta$ dont la mesure de la section efficace au seuil a permis d'extraire la valeur de l'amplitude isoscalaire. Le résultat est toutefois affecté par de nombreuses

incertitudes expérimentales. En outre la phase relative des π et des ρ échangés dans l'interaction NN ne peut pas être déterminée à partir de ce seul résultat.

Le dispositif expérimental utilisé pour les prises de données est décrit dans le deuxième chapitre. Sa partie maîtresse comporte un spectromètre magnétique, SPES III, dont la grande acceptance en impulsion (comprise entre 600 et 1400 MeV/c) est bien adaptée pour défléchir tous les protons associés à la production au seuil d'un méson X (X = η , ω , η' , ϕ) dans $pp \rightarrow ppX$. La détection associée a été réalisée dans le cadre d'une collaboration CRN Strasbourg et IPN Orsay. Elle comprend trois chambres à migration pour déterminer l'impulsion des particules et une base de temps de vol pour les identifier. Les cibles utilisées sont constituées d'hydrogène liquide. Enfin, des moniteurs de faisceau permettent, après étalonnage, de déterminer le nombre de protons incidents.

La méthode d'analyse des données, qui fait l'objet du troisième chapitre repose sur un programme de simulation. Il prend en compte toutes les caractéristiques de l'expérience (faisceau, cible, SPES III, détection et électronique) ainsi que l'interaction dans l'état final de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil pour générer des spectres et calculer les pertes d'événements. La réaction $pp \rightarrow d\pi^+$, détectée simultanément avec $pp \rightarrow pp\eta$, nous sert à tester ce programme.

Dans le dernier chapitre nous présentons et discutons nos résultats expérimentaux: masse du η et section efficace totale de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil. La masse du η est déduite de l'ajustement entre les spectres expérimentaux et simulés des distributions en impulsion des protons associés à la production du η à 1265 MeV. La mesure nécessite au préalable la connaissance de l'énergie du faisceau que nous déterminons à partir de la différence des quantités de mouvement du pion et du deuton de $pp \rightarrow d\pi^+$. Les sections efficaces de $pp \rightarrow pp\eta$ sont mesurées à 1260, 1265 et 1300 MeV. On en extrait la valeur de l'amplitude isovectorielle de la réaction. Les sections efficaces obtenues sont comparées aux prédictions théoriques.

CHAPITRE I

La physique de production de η

Chapitre I

La physique de production de η

1- Propriétés des hadrons

a- Les baryons et les résonances baryoniques

Excepté le proton, les baryons sont tous instables à l'état libre et présentent pour les trois plus légers d'entre eux des caractéristiques résumées dans le tableau I.1. Ils sont une association de trois quarks(qqq) placés dans leur état fondamental. Cette structure interne du baryon se manifeste par l'existence d'états excités appelés résonances baryoniques. Pour le nucléon excité, on distingue deux catégories de résonances baryoniques caractérisées par la valeur de leur isospin I : les résonances Δ d'une part avec $I = 3/2$ et les résonances N^* d'autre part avec $I = 1/2$. Leur masse et leurs nombres quantiques(Tableau I.1) ont été déterminés quasi exclusivement à partir de l'analyse en déphasage de la diffusion pion-nucléon.

	I	J^P	Masse (MeV/c^2)	Durée de vie (sec)	Modes de décroissance
p	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	938.27 ± 0.00028	Stable	Aucun
n	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	939.57 ± 0.00028	889	$p e^- \bar{\nu}$
Résonances N^* (N^{*+}, N^{*0})	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{9}{2}$	1440 - 3030	$\sim 10^{-23}$	$N\pi, N\pi\pi$
Résonances Δ ($\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$)	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2} - \frac{11}{2}$	1232 - 3230	$\sim 10^{-23}$	$N\pi, N\pi\pi$
Λ^0	0	$\frac{1}{2}^+$	1115.68 ± 0.006	$\sim 10^{-10}$	$N\pi$
Résonances Λ	0	$\frac{1}{2} - \frac{7}{2}$	1405 - 2600	$\sim 10^{-23}$	$\Sigma\pi, N\bar{K}, \Lambda\pi\pi$

Tableau I.1: Une liste des baryons[1].

Parmi ces résonances, il convient de souligner le rôle dominant que joue dans le domaine d'énergie du GeV la plus légère d'entre elles; la résonance Δ (1232). C'est la raison pour laquelle sa prise en compte constitue souvent un passage obligé pour comprendre de multiples aspects de la physique du GeV. Pour des raisons de conservation d'isospin, cette résonance Δ (1232) ne devrait par contre jouer qu'un rôle mineur dans la physique du η que nous nous proposons d'étudier. En effet, le η ayant un isospin nul il ne peut être produit dans la désexcitation $\Delta \rightarrow (N + \eta)$. Comme on le montre plus loin, des données expérimentales concordantes indiquent que seules quelques résonances N^* jouent un rôle essentiel dans la production du η et ceci vraisemblablement uniquement au voisinage du seuil.

Le tableau I.2 donne une liste des premières résonances N^* [1]. On peut observer qu'elles ont toutes un fort taux d'embranchement en pion à l'exception des résonances $N^*(1535)$ et $N^*(1710)$ qui décroissent en $(N + \eta)$ avec un taux de 30 à 55% et de 20 à 40% respectivement. P. Berthet et al [2] attribuent également un fort taux de branchement en $(N\eta)$ de la résonance $N^*(1440)$ dite de **ROPER** mais cette hypothèse au vu des résultats expérimentaux n'apparaît pas bien établie. Le tableau montre également que toutes ces résonances N^* sont larges (100 à 200 MeV) et espacées en moyenne de 30 MeV. Elles présentent par conséquent entre elles un domaine de che-

vauchement important ce qui complique évidemment l'analyse. Toutefois en étudiant la physique du η au seuil et sachant qu'elle est dominée par l'excitation de deux de ces résonances on dispose d'un filtre unique pour mieux connaître leurs propriétés dont on sait peu de chose à l'état libre et rien du tout dans la matière nucléaire.

Résonance $L_{21,2J}$	$I(J^P)$	Masse (MeV/c ²)	Largeur (MeV/c ²)	Modes de décroissance	Fraction (Γ_i/Γ)	Seuil ^[a] (MeV)
N*(1440)P11	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^+$	1440	350	N π N $\pi\pi$	(60 – 70)% (30 – 40)%	1138
N*(1520)D13	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2})^-$	1520	120	N π N $\pi\pi$	(50 – 60)% (40 – 50)%	1344
N*(1535)S11	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^-$	1535	150	N π N η	(30 – 55)% (30-55) %	1383
N*(1650)S11	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^-$	1650	150	N π N $\pi\pi$	(60 – 80)% (05 – 20)%	1693
N*(1675)D15	$\frac{1}{2}(\frac{5}{2})^-$	1675	150	N π N $\pi\pi$	(40 – 50)% (50 – 60)%	1763
N*(1680)F15	$\frac{1}{2}(\frac{5}{2})^+$	1680	130	N π N $\pi\pi$	(60 – 70)% (30 – 40)%	1777
N*(1700)D13	$\frac{1}{2}(\frac{3}{2})^-$	1700	100	N π N $\pi\pi$	(05 – 15)% (85 – 95)%	1833
N*(1710)P11	$\frac{1}{2}(\frac{1}{2})^+$	1710	100	N π N $\pi\pi$ N η	(10 – 20)% (20 – 50)% (20-40) %	1861

Tableau I.2: Une liste des résonances N*[1].

[a] Energie du faisceau de protons pour exciter N* en p+p.

b- Les mésons

Les mésons sont une association de deux quarks($q\bar{q}$). Le tableau I.3 présente la liste des mésons légers que l'on peut produire dans l'interaction pp avec l'énergie maximum de 3 GeV de l'accélérateur Saturne.

Mésons X	I	J ^P	Masse (MeV/c ²)	Durée de vie (sec)	Modes de décroissance	Composition en quark	Seuil(MeV) pp → ppX
π^+, π^-	1	0 ⁻	139.57	2.6×10^{-8}	$\mu\nu$	$u\bar{d}, \bar{u}d$	
π^0	1	0 ⁻	134.97	0.8×10^{-16}	2γ	$\frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	279.7
η	0	0 ⁻	547.45	7.7×10^{-19}	$2\gamma, 3\pi$	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}-2s\bar{s})}{\sqrt{6}}$	1254.6
η'	0	0 ⁻	957.5	1.6×10^{-22}	$\eta\pi\pi, \rho\gamma$	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d}+s\bar{s})}{\sqrt{3}}$	2404.6
K^+, K^-	$\frac{1}{2}$	0 ⁻	494	1.2×10^{-8}	$\mu\nu, \pi\pi$	$u\bar{s}, \bar{u}s$	
K^0, \bar{K}^0	$\frac{1}{2}$	0 ⁻	498	a)	$2\pi, 3\pi,$	$d\bar{s}, \bar{d}s$	
a_0	1	0 ⁺	983	4.7×10^{-22}	$\eta\pi, K\bar{K}$?	2480.0
f_0	0	0 ⁺	974	3.9×10^{-22}	$2\pi, K\bar{K}$?	2453.9
ρ^+, ρ^-, ρ^0	1	1 ⁻	768	4×10^{-24}	2π	$u\bar{d}, \frac{(u\bar{u}-d\bar{d})}{\sqrt{2}}, u\bar{d}$	1850.6
ω	0	1 ⁻	782	7×10^{-23}	3π	$\frac{(u\bar{u}+d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	1889.7
ϕ	0	1 ⁻	1019	2×10^{-22}	$2K, 3\pi$	$s\bar{s}$	2592.6
$K^{*+}, K^{*-} (K^{*0}, \bar{K}^{*0})$	$\frac{1}{2}$	1 ⁻	892	1×10^{-23}	K, π	$u\bar{s}, \bar{u}s, d\bar{s}, \bar{d}s$	

a) K^0, \bar{K}^0 contiennent 50% de K_S et 50% de K_L , la durée de vie de $K_S = 0.9 \times 10^{-10}$ s et celle de $K_L = 5.2 \times 10^{-8}$ s.

Tableau I.3: Une liste de mésons.

Ces mésons peuvent être regroupés en trois familles:

- i) Les mésons pseudo-scalaire de spin J=0 et parité P=-1 avec les pions(π^+, π^-, π^0), les étas(η, η') et les kaons(K^+, K^-, K^0). Les pions π^+ et π^- ainsi que les kaons

décroissent par interaction faible d'où leur grande durée de vie ($\simeq 10^{-8}$ s) à l'échelle nucléaire ce qui permet de les utiliser comme sonde et (ou) de les détecter directement contrairement aux autres mésons. Les mésons η et η' ont les mêmes nombres quantiques et la même structure en quark. Aussi doit-on s'attendre à ce que loin du seuil de production la physique associée à ces deux mésons présentent de nombreuses analogies. Ceci ne saurait être le cas près du seuil à cause d'une part de l'importante différence de masse de ces deux mésons et d'autre part du rôle dominant des résonances N^* dans la production du η uniquement. Les mésons η et η' ont par contre une structure en quark différente de celle des pions. Ils présentent en particulier une composante "cachée" en quark étrange ($s\bar{s}$) ce qui expliquerait le fait que l'interaction ηN soit plus faible que l'interaction πN [3].

ii) Les mésons scalaires a_0 et f_0 ($J^P = 0^+$) sont ceux de tous les mésons du tableau I.3 dont la structure en quark est la moins bien établie. Ces deux mésons sont-ils vraiment des états ($q\bar{q}$)? Ne sont-ils pas plutôt des états exotiques tel que "glueball" ou des états moléculaires? A l'heure actuelle cette question reste encore ouverte [4].

iii) Les mésons vecteurs ρ , ω et ϕ ont la caractéristique d'avoir les mêmes nombres quantiques que le photon ($J^{PC} = 1^{--}$). Si le ρ est couplé à de nombreuses résonances Δ et N^* , on a par contre jamais observé une décroissance de ces résonances en ($N+\omega$) ou ($N+\phi$). Tous ces mésons jouent un rôle fondamental dans l'interaction nucléaire à l'échelle du fermi. Basée sur l'idée originale exprimée par Yukawa en 1935, il est en effet admis aujourd'hui que la composante à longue portée de l'interaction nucléaire N-N est générée par l'échange d'un pion (figure I.1) et la partie à courte portée par l'échange de plusieurs pions ou de mésons plus lourds tel que ρ , ω , η ... Toutefois le caractère prédictif des propriétés à courte portée donné par ces modèles d'échange de mésons est souvent mis en défaut. L'origine en est la mauvaise connaissance des propriétés des mésons plus lourds que le pion. Ainsi la valeur des constantes de couplage méson-nucléon, l'importance et le rôle des résonances Δ et N^* dans l'interaction méson-nucléon constituent des zones d'ombre dans notre compréhension du modèle. Elles conduisent à traiter la composante à courte portée

de manière beaucoup plus phénoménologique que la partie à longue portée. Une description microscopique de la composante à courte portée est cependant essentielle pour comprendre tous les aspects des modèles d'échange de méson si l'on veut établir une passerelle entre ce modèle et celui d'échange de quarks et de gluons (QCD) avec ces deux importantes propriétés que sont le confinement et la brisure de symétrie chirale.

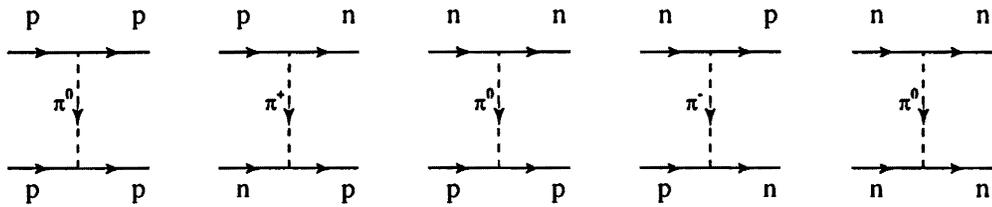


Figure I.1: Diagramme du modèle d'échange d'un pion dans la diffusion pp, np et nn[5].

2- Revue de la physique de production de η

Le rôle fondamental de l'échange de mésons virtuels entre deux nucléons pour rendre compte des propriétés de l'interaction nucléon-nucléon(NN) dans le domaine du GeV est aujourd'hui communément admis. Toutefois, hormis la physique associée au pion qui a fait l'objet d'un nombre impressionnant de mesures expérimentales et de calculs théoriques on sait peu de chose sur celle des mésons plus lourds concernant en particulier leur mécanisme de production, le rôle de leur structure en quark et des résonances baryoniques, leur mode de décroissance rare, la valeur des constantes de couplage méson-nucléon. A titre d'illustration, la figure I.2 traduit clairement la différence de qualité des données de $pp \rightarrow pp\pi^0$ et $pp \rightarrow pp\eta$. Elle ne comporte pas les données de Meyer et al[6] qui ont mesuré récemment les sections efficaces de $pp \rightarrow pp\pi^0$ très près du seuil($T_p=279.7$ MeV) avec des précisions supérieures à 6%. Avec des sections efficaces élevées affectées d'une faible erreur et des mesures nombreuses, les modèles pour décrire la production de π^0 sont plus contraints que ceux décrivant la production du η d'où une meilleure connaissance du π^0 .

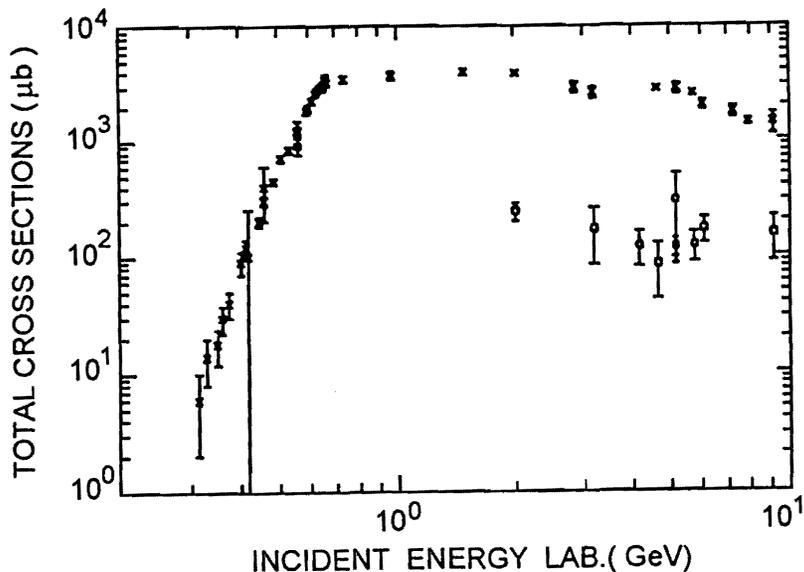


Figure I.2: Section efficace comparée de $pp \rightarrow pp\pi^0$ (croix) et $pp \rightarrow pp\eta$ (carré) en fonction de l'énergie incidente[7].

C'est depuis une dizaine d'années qu'un intérêt croissant est porté à la physique du η . Aujourd'hui on commence à disposer de données encore fragmentaires et même parfois contradictoires mais extrêmement variées dans le choix de la voie d'entrée. Ces données ont suscité récemment l'élaboration de modèles théoriques qui cependant s'avèrent encore insuffisamment contraints. Les paragraphes suivants donnent un aperçu des aspects essentiels de cette nouvelle physique.

a- Production de η avec des photons

La photoproduction de η dans la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ a été étudiée du seuil ($E_\gamma = 710$ MeV) jusqu'à 1.2 GeV d'énergie de photon par plusieurs groupes[8]. La courbe d'excitation de la section efficace différentielle à 50° dans le centre de masse(c.m.) est présentée sur la figure I.3. Elle met clairement en évidence une structure large vers $E_\gamma = 800$ MeV correspondant à l'excitation de la résonance $N^*(1535)$ qui décroît en ($N\eta$) avec taux de $\simeq 40\%$ (B.R. $\simeq 40\%$). Par contre on n'observe pas de structure signant significativement à $E_\gamma = 1090$ MeV l'excitation de la résonance $N^*(1710)$ (B.R. $\simeq 30\%$).

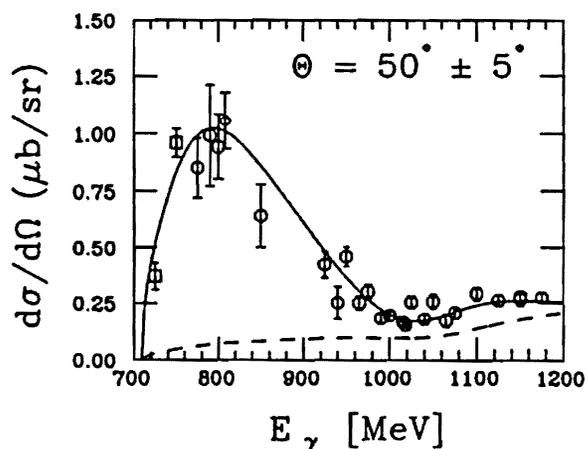


Figure I.3: Section efficace différentielle de la réaction $\gamma p \rightarrow \eta p$ à 50° c.m. en fonction de l'énergie dans le laboratoire du photon[7]. La courbe continue est le résultat d'un ajustement complet et la courbe discontinue omet la contribution de la résonance $N^*(1535)$ [9].

Ces données expérimentales, interprétées dans le formalisme du Lagrangien effectif, sont bien reproduites en faisant l'hypothèse d'une forte contribution de la seule résonance $N^*(1535)$ avec une largeur de 150 MeV [9].

b- Production de η avec des pions

La réaction élémentaire $\pi^- p \rightarrow \eta n$ a été étudiée du seuil ($T_{\pi^-} = 560$ MeV) jusqu'à des énergies de plusieurs GeV [10]. Les résultats des mesures de sections efficaces totales du seuil jusqu'à 1.4 GeV sont reportés sur la figure I.4. On peut observer que la forme de la courbe d'excitation correspondante présente une forte analogie avec celle obtenue en photoproduction (Figure I.3) à savoir une structure marquée vers 640 MeV correspondant à l'excitation de la résonance $N^*(1535)$ et une faible excitation de la résonance $N^*(1710)$ qui devrait se manifester vers 940 MeV. Par

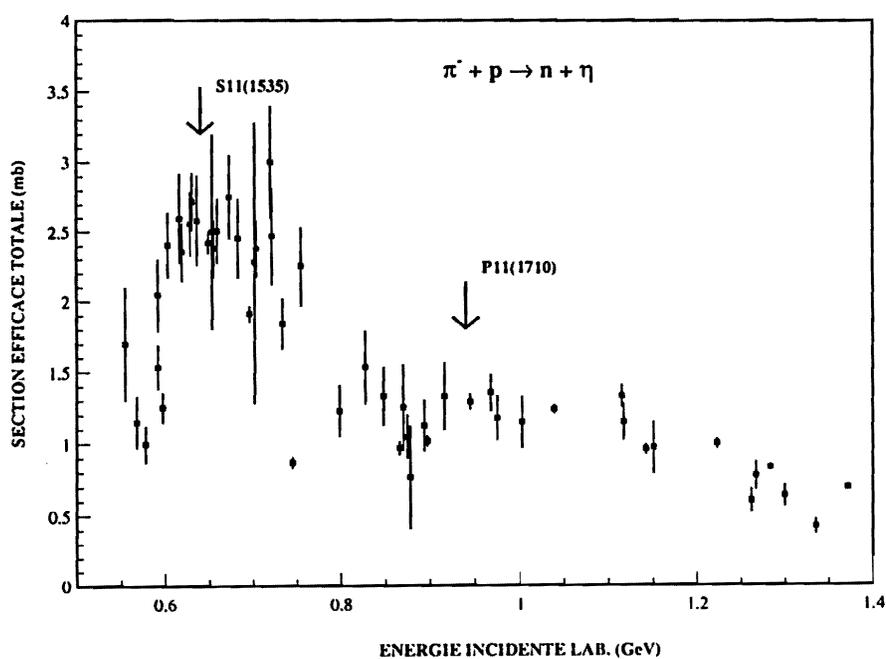


Figure I.4: Section efficace totale de la réaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ en fonction de l'énergie incidente dans le laboratoire [10].

contre ici les sections efficaces sont de trois ordres de grandeur plus importantes qu'en

photoproduction. C'est la raison pour laquelle cette réaction élémentaire constitue un ingrédient de base à tout modèle d'échange de mésons pour décrire le mécanisme de production du η au seuil dans l'interaction N-N.

La production de η en π^- a également été étudiée dans la réaction exclusive $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \eta t$ [11] entre 590 MeV/c et 680 MeV/c c'est à dire sous le seuil de la réaction élémentaire $\pi^- p \rightarrow \eta n$ ($P_\pi=685$ MeV/c). Les distributions angulaires obtenues sont correctement reproduites par le formalisme d'approximation d'impulsion (Figure I.5) et les sections efficaces extrapolées à $\Theta = 0^\circ$ sont de deux ordres de grandeur au-dessus de celles de $pd \rightarrow ^3\text{He} \eta$ [12] pour la même impulsion c.m. du η .

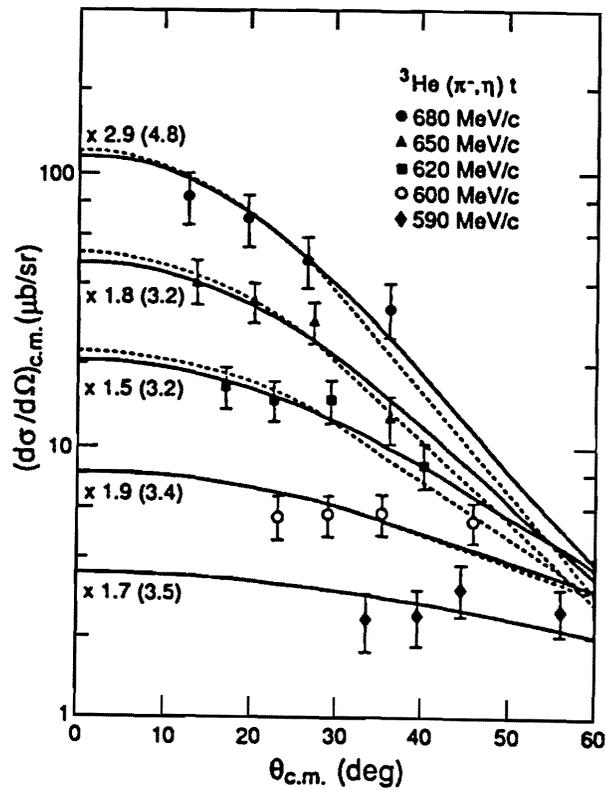


Figure I.5: Distributions angulaires de la section efficace de la réaction $\pi^-^3\text{He} \rightarrow \eta t$. Les courbes continues et discontinues sont les prédictions du formalisme en approximation d'impulsion normalisées par les chiffres reportés à gauche et obtenues à partir de deux amplitudes différentes de la transition $\pi \rightarrow \eta$ [11].

c- Production de η avec des nucléonsRéaction $pp \rightarrow pp\eta$

Les sections efficaces totales σ_t de production d'un méson à partir de la réaction $pp \rightarrow ppX$ (avec $X = \pi^0, \eta, \rho, \omega$ et η') ont été mesurées quasi exclusivement avec des chambres à bulles il y a une trentaine d'années. Quelques valeurs obtenues entre 2 et 12.2 GeV sont reportées dans le tableau I.4 et présentées graphiquement pour η, ρ et ω sur la figure I.6 [7]. A notre connaissance il n'existe pas de résultat publié concernant les sections efficaces totales de production de $f_0(974)$ et $a_0(983)$ qui sont larges et par conséquent difficiles à signer, ni de ϕ dont la structure $s\bar{s}$ absente dans la voie d'entrée pp conduit à une faible probabilité de production (Règle de sélection de OZI[13]).

Energie (GeV)	2.0	3.2	4.1	4.6	5.1	5.7	6.0	9.1	12.2
$pp \rightarrow pp\pi^0$	3850	2600		2770	2800	2540	2000	1400	
$pp \rightarrow pp\eta$	220 ± 50	169 ± 85	118 ± 38	84 ± 42	295 ± 211 118 ± 21	122 ± 34	169 ± 42	152 ± 63	127 ± 42
$pp \rightarrow pp\omega$		89 ± 33	169 ± 20	122 ± 22	200 ± 56 116 ± 13	200 ± 23	156 ± 45	161 ± 33	145 ± 23
$pp \rightarrow pp\rho$				70 ± 50		97 ± 20	130 ± 40		70 ± 20
$pp \rightarrow pp\eta'$					80				

Tableau I.4: Sections efficaces totales en μb de la réaction $pp \rightarrow ppX$ [7].

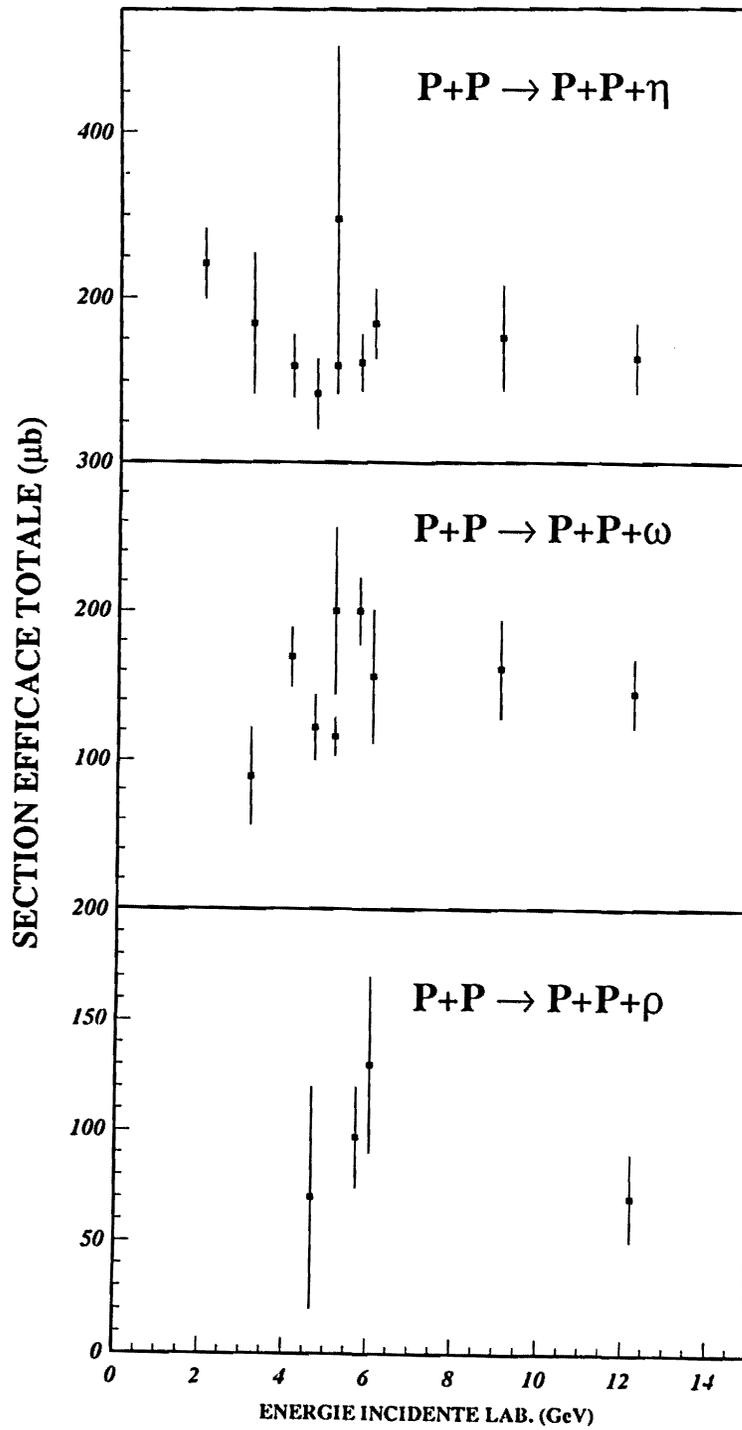


Figure I.6: Section efficace totale de $pp \rightarrow pp\eta$, $pp \rightarrow pp\omega$ et $pp \rightarrow pp\rho$ en fonction de l'énergie incidente[7].

Il ressort que toutes valeurs de σ_t sont approximativement constantes quelque soit l'énergie comprise entre 2 et 12 GeV et de l'ordre de 100 μb quel que soit le méson produit hormis σ_t de π^0 qui est d'un ordre de grandeur plus élevé traduisant le fort couplage πN . Les barres d'erreur importantes ajoutées aux désaccords entre différentes mesures (facteur 2 à 5.1 GeV pour η et ω par exemple) ne permettent pas à partir de ces données de mettre en évidence un rôle éventuel de la structure en quark du méson produit ou une contribution significative de l'excitation d'une résonance dans le mécanisme de production. En d'autres termes ces données sont clairement trop imprécises et même inexistante près du seuil (sauf pour π^0 [6]) pour en extraire des informations susceptibles d'intéresser les théoriciens à l'exception de trois groupes [14, 15, 16] qui tout récemment ont entrepris des calculs de production du η et dont nous présentons les travaux plus bas.

Réaction $np \rightarrow d\eta$

En 1978, une collaboration Saturne-Université de Caen[17] a étudié la production d'une structure mésonique large d'isospin $I=0$ et de masse $310 \text{ MeV}/c^2$ appelé "effet ABC" [18] dans la réaction $np \rightarrow dX$ avec un faisceau secondaire de neutrons à 1.88 GeV/c c'est à dire sous le seuil de $np \rightarrow d\eta$ (1.98 GeV). Ces neutrons étaient produits par cassure d'un faisceau de deutons de 3.76 GeV/c. Le spectre obtenu (Figure I.7a) présentait en son centre ($p_d \simeq 1.5 \text{ GeV}/c$) un pic large dont l'origine n'a pu être attribuée à la signature du η qu'après une réanalyse des données [19] prenant en compte la largeur du faisceau résultant de l'impulsion de fermi du neutron dans le deuton. La figure I.7b présente le résultat de cette nouvelle analyse de laquelle une section efficace au seuil de $\sigma_\eta = 110 \pm 20 \mu\text{b}$ pour $np \rightarrow d\eta$ est extraite. Cette valeur est plus élevée d'un ordre de grandeur que celle de la réaction équivalente $np \rightarrow d\pi^0$ [20]. Elle traduit la forte contribution de la résonance $N^*(1535)$ sur laquelle sont construits les modèles décrivant à la fois les réactions $np \rightarrow d\eta$ et $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil et présentés plus bas.

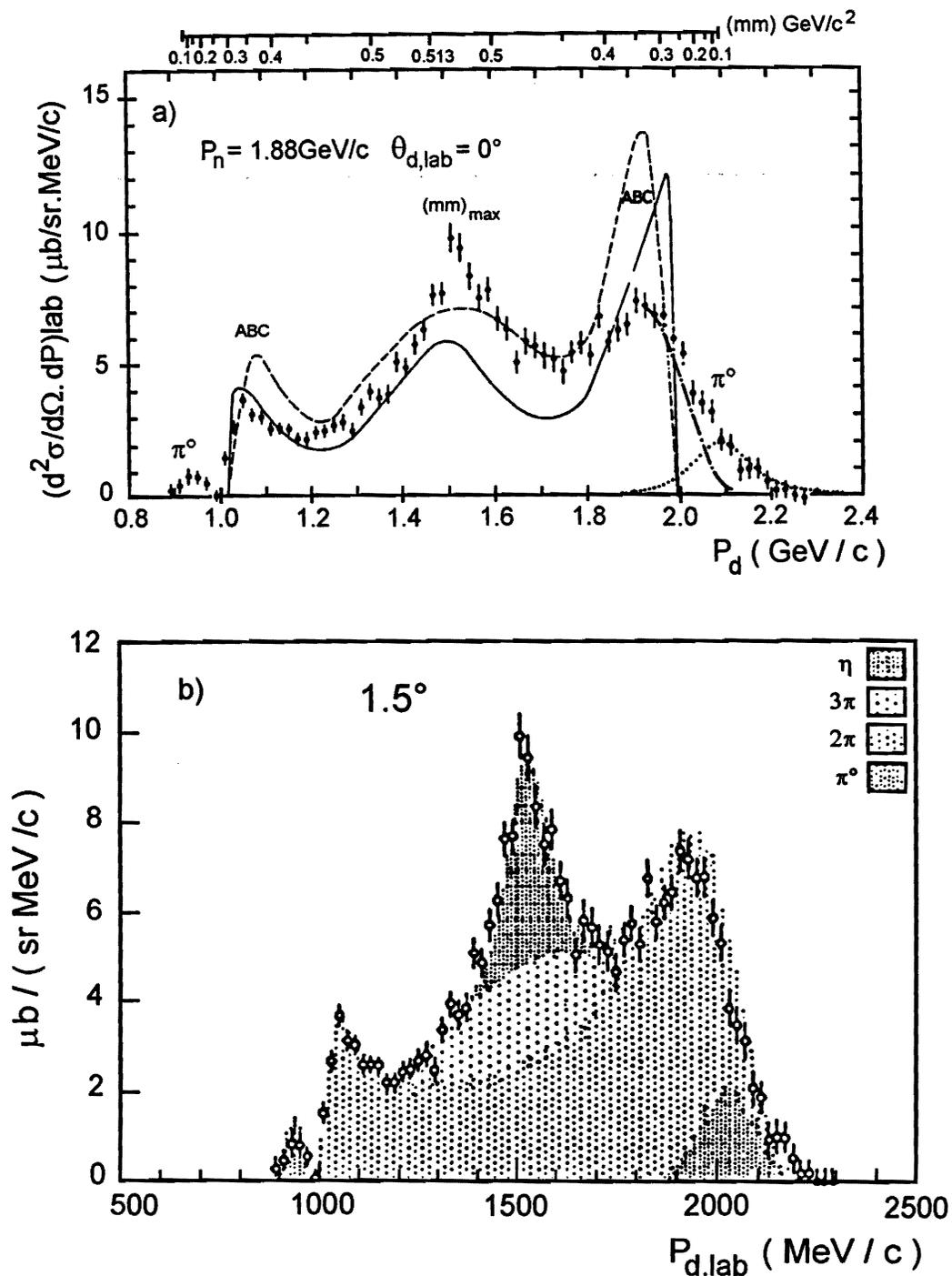


Figure I.7: a) Spectre d'impulsion du deuteron à 0° pour la réaction $n + p \rightarrow d + X$ à 1.88 GeV/c[17]. b) Section efficace différentielle de la réaction $n + p \rightarrow d + X$ à 1.88 GeV/c. Les surfaces en grisé correspondent aux simulations de MC des contributions des η , π^0 , $\pi\pi$ et $\pi\pi\pi$ [19].

Réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$

De toutes les réactions possibles pour produire le η , la voie $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ est celle qui a fait l'objet du plus grand nombre de travaux tant dans leurs aspects expérimentaux que théoriques et ceci tout particulièrement près du seuil ($T_p = 891$ MeV ou $T_d = 1781$ MeV). Le pionnier en matière expérimentale est une équipe américaine[21] qui a

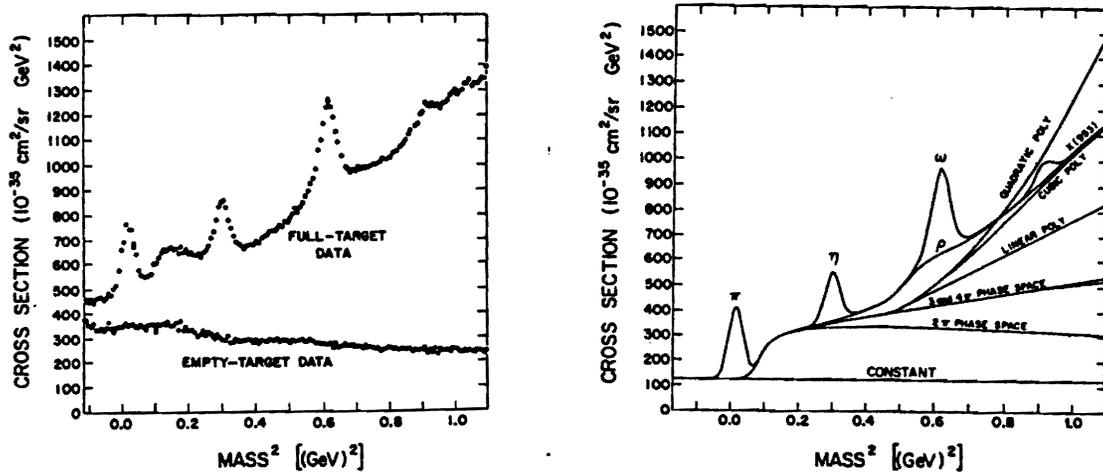


Figure I.8: Spectre de masse manquante expérimental et simulé de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ à une énergie incidente de 3 GeV[21].

mesuré pour la première fois la production des mésons $X = \eta, \omega, \rho$ et η' dans la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ à 2 et 3 GeV de protons. Malgré un bruit de fond important, les structures observées dans le spectre de masse manquante (figure I.8) signent clairement les différents mésons produits avec une section efficace qui augmente d'un ordre de grandeur quand l'énergie décroît de 3 à 2 GeV (Tableau I.5).

Plus récemment, la courbe d'excitation de $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ à 180° mesurée [2] entre 920 et 2600 MeV de protons incidents révèle deux remarquables caractéristiques(figure I.9): d'une part une forte section efficace différentielle(elle est du même ordre de grandeur que celle de $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$), d'autre part une forme présentant de spectaculaires oscillations qui apparaissent corrélées avec la production de résonances baryoniques. Selon Laget et Lecolley[22] la forte section efficace observée dans $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ constitue la plus claire signature d'un processus à trois corps en physique nucléaire. Leur modèle

Incident proton energy	Meson observed	Mass ² (GeV) ²	Mass (MeV)	Width (MeV)	$d\sigma/d\Omega$ (10^{-36} cm ² /sr)
3 GeV	π	0.0182	134.9	0	144 ± 36
	η	0.3008	548.4	0	104 ± 26
	ω	0.6145	783.9	11 ± 3	243 ± 62
	ρ	0.59	765		550 ± 250
	η'	0.9145	956.3 ± 2	20	41 ± 20
2 GeV	π	0.0182	135	0	1084 ± 300
	η	0.297	545	0	790 ± 230

Tableau I.5: Valeurs des sections efficaces pour la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + X$ [21].

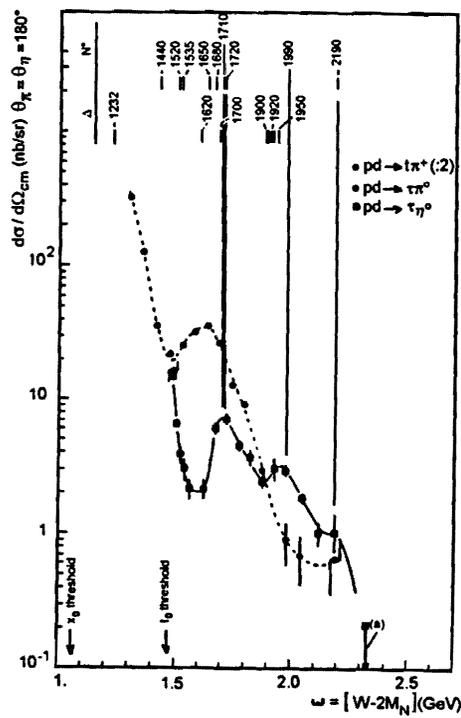
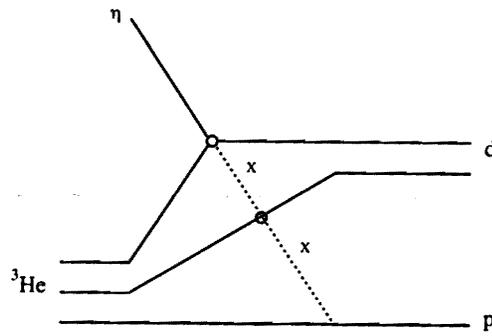
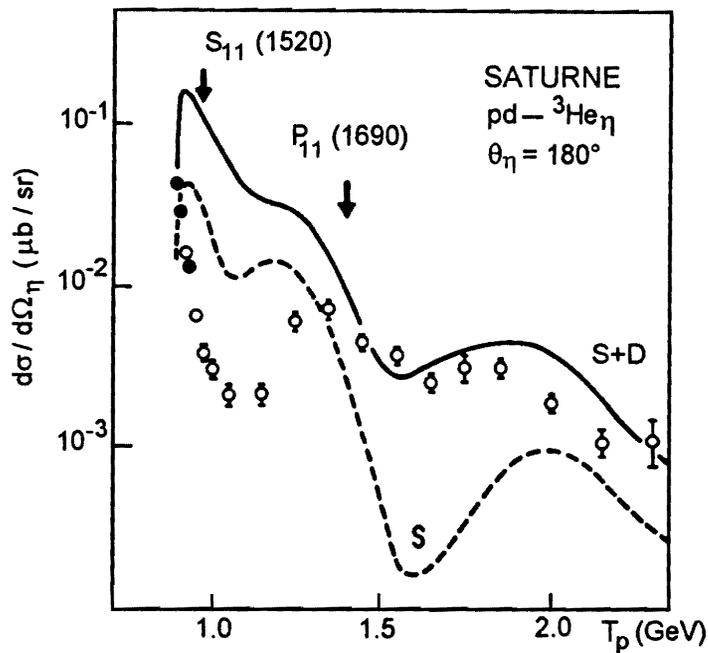


Figure I.9: Fonction d'excitation des réactions $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$, $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ et $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^+$ à $\Theta_\pi = \Theta_\eta = 180^\circ$ en fonction de l'énergie totale dans le centre de masse moins les masses de deux nucléons[2].

décrit un mécanisme où le méson X échangé (figure I.10) subissant une double diffusion, la grande impulsion de transfert de $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ est partagée entre les


 Figure I.10: Modèle à trois corps d'échange d'un méson X dans $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ [22].

 Figure I.11: Fonction d'excitation de la réaction $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$. Les points expérimentaux[2] sont ceux de la figure I.9. La courbe continue obtenue par Laget[22] prend en compte les ondes S et D de la fonction d'onde du nucléon qui interagit avec le η . La courbe discontinue ne comprend que l'onde S. Les flèches localisent les résonances dominantes observées dans $\pi^- p \rightarrow \eta n$.

trois nucléons de ${}^3\text{He}$. Avec cette hypothèse on augmente la probabilité de production ce qui permet de rendre compte de l'ordre de grandeur des sections efficaces mesurées loin du seuil (figure I.11). Près du seuil par contre, l'accord est peu satisfaisant.

Très près du seuil, la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ mesurée à 0° et 180° a été comparée à $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ [12]. Les résultats présentés sur la figure I.12 révèlent des différences de caractéristiques importantes entre les physiques de production au seuil de ces deux mésons. Ils montrent une différence importante entre les sections efficaces à 0° et 180° pour π^0 ce qui traduit un rôle dominant du Δ même très près du seuil (le Δ est un système $(N+\pi)$ en onde P). A l'opposé, la production du η fait apparaître une isotropie angulaire conformément à ce que l'on attend dans l'hypothèse d'une excitation dominante de la résonance $N^*(1535)$ (la $N^*(1535)$ est un système $(N+\eta)$ en onde S). Germond et Wilkin[23] en considérant un des deux nucléons du deuton comme spectateur ont analysé ces données. Ils obtiennent des sections efficaces sous-estimées et en concluent que le mécanisme à trois nucléons proposé par Laget et Lecolley[22] paraît mieux adapté.

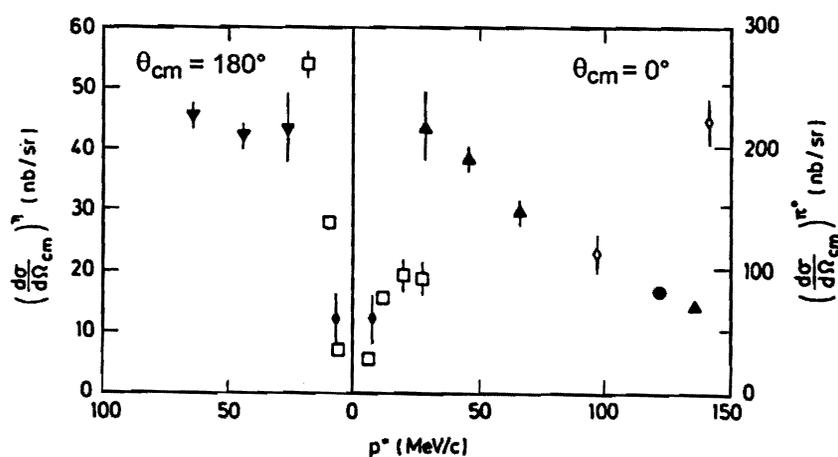


Figure I.12: Section efficace dans le centre de masse à 0° et 180° de $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ et de $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0$ en fonction de l'impulsion dans le centre de masse. Les symboles pleins représentent les données de η et les symboles vides celles de π^0 . L'échelle de droite correspond à π^0 et celle de gauche à η [12].

Le mécanisme à trois nucléons apparaît être à ce jour le seul à pouvoir rendre compte des données en $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$. Mais il repose sur des données encore trop fragmentaires. Elles ont récemment été complétées par la mesure des distributions angulaires des mésons $X = \pi^0, \eta$ et ω produits à 1450 MeV dans la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$ [24]. Les distributions angulaires obtenues et les sections efficaces calculées pour chacun de ces trois mésons (figure I.13, I.14) n'ont pas encore fait l'objet d'interprétations théoriques mais appellent quelques commentaires. On peut observer en effet que ces distributions angulaires sont qualitativement identiques et qu'en outre les sections efficaces sont du même ordre de grandeur. Or il n'existe pas à notre connaissance de résonances baryoniques ayant un fort taux de branchement en $(N + \omega)$ contrairement au π^0 et au η . En d'autres termes, tout porte à croire qu'à 1450 MeV, les résonances baryoniques et la structure en quark des différents mésons produits jouent un rôle mineur dans la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} X$.

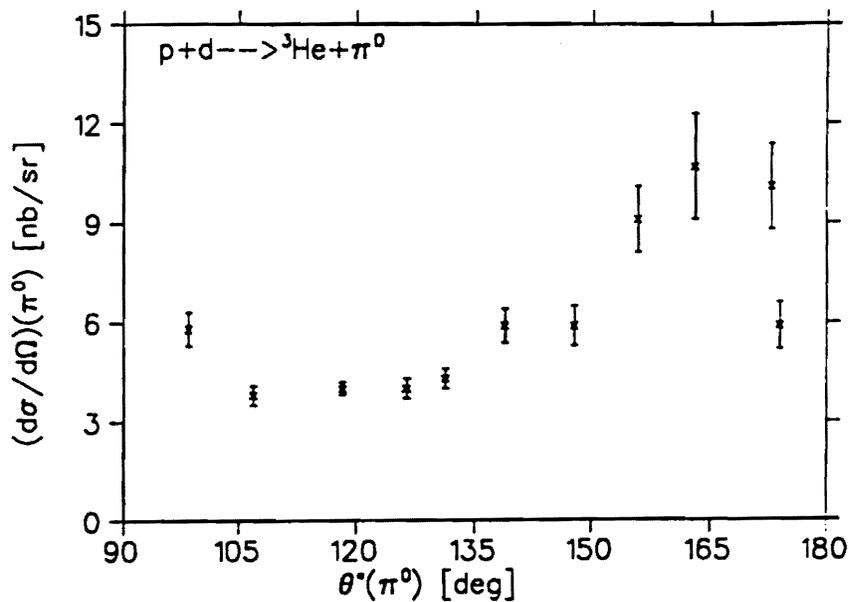


Figure I.13: Section efficace différentielle de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \pi^0$ à $T_p = 1450$ MeV[24].

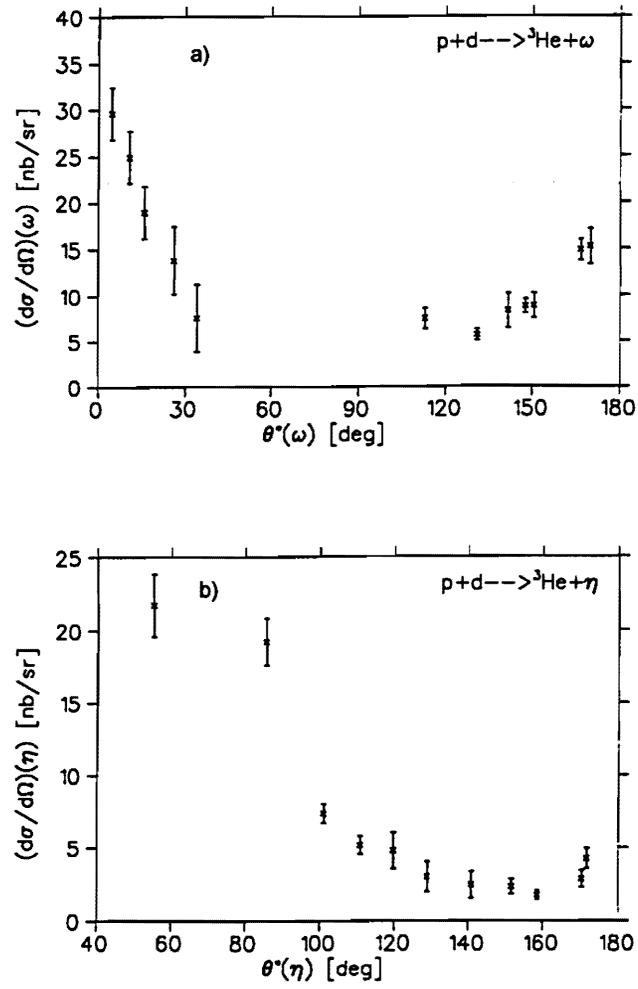


Figure I.14: a) Section efficace différentielle de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \omega$ à $T_p = 1450$ MeV
 b) Section efficace différentielle de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ à $T_p = 1450$ MeV[24].

d- Production de η dans la matière nucléaire

A la différence du pion, la production du η dans la matière nucléaire est aujourd'hui un domaine de recherche ouvert. Elle a récemment fait l'objet de travaux théoriques suscités par les nouvelles possibilités qu'offrent les accélérateurs à ions lourds notamment au GSI [3, 16, 25] et par les propriétés attractives de l'interaction (ηN) à basse énergie qui pourraient conduire à la formation de noyaux éta-mésiques [26].

D'une manière générale, le méson produit dans la matière nucléaire interagit ensuite avec celle-ci. Si le méson interagit peu avec la matière nucléaire, alors sa détection permet d'en déduire les caractéristiques du mécanisme qui l'a produit. C'est le cas notamment du η qui étant porteur d'une étrangeté cachée interagit moins avec la matière nucléaire que les mésons ne comportant pas de quark étrange[3]. En contre partie, les sections efficaces de production attendues de η sont faibles. Ainsi en $\text{Ca} + \text{Ca}$ on prévoit [3, 25] un rapport $\sigma(\eta)/\sigma(\pi) = 1/300$ à 1 GeV/A. En outre cette physique implique la détection du η qui à cause de sa courte durée de vie (8×10^{-19} s) ne peut être signé que par sa désintégration en deux photons.

Concernant le mécanisme de production du η dans la matière nucléaire, le rôle des résonances baryoniques, de leur propriété et propagation constituent un domaine quasiment vierge. Les données expérimentales présentées dans les paragraphes précédents traduisent clairement le rôle dominant de la seule résonance $N^*(1535)$ dans les réactions élémentaires. Qu'en est-il dans la matière nucléaire? Le seul élément de réponse dont nous disposons provient de la dépendance en masse de la production inclusive de η mesurée avec des protons incidents d'énergie comprise entre 800 et 1500 MeV [27]. Les résultats expérimentaux à 900 et 1000 MeV (c.a.d sous le seuil de $pp \rightarrow pp\eta$) sont reproduits de manière satisfaisante par trois différents modèles (figure I.15) avec les hypothèses suivantes:

- Production dominée par la résonance $N^*(1535)$.
- $\sigma_{np \rightarrow n p \eta} = 4\sigma_{pp \rightarrow pp \eta}$.
- Production du η localisée à la surface du noyau.

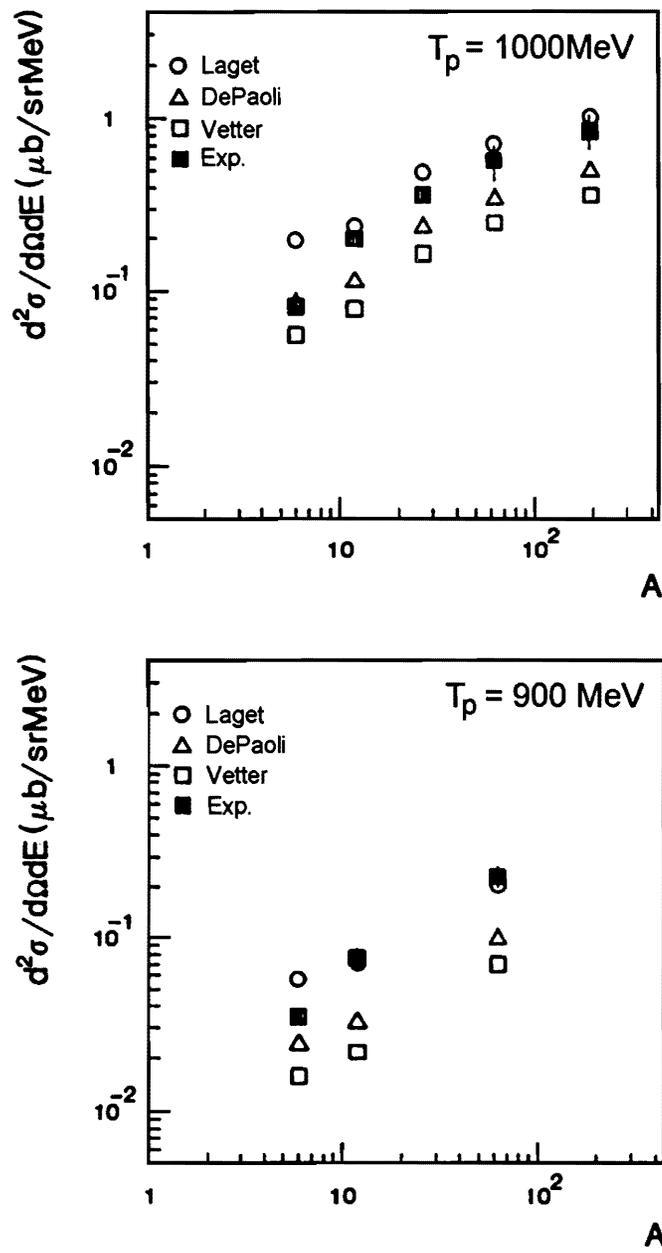


Figure I.15: Section efficace doublement différentielle de production inclusive de η en fonction du numéro atomique A de la cible avec des protons incidents de 900 et 1000 MeV. Les symboles ouverts concernent différentes prédictions théoriques en tenant compte de l'absorption du η dans le noyau et en supposant $\sigma_{np \rightarrow n p \eta} = 4\sigma_{pp \rightarrow pp \eta}$. Les carrés noirs sont les mesures expérimentales de Chiavassa et al[27].

Dans un domaine plus exotique, Liu et Haider [26], ont montré que les propriétés attractives de l'interaction (ηN) dans l'état S établies par Bhalerao et Liu [28] pour rendre compte des données expérimentales de $\pi^- p \rightarrow \eta n$ [29], pouvaient conduire à la formation d'un état lié du η dans le noyau à partir de la réaction $A(\pi, p)_\eta B$. L'approche en potentiel optique prédit des énergies de liaison (1 à 20 MeV) ainsi que des largeurs de niveaux (5 à 20 MeV) croissantes avec le numéro atomique pour $A \geq 12$. Les sections efficaces présenteraient un maximum vers 740 MeV/c de pion avec des valeurs de l'ordre de 100 $\mu\text{b/sr}$. Par la suite, Liu et al [30] dans une approche microscopique ainsi que Kohno et Tanabe [31] dans une approche en approximation d'impulsion ont confirmé l'essentiel des conclusions de Liu et Haider[26]. Wilkin[32] a calculé la longueur de diffusion $\eta^3\text{He}$. Le résultat obtenu $a(\eta^3\text{He}) = (-2.31 + i2.57)\text{fm}$ indique que le η pourrait être aussi lié dans des noyaux beaucoup plus légers que ceux donnés par Liu et Haider[26]. La recherche expérimentale de tels états liés a été entreprise par Chrien et al[33] avec des cibles légères ($6 \leq A \leq 27$) et des pions de 800 MeV/c. Aucun état lié n'est observée et la section efficace de production de tel noyau est au moins 1/3 celle prédite par Liu et al[30]. Cette recherche a également été entreprise par Johnson et al [34] qui ont mesuré la fonction d'excitation de la

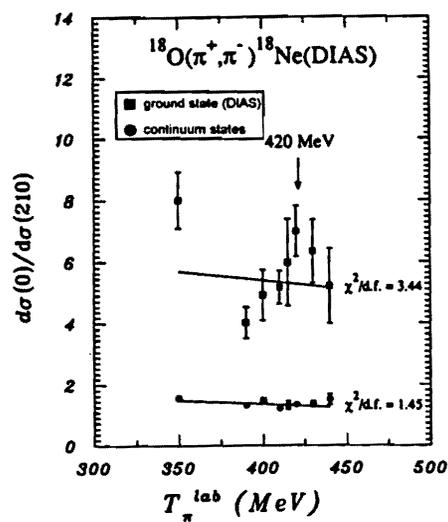


Figure I.16: Rapport, en fonction de l'énergie du pion, des sections efficaces de la réaction $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ mesurées à $q = 0$ et $q = 210$ MeV/c[34].

réaction à double échange de charge $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ entre 350 et 440 MeV et pour différents impulsions de transfert q . Les sections efficaces de production de l'état fondamental de ^{18}Ne obtenues à $q = 0$ et $q = 210$ MeV/c ont un rapport en fonction de l'énergie qui présente une structure à 420 MeV (figure I.16) interprétée comme étant une signature de la formation du noyau éta-mésique $^{18}_\eta\text{F}$ selon la réaction $^{18}\text{O} + \pi^+ \rightarrow ^{18}_\eta\text{F} \rightarrow ^{18}\text{Ne} + \pi^-$. Il est encore prématuré pour tirer des conclusions de ce dernier résultat. S'il s'avérait confirmé par d'autres expériences, le champ à une nouvelle physique prometteuse pour étudier les propriétés du η dans la matière nucléaire serait ouvert.

3- Approche théorique de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$

Trois groupes[14, 15, 16] ont récemment donné des estimations de la section efficace totale de production du η dans la diffusion N-N à des énergies comprises entre le seuil et quelques GeV. Ils utilisent tous les trois le formalisme d'échange d'un boson(OBE) représenté sous forme de diagramme dans la figure I.17 qui décrit aussi bien le mécanisme de production de $pp \rightarrow pp\eta$ que celui de $np \rightarrow d\eta$. Ces deux réactions ne diffèrent que dans l'isospin des mésons échangés et dans l'interaction des deux nucléons dans l'état final(FSI).

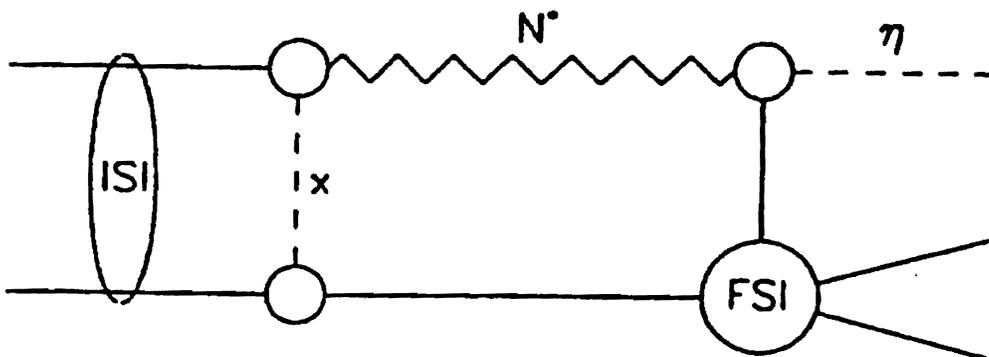


Figure I.17: Diagramme représentant le mécanisme de production du η dans les réactions $pp \rightarrow pp\eta$ ou $np \rightarrow d\eta$. Les "bulles" ISI et FSI symbolisent l'interaction des nucléons dans la voie d'entrée et dans la voie de sortie respectivement. La droite verticale en tiretets symbolise un méson virtuel X($X = \pi, \eta, \rho$ ou ω) émis par un nucléon puis absorbé par l'autre nucléon pour former une résonance baryonique N^* qui décroît en $N + \eta$.

Ces trois groupes attribuent un rôle dominant à la résonance $N^*(1535)$ dans la production du η . Ils sont par contre en désaccord notable dans leurs estimations des sections efficaces. Ceci est dû aux nombreuses incertitudes des paramètres intervenant dans les calculs et aux différentes approximations adoptées.

Pour estimer la section efficace, Germond et Wilkin[14] ne considèrent que l'excitation de la résonance $N^*(1535)$ par l'échange d'un méson ce qui implique la présence des seules ondes S dans le système ($\eta - N$). Leur calculs par conséquent ne donnent des prédictions qu'à des énergies proches du seuil de production du η . Les constantes de couplage de π et du η à cette résonance sont déterminées à partir des largeurs partielles de $N^*(1535)$ dans les décroissances $N^* \rightarrow N + \pi$ et $N^* \rightarrow N + \eta$ respectivement. La contribution de l'échange d'un ρ et d'un ω est également prise en compte. Les constantes de couplage correspondantes sont déduites des données de photoproduction $\gamma p \rightarrow N^{*+}$ et $\gamma n \rightarrow N^{*0}$ analysées dans le formalisme du "méson vectoriel dominant"(VMD). Les auteurs en déduisent que la production du η est due essentiellement à l'échange du ρ . Les sections efficaces correspondantes sont représentées sur la figure I.18 en fonction $Q_{cm} = \sqrt{s} - \sqrt{s_0}$ où $\sqrt{s_0}$ est l'énergie totale au seuil de $pp \rightarrow pp\eta$. Sur cette figure, la courbe notée d inclut à la fois "ISI" et "FSI". Elle est affectée d'une erreur de l'ordre de 40% due à l'incertitude dans les phases relatives des contributions de ρ , π et η . Ces phases ne sont pas prédites par le modèle.

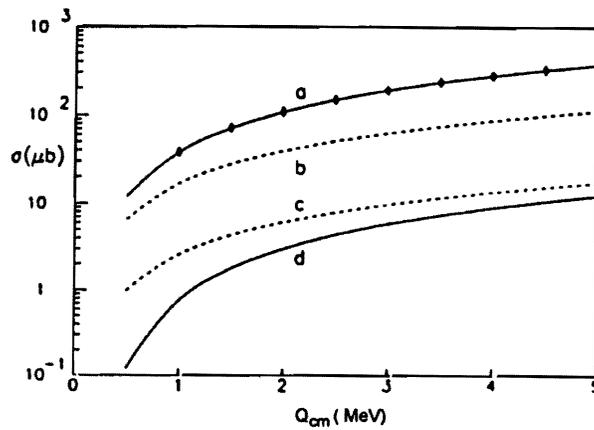


Figure I.18: Estimations selon Germond et Wilkin[14] de la section efficace de $pp \rightarrow pp\eta$ au voisinage du seuil en fonction de Q_{cm} (énergie cinétique disponible dans le cm) dans l'hypothèse de l'échange du seul méson ρ entre les deux nucléons. Les courbes a et b correspondent à des fonctions d'onde différentes des deux protons de la voie de sortie. La courbe c se déduit de la courbe b lorsqu'on introduit la distortion des ondes. Elle donne la courbe d lorsque la répulsion coulombienne entre les deux protons de la voie de sortie est prise en compte.

Le modèle de Laget, Wellers et Lecolley[15], qui présente de nombreuses analogies avec le précédent, introduit des facteurs de forme $F(q^2)$ dans les amplitudes de transition et les vertex d'échange des mésons. Pour l'échange du ρ , ce facteur de forme a pour expression:

$$F(q^2) = \frac{(\Lambda_\rho^2 - m_\rho^2)^2}{(\Lambda_\rho^2 - q^2)^2}$$

où q est le quadrimoment du ρ échangé

Λ_ρ est la masse de coupure qui constitue le seul paramètre libre du modèle. Du fait qu'implicitement plusieurs résonances N^* soient prises en compte, ce modèle donne des prédictions sur un plus grand domaine en énergie que le précédent. Il fait apparaître comme le précédent une contribution dominante du ρ et ne prédit pas non plus la phase relative entre les amplitudes des mésons échangés. Le résultat des calculs est présenté dans la figure I.19 qui montre un maximum de section efficace vers 1.8 GeV, énergie très proche de l'énergie seuil de $NN \rightarrow NN^*(1710)$.

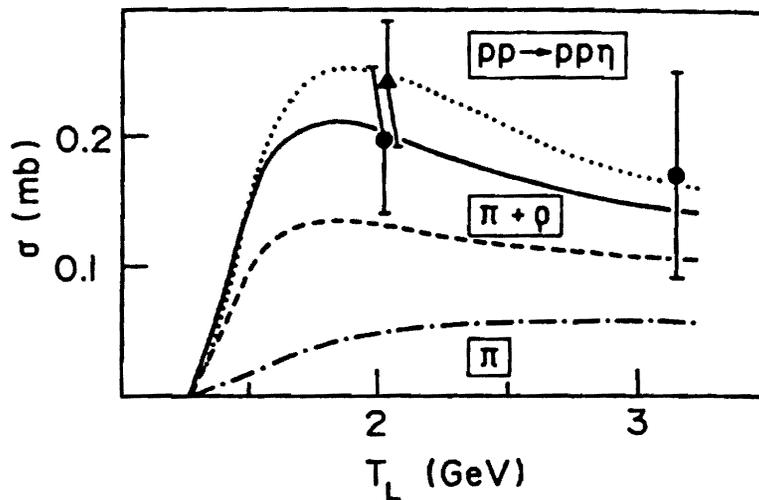


Figure I.19: Estimations selon Laget, Wellers et Lecolley[15], de la section efficace de $pp \rightarrow pp\eta$ en fonction de l'énergie cinétique du proton incident. Les points expérimentaux sont ceux de la ref. [6]. La courbe en pointillés correspond à une interférence constructive dans l'amplitude en ondes planes de l'échange $\pi + \rho$ avec $\Lambda_\rho = 2.15$ GeV. Les courbes continue et en tirets correspondent à des calculs en ondes distordues dans l'échange $\pi + \rho$ avec $\Lambda_\rho = 2.15$ GeV et $\Lambda_\rho = 2m = 1.88$ GeV respectivement. La courbe en tirets-pointillés est le résultat des calculs en ondes distordues de l'échange d'un π .

Deux aspects distinguent le modèle proposé par Vetter et al[16] des deux précédents. D'une part la constante de couplage $NN^*\rho$ déterminée à partir du taux de branchement(5%) de la résonance $N^*(1535)$ en $N + \rho$ a une valeur 2.7 fois plus faible. Ceci conduit les auteurs à attribuer à l'échange du ρ une importance moins importante. De fait, les contributions relatives de π , ρ et ω s'avèrent tout à fait comparables contrairement aux conclusions précédentes. D'autre part, les auteurs négligent à la fois ISI et FSI alors que les deux autres modèles montrent notamment que FSI joue un rôle majeur dans le calcul des sections efficaces près du seuil. Les résultats obtenus par Vetter et al[16] sont présentés sur la figure I.20 en fonction de \sqrt{s} . Ils reproduisent de manière satisfaisante les points expérimentaux loin du seuil et attribuent un rapport 2 entre les sections efficaces de $np \rightarrow np\eta$ et $pp \rightarrow pp\eta$.

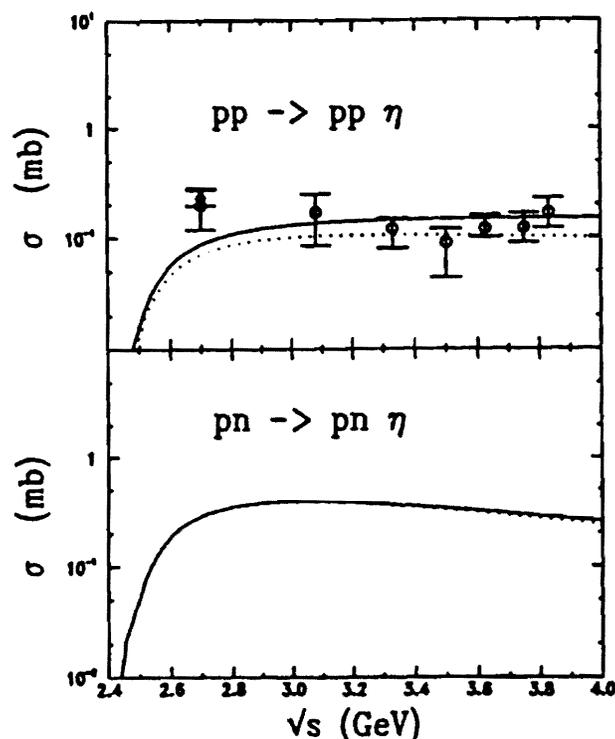


Figure I.20: Estimations selon Vetter et al[16] des sections efficaces des réactions $pp \rightarrow pp\eta$ et $np \rightarrow np\eta$ en fonction de l'énergie totale. Les courbes en continue et en pointillés représentent les résultats des calculs avec et sans prise en compte du couplage du ρ avec la résonance $N^*(1535)$. Les données expérimentales sont celles de la ref. [6].

CHAPITRE II

Dispositif expérimental

Chapitre II

Dispositif expérimental

1- Saturne

L'ensemble des prises de données de ce travail a été effectué à Saturne. Implanté sur le site de Saclay au sud de Paris, Saturne est un anneau accélérateur type synchrotron à focalisation forte financé conjointement par le CEA(DSM) et le CNRS(IN2P3). Il est géré par le Laboratoire National Saturne. Depuis sa rénovation complète en 1978, ses performances ont été régulièrement améliorées grâce en particulier à la réalisation en 1987 d'un injecteur, Mimas, qui associé à une RFQ(Radio Frequency Quadrupole) permet de délivrer des faisceaux intenses d'ions polarisés et d'ions lourds. Parmi tous les accélérateurs à sonde hadronique dans le domaine du GeV(Tableau II.1), il est considéré comme étant l'outil de travail le plus performant quant à la variété des sondes qu'il peut accélérer et le taux de polarisation de protons qu'il peut atteindre($\simeq 80\%$).

Le faisceau, après son injection par Mimas dans l'anneau de Saturne, est amené à l'énergie cinétique désirée pour la physique(entre 100 et 2900 MeV pour les protons et entre 50 et 1150 MeV par nucléon pour les autres ions). Il est ensuite extrait de l'anneau pendant un temps de déversement de l'ordre de 500 ms avec un taux de répétition(cycle) de 1 s à 3 s selon son énergie. En protons, l'intensité extraite peut atteindre 10^{12} /cycle. Cette extraction est possible en deux zones différentes de l'anneau. Elle peut être réalisée simultanément en chacune de ces zones à la

même énergie ou à des énergie différentes ce qui permet à deux utilisateurs d'effectuer simultanément des prises de données en parallèle.

	Faisceaux	Energie (GeV)	Intensité	Polar.
SATURNE (France)	p,d,He, α ,Li C-Kr	3 1.2/A	$10^{11} - 10^{12}$ /pulse $10^7 - 10^9$ /pulse	p, d Li
CELSIUS Uppsala (Suède)	protons $A < 40$	1.36 0.45/A	10^{10} accumulés	oui
COSY Jülich (Allemagne)	protons ions légers	2.5	10^7 p/pulse au début 10^{11} p/pulse prévue	prévue
DUBNA (Russie)	protons $A < 16$	10 4/A	10^{12} p s ⁻¹	non
GSI Darmstadt (Allemagne)	Ne à U	2/A	10^9 Ne/pulse 10^6 U/pulse	
LEAR CERN (Suisse)	antiprotons	1.3	10^6 s ⁻¹	non
PSI Villigen (Suisse)	protons π	0.59	$4 \cdot 10^{13}$ p s ⁻¹ (pol.) $1.6 \cdot 10^{15}$ p s ⁻¹ (prim.)	oui
BEVALAC Berkeley (USA)	protons α , ions lourds	4.9 2.1/A	$3 \cdot 10^9$ /pulse $3 \cdot 10^9$ Ne/pulse $3 \cdot 10^6$ U/pulse	
KEK (Japon)	protons π , K, \bar{p}	12	$10 \cdot 10^{10}$ p/pulse(pol.) $5 \cdot 10^{12}$ p/pulse(prim.) $5 \cdot 10^7$ π /pulse	oui
LAMPF Los Alamos (USA)	protons π	0.8	$7 \cdot 10^{10}$ p s ⁻¹ (pol.) $6 \cdot 10^{15}$ p s ⁻¹ (prim.) $< 3 \cdot 10^9$ π s ⁻¹	oui
TRIUMF Vancouver (Canada)	protons π	0.52	$3 \cdot 10^{13}$ p s ⁻¹ (pol.) 10^{15} p s ⁻¹ (prim.) $8 \cdot 10^6$ π s ⁻¹	oui

Tableau II.1: Principales caractéristiques des accélérateurs de sonde hadronique dans le domaine du GeV[35].

2- SPESIII et sa détection

a) Le spectromètre SPESIII

La spécificité de l'équipement expérimental de Saturne réside dans la richesse de ses spectromètres magnétiques. Ils sont au nombre de 4 dont les caractéristiques principales sont rassemblées dans le tableau II.2. Ces spectromètres ont l'inconvénient d'être volumineux mais le gros avantage d'avoir une bonne résolution en énergie ce qui est un atout majeur pour réaliser des mesures physiques avec une grande précision.

	domaine angulaire	angle solide	résolution en impulsion	P/Z maximale	bande en impulsion	dispersion pour $\Delta p/p = 1\%$
SPES I	0° à 80°	3×10^{-3} sr	0.7×10^{-4}	2 GeV/c	$\pm 4\%$	15 cm
SPES II	0° à 60°	2×10^{-2} sr	3×10^{-4}	0.75 GeV/c	$\pm 17\%$	3 cm
SPES III	-5° à 80°	10^{-2} sr	5×10^{-4}	1.4 GeV/c	$\pm 40\%$	~ 1.4 cm
SPES IV	-9° à 17° -0.5° à 39°	2.4×10^{-2} sr 0.4×10^{-2} sr	3×10^{-4} 10^{-3}	3.8 GeV/c	$\pm 1\%$ $\pm 8\%$	~ 8 cm ~ 7 cm

Tableau II.2: Caractéristiques des spectromètres au L.N.S.

SPESIII avec sa détection, s'avère le mieux adapté des quatre spectromètres pour étudier la production au seuil d'un méson X ($X = \pi, \eta, \omega, \eta'$ ou ϕ) à partir de la réaction $pp \rightarrow ppX$ par détection simultanée des deux protons diffusés. L'aimant fonctionne à champ saturé correspondant à une induction nominale de 3.07 Tesla obtenue en alimentant ses bobines avec un courant de 5800 A. La stabilité magnétique est contrôlée en permanence au moyen d'une sonde RMN (Résonance Magnétique Nucléaire). La Figure II.1 présente la ligne optique de SPESIII amenant le faisceau

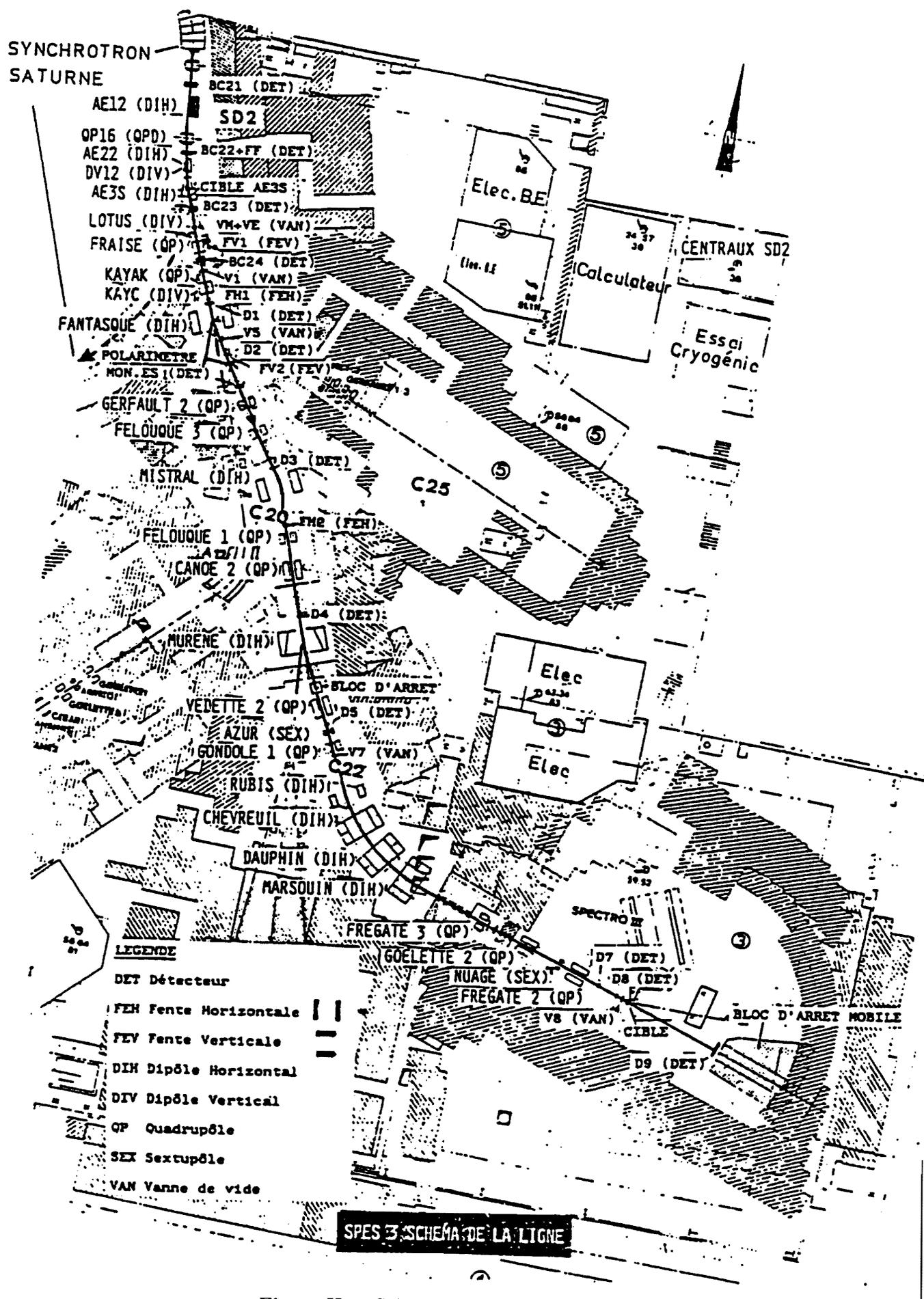


Figure II.1: Schéma de la ligne SPESIII.

extrait jusqu'au piège de faisceau (bloc d'arrêt mobile) et la Figure II.2 donne un schéma du spectromètre et de la détection associée vus de dessus.

A l'induction nominale de 3.07 T les caractéristiques principales du spectromètre sont les suivantes:

- Acceptance en impulsion comprise entre 600 et 1400 MeV/c (respectivement 175 et 747 MeV de protons).
- Résolution en impulsion théorique $\Delta p/p$ comprise entre 4.3×10^{-4} à 1 GeV/c et 10^{-3} à 1.4 GeV/c.
- Acceptance angulaire $\Delta\Omega \simeq 10^{-2}$ sr avec une acceptance horizontale $\Delta\theta = \pm 50$ mrd ($\simeq \pm 3^\circ$) et verticale $\Delta\phi = \pm 50$ mrd.

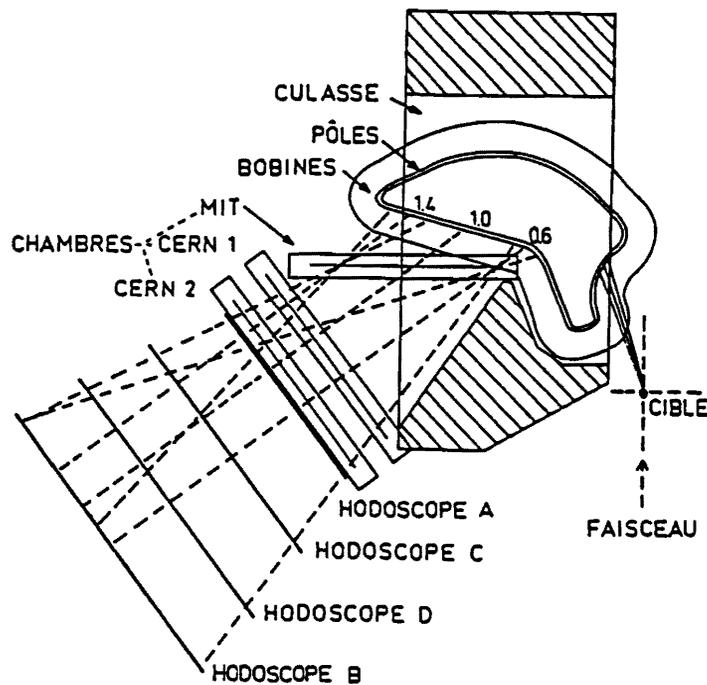


Figure II.2: Le spectromètre SPESIII et sa détection. Quelques trajectoires de particules dans la zone de détection sont représentées en tirets. Pour une impulsion donnée (1.4, 1.0 et 0.6 GeV/c sur la fig) les trajectoires d'angles horizontaux différents se coupent en un point de la focale. La chambre type MIT est localisée sur cette focale.

L'acceptance verticale du spectromètre peut être modifiée au moyen de fentes localisées à l'entrée du spectromètre et constituées de bloc de plomb de 5 cm d'épaisseur. Notons que ces fentes dégradent l'énergie des particules de charge 1 mais ont une épaisseur insuffisante pour les arrêter complètement. A la sortie du spectromètre toutes les particules convergent horizontalement sur le plan focal, de grande dimension (2m), incliné de 41.75° par rapport à l'axe optique. La dispersion horizontale théorique moyenne est $(\Delta X/\Delta p) \simeq 2.4 \text{ mm/MeV/c}$. La focalisation verticale a lieu au voisinage du plan focal horizontal et la divergence verticale à la sortie est faible (80 cm à 5m de la focale).

L'angles moyen de détection peut varier de façon continue entre -5° et 80° . La détection des particules diffusées à 0° et à petits angles est possible grâce à une ouverture de 10 cm de hauteur tout le long d'un des retours de culasse qui laisse passer le faisceau primaire arrêté dans un piège en béton dont la position est variable (d'où sa dénomination de bloc d'arrêt mobile ou BAM), ce faisceau étant plus ou moins dévié par le champ magnétique selon son énergie et la position angulaire du spectromètre. La rotation du spectromètre (240 tonnes) et du BAM est assurée par des coussins d'air comprimé.

b) Les chambres à migration

La localisation des particules analysées par SPES III est donnée par deux types de chambres à migration multifils, l'une dite MIT [36] placée au voisinage du plan focal incliné à 41.7° par rapport à l'axe optique, les deux autres de type CERN perpendiculaires à l'axe optique (figure II.2).

La figure II.3 donne le schéma de la MIT. Elle comporte deux plans cathode en mylar graphité espacés de 26 mm et portés à haute tension négative (-9 kV) et un plan anode constitué de 352 fils de mesure en tungstène doré de $15 \mu\text{m}$ de diamètre et espacés de 6 mm. Le blindage contre les impulsions positives induites par ces fils de mesure est assuré par des fils de champ en cuivre-béryllium de $50 \mu\text{m}$ de diamètre portés au potentiel zéro. La chambre fonctionne à pression atmosphérique avec un mélange gazeux de 50% d'argon et 50% d'isobutane.

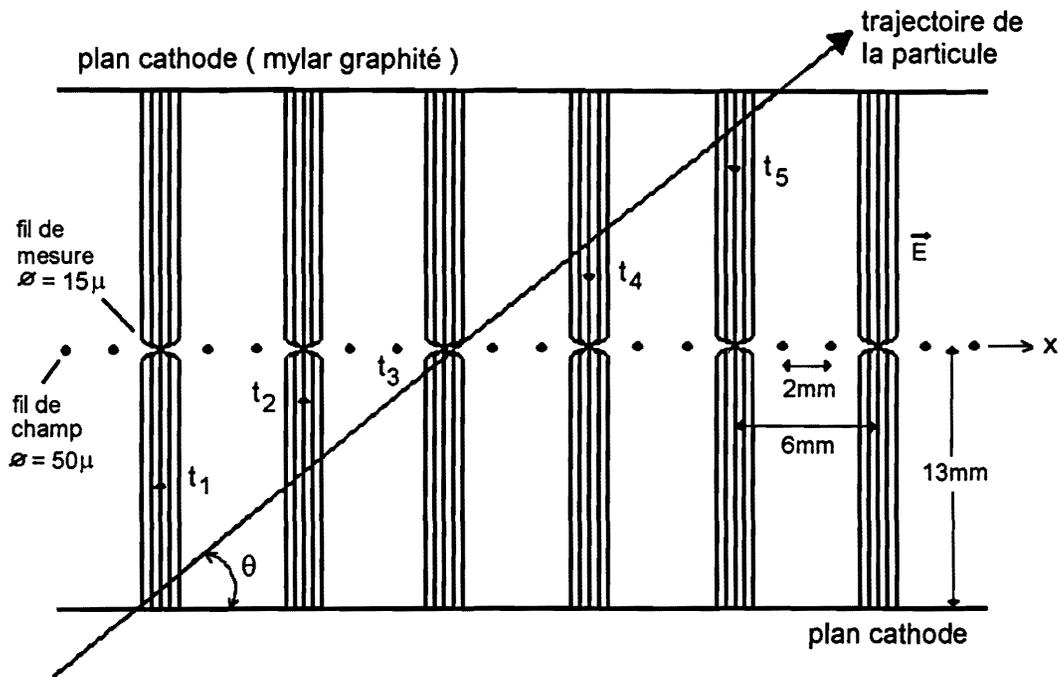


Figure II.3: Schéma de la chambre à migration type MIT.

La configuration du champ entre les plans cathodes provoque la migration des électrons de l'argon ionisé par une particule vers les fils anodes perpendiculairement au plan de mesure avec une vitesse constante de $50 \mu\text{m/ns}$ environ. Des relations géométriques simples permettant, à partir des temps de migration mesurés (figure II.4) et des numéros des fils touchés de calculer l'intersection X et l'inclinaison Θ de la trajectoire de la particule avec le plan de mesure (figure II.3). Les performances obtenues sont les suivantes [37]:

- Résolution spatiale: $\sigma_X = 90\mu\text{m}$
- Résolution angulaire: $\sigma_\Theta = 18 \text{ mrd}$ pour 3 fils touchés.
 $\sigma_\Theta = 13 \text{ mrd}$ pour 5 fils touchés.

Les chambres type CERN, au nombre de deux et distantes 40 cm (figure II.2) comprennent chacune trois plans de lecture X, U et V de 96 fils chacun. Les fils verticaux des plans X permettent de déterminer la coordonnée horizontale X et l'angle

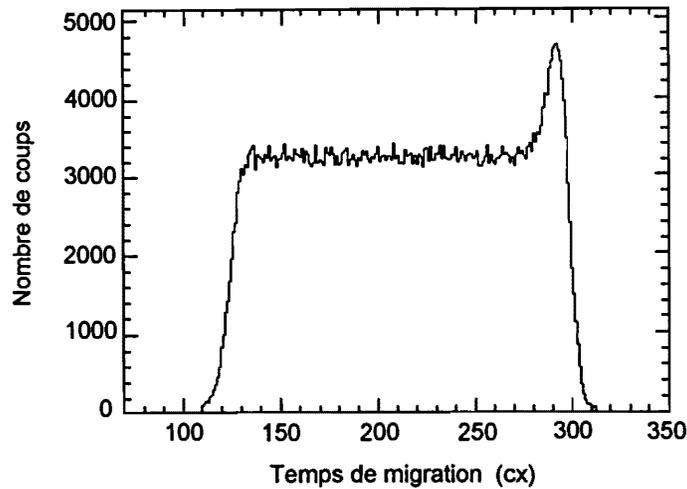


Figure II.4: Spectre de migration de la chambre type MIT. La largeur totale du spectre est de l'ordre de 260 ns correspondant au temps maximum que met un électron pour migrer jusqu'au fil de mesure avec une vitesse de $50\mu\text{m}/\text{ns}$.

horizontal Θ de la trajectoire. Les fils des plans U et V, inclinés à $\pm 15^\circ$ par rapport à la verticale, donnent des informations sur la position verticale et l'angle vertical de cette trajectoire. Chaque plan est constitué par la juxtaposition de plusieurs cellules de migration (figure II.5) de 5 cm de large. Chaque cellule comporte un doublet de fils anodes (tungstène doré de $20\mu\text{m}$ de diamètre) espacés de $700\mu\text{m}$ permettant de lever l'ambiguïté droite-gauche et un fil de champ à chacune de ses extrémités. Les plans cathodes sont constitués de 26 fils par cellule liés par une chaîne de résistance avec un potentiel maximum à l'extrémité de la cellule et un potentiel nul à la hauteur du doublet. Les fils de champ et les fils de cathodes sont en cuivre-béryllium de $50\mu\text{m}$ de diamètre. Le gaz utilisé est un mélange à pression atmosphérique de 63% d'argon et 37% d'éthane. Les tensions nominales de fonctionnement sont 2.2 kV pour les anodes et -2.5 kV pour les cathodes et fils de champ. On obtient ainsi, comme pour la MIT, une vitesse de migration des électrons de $50\mu\text{m}/\text{ns}$. Ces chambres CERN nous ont permis de déterminer l'efficacité locale de la chambre MIT. Elles donnent une résolution angulaire horizontale ($\sigma_\Theta = 2\text{ mrd}$) sensiblement meilleure que celle donnée par la chambre MIT. Par contre la résolution angulaire verticale s'est avérée insuffisante et surtout ces chambres disjonctaient fréquemment sous faisceau. Aussi

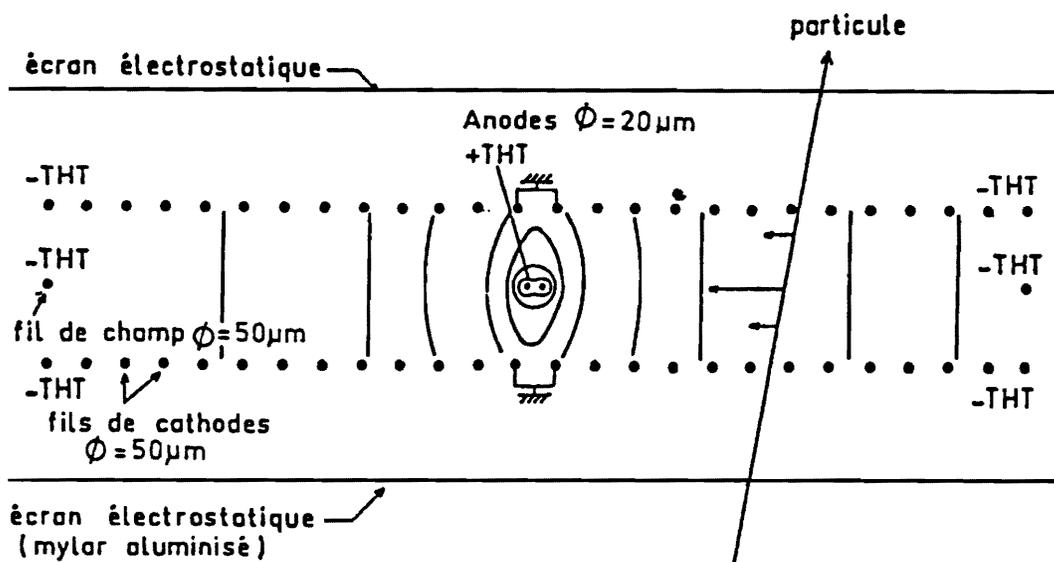


Figure II.5: Schéma d'une cellule de la chambre à migration type CERN.

a-t-on été conduit à ne pas utiliser les informations CERN dans l'analyse des données.

Pour ces deux types de chambres, la mesure des temps de migration est réalisée au moyen d'une électronique commune. Les signaux délivrés par les anodes sont amplifiés (gain 100) et mis en forme par des préampli-discriminateur (PAD) avec des seuils ($\simeq 400 \mu\text{V}$ pour la MIT, $600 \mu\text{V}$ pour les CERN) et des largeurs ($\simeq 60 \text{ ns}$) ajustables de la salle de mesure. Ces signaux sont ensuite reçus au moyen d'une liaison ECL ($\simeq 50 \text{ m}$) par des modules récepteurs reliés à un système de codage de temps conçu dans le laboratoire NEVIS et commercialisé par la société SEN. Le codage des temps, réalisé au moyen d'un générateur d'horloge de 83.33 MHz avec une précision de 1.5 ns , donne l'intervalle de temps entre le START donné par le signal anode et le STOP délivré par le déclencheur. Toutes ces informations codées sont étiquetées par des multiplexeurs qui leur ajoutent l'information " numéro fil touché " avant d'être transférées à un système d'acquisition rapide (SAR) via des interfaces.

c) Le déclencheur

Le déclencheur(ou trigger) est un ensemble de 70 scintillateurs répartis en 4 plans hodoscopés (nommés A, B, C, et D) (figure II.2). Il a un double but:

- Identifier et sélectionner parmi toutes les particules produites celles qui appartiennent à la réaction étudiée.
- Fournir un temps de référence aux informations données par les chambres à migration.

Les plans A et B, dont la distance de 3m constitue la base de temps de vol(TDV), sont composés chacun de 20 scintillateurs (NE110) de très bonne transmission de lumière et donnant une bonne précision temporelle. Chaque extrémité d'un scintillateur est reliée par l'intermédiaire d'un guide de lumière à un photomultiplicateur XP2232B. Les plans intermédiaires C et D sont composées de 15 scintillateurs vus par un seul scintillateur et ont pour seul rôle de réduire le taux d'événement fortuits. Le tableau II.3 donne les caractéristiques géométriques de chacun des compteurs du trigger.

Plan	Nombre de compteurs	Nombre de photomultiplicateurs	Dimensions(cm)		
			largeur	hauteur	épaisseur
A	20	$2 \times 20 = 40$	12.0	x 40	x 1.00
B	20	$2 \times 20 = 40$	18.0	x 80	x 1.00
C	15	15	18.7	x 55	x 0.64
D	15	15	21.3	x 68	x 0.64

Tableau II.3: Caractéristiques des compteurs du trigger.

L'identification des particules par TDV et dE/dX est réalisée dans un ensemble de 20 chassis correspondant au 20 détecteurs A_i . Chacun d'entre eux est associé à

plusieurs compteurs B_j (3 à 8 suivant A_i) dont les numéros sont déterminés une fois pour toute à partir des caractéristiques de SPES III. En d'autres termes, seules sont câblées les combinaisons $A_i B_j$ (il y en a 125) correspondant aux trajectoires physiquement possibles pour des particules issues du point cible et analysées par SPES III. Les informations analogiques des compteurs A_i et B_j sont transférées à des discriminateurs à fraction constante (DFC) qui donnent une référence temporelle indépendante de l'amplitude du signal (figure II.6). Pour que cette référence temporelle soit également indépendante de la position de la particule dans le détecteur, les signaux issus des 2 DFC d'un compteur A_i ou B_j sont envoyés dans un moyennneur de temps (figure II.7). L'électronique d'un châssis A_i permet de réaliser une sélection rapide en temps de vol au moyen d'un discriminateur de temps de vol (DMTV) qui valide un événement $A_i B_j$ lorsque ce TDV est situé dans une fourchette en temps choisie par le physicien et chargée électroniquement par un micro-processeur. La digitalisation du TDV est réalisée au pas de 125 ps.

Chacun des châssis A_i fonctionne de manière indépendante. La coordination entre eux est assurée par un 21^{ème} châssis qui recueille tous les signaux délivrés par les châssis A_i et impose que ces signaux soient conformes à la réaction étudiée. Dans le cas à titre d'exemple de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$, ce 21^{ème} châssis exigera deux signaux à l'entrée dans une fenêtre en temps que nous avons fixée à 40 ns. Le 21^{ème} châssis, après avoir validé un événement, envoie le signal STOP aux chambres pour le calcul du temps de migration.

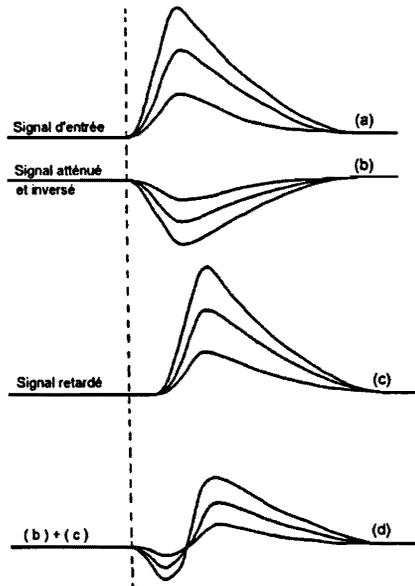


Figure II.6: Schéma de principe d'un Discriminateur à Fraction Constante(DFC). Le signal d'entrée (a) est inversé et atténué (b) puis ajouté au signal (a) retardé(c). La somme des deux (d) passe par zéro à un instant t_0 indépendant de l'amplitude du signal d'entrée. Le passage par zéro (changement de signe) est détecté et le signal de sortie délivré à cet instant précis.

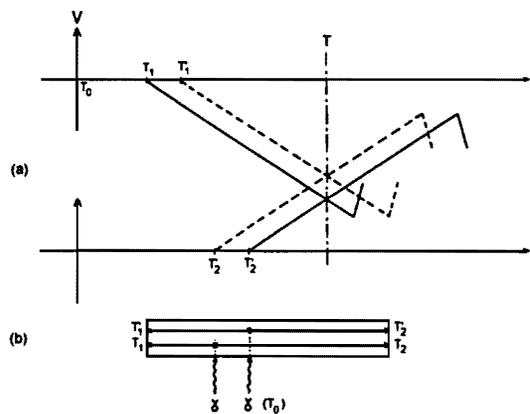


Figure II.7: Principe de fonctionnement d'un moyennneur de temps(MT). En $T_1(T_1')$ une capacité se charge ($I < 0$). En $T_2(T_2')$ une autre capacité se charge $I > 0$. Lorsque la somme des deux tensions passe par zéro(changement de signe), l'impulsion de sortie est délivrée et les charges des deux capacités remises à leurs valeurs initiales. Pour un détecteur de grande longueur, quelle que soit la position de l'impact, la valeur de T est la même.

Pour illustrer les performances du trigger, nous présentons, sur la figure II.8 deux spectres typiques de TDV provenant de particules produites dans l'interaction p-p à 1265 MeV et analysées par SPES III au champ nominal(3T). Ces spectres TDV correspondent aux couples A4B2 et A10B11 tous les deux associés à une impulsion et une bande en impulsion identiques(1 ± 0.1 GeV/c) mais à des trajectoires d'angles horizontaux différents. Les 3 pics observées, correspondant aux π , p et d, sont bien séparés sur ces spectres TDV. On rencontre une situation analogue sur tous les autres spectres TDV étudiés. C'est la raison pour laquelle il n'a pas été nécessaire dans l'analyse des données de recourir à l'information dE/dx donnée par les compteurs Ai. Les largeurs à mi hauteur des pics de la figure II.8 sont un reflet de la résolution intrinsèque du trigger(< 0.5 ns FWHM) mais aussi des fluctuations du TDV dues à la bande en impulsion analysée(0.1 GeV/c). Les deutons identifiés sur ces spectres sont issus de la réaction $pp \rightarrow d\pi$. Comme ils sont quasiment monoénergétiques, les pics TDV qui leur sont associés ont une largeur moindre que celles des pics π et p.

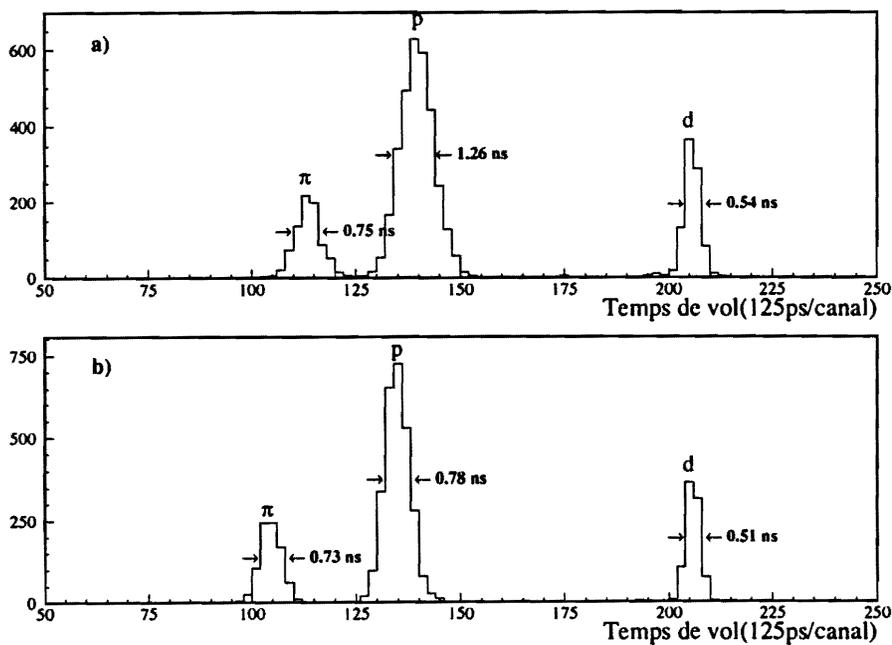


Figure II.8: a) Spectre de temps de vol du couple A4B2 et FWHM des pics.
b) Spectre de temps de vol du couple A10B11 et FWHM des pics.

3- La cible

Nous avons utilisé une cible d'hydrogène liquide refroidie par un ensemble cryogénique réalisé à l'IPN d'Orsay. La partie porte-cible de cet ensemble est constituée d'un cylindre en inox (figure II.9) équipé le long de son axe de symétrie de 4 appendices disposés verticalement et pouvant constituer 4 cibles de nature et d'épaisseur différentes. La cible présentée au faisceau peut être changée en cours d'expérience au moyen d'une commande à distance de la position verticale du porte cible.

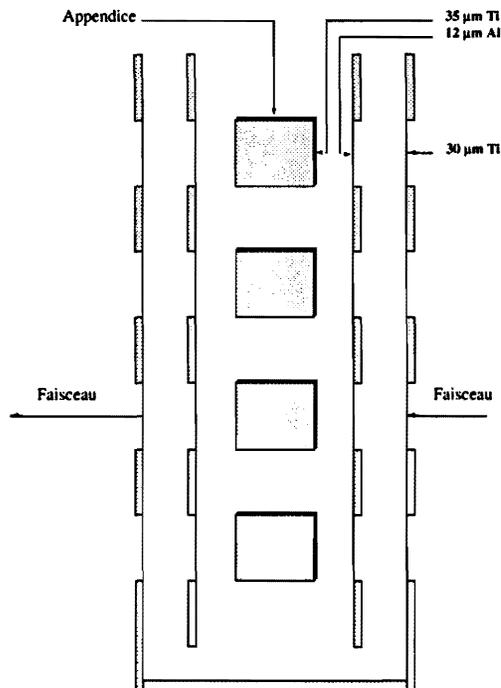


Figure II.9: Schéma du cylindre porte cible.

Outre la cible, le faisceau traverse plusieurs fenêtres. Le vide à l'intérieur du porte cible doit être poussé de manière à éviter le piégeage du gaz résiduel qui pourrait former une couche de glace sur les parois refroidies de l'appendice. Le vide du spectromètre et du tube par lequel arrive le faisceau n'étant que de quelques 10^{-4} Torr, il est isolé de celui du cylindre porte cible par des fenêtres de $30\ \mu\text{m}$ de Ti. En outre, pour réduire les échanges thermiques, deux fenêtres de $6\ \mu\text{m}$ d'Al chacune entourent la cible. Enfin, le confinement de la cible liquide dans l'appendice est assuré par une paroi en Ti de $35\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Avec une densité de 2.70 pour Al et 4.54 pour Ti,

l'épaisseur totale de fenêtre traversée par le faisceau est donc de:

$$2 \times [12 \times 2.7 + (30 + 35) \times 4.54] \times 10^{-1} = 65.5 \text{ mg/cm}^2$$

Les cibles présentent face au faisceau une surface carrée de $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Deux épaisseurs ont été utilisées l'une de 5 mm pour la cible dite mince et l'autre de 50 mm pour la cible dite épaisse. Toutefois lorsque les cibles sont remplies d'hydrogène liquide, leur parois se bombent (figure II.10) si bien qu'en leur centre les épaisseurs passent de 5 à 12.8 mm pour la cible mince et de 50 à 56.2 mm pour la cible épaisse.

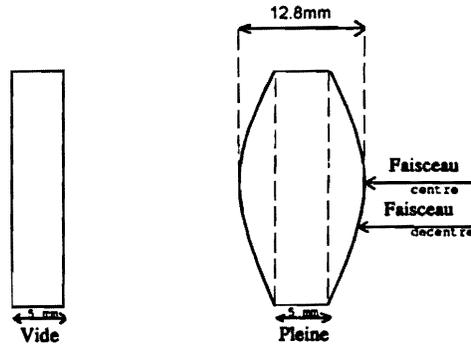


Figure II.10: Cible mince.

Avec un faisceau centré et en adoptant une densité de 0.0708 g/cm^3 pour l'hydrogène liquide à 20 K on a par conséquent une épaisseur de:

$$12.8 \times 0.0708 \times 10^2 = 90.62 \text{ mg/cm}^2 \quad \text{pour la cible mince}$$

$$56.2 \times 0.0708 \times 10^2 = 397.90 \text{ mg/cm}^2 \quad \text{pour la cible épaisse}$$

Nous avons tenu compte du bombé des parois de la cible dans le programme de simulation (voir chap. III paragraphe 2) pour calculer les sections efficaces et les effets dE/dx . On observe en effet (voir chap. III paragraphe 3) que les spectres expérimentaux ne sont correctement reproduits par la simulation que si l'on admet un décentrage du faisceau de $4 \pm 2 \text{ mm}$. Ce décentrage réduit de $2\% \pm 1.5\%$ l'épaisseur de la cible mince. Il est sans conséquence significative sur l'épaisseur de la cible épaisse. Il est intéressant de noter qu'après cette observation, un relevé par les géomètres de la position des profileurs de faisceau placés devant la cible a montré un décentrage entre le centre de la cible et celui des profileurs parfaitement cohérent avec celui obtenu au moyen du programme de simulation.

4- Le monitoring

Le contrôle de la qualité et de l'intensité du faisceau ainsi que la mesure du nombre de particules incidentes sont réalisés au moyen de 3 détecteurs moniteurs (figure II.11).

- Une chambre à ionisation (CHIO) fixée sur le bloc d'arrêt mobile en aval de la cible. Elle fournit un taux de comptage directement proportionnel à l'intensité du faisceau.
- Deux télescopes (M, M'), composés de quatre scintillateurs chacun, visant la cible sous un angle de 44° pour M et 35° pour M'. Contrairement à la CHIO, les taux de comptage des moniteurs M et M' dépendent de la nature, de l'épaisseur et de l'angle de la cible.

Le contrôle en cours d'expérience des rapports des taux de comptage $M/CHIO$, $M'/CHIO$ et M/M' nous permettent de mettre en évidence une éventuelle défaillance de l'un des nombreux éléments magnétiques de la ligne de faisceau.

L'étalonnage absolu de la CHIO, M et M' est réalisé pour chaque énergie par irradiation d'une pastille de carbone par le faisceau. La mesure de l'activité β du C^{11} provenant de la réaction $C^{12}(p, pn)C^{11}$ dont on connaît la section efficace, permet de déterminer le nombre de particules incidentes [38] avec une précision comprise entre 8 et 11%.

Le signal délivré par un des deux télescopes est renvoyé à la salle de contrôle pour asservir la machine. Par ce procédé on obtient un flux de protons quasi constant au cours du déversement et par conséquent on minimise le temps mort de l'électronique d'acquisition.

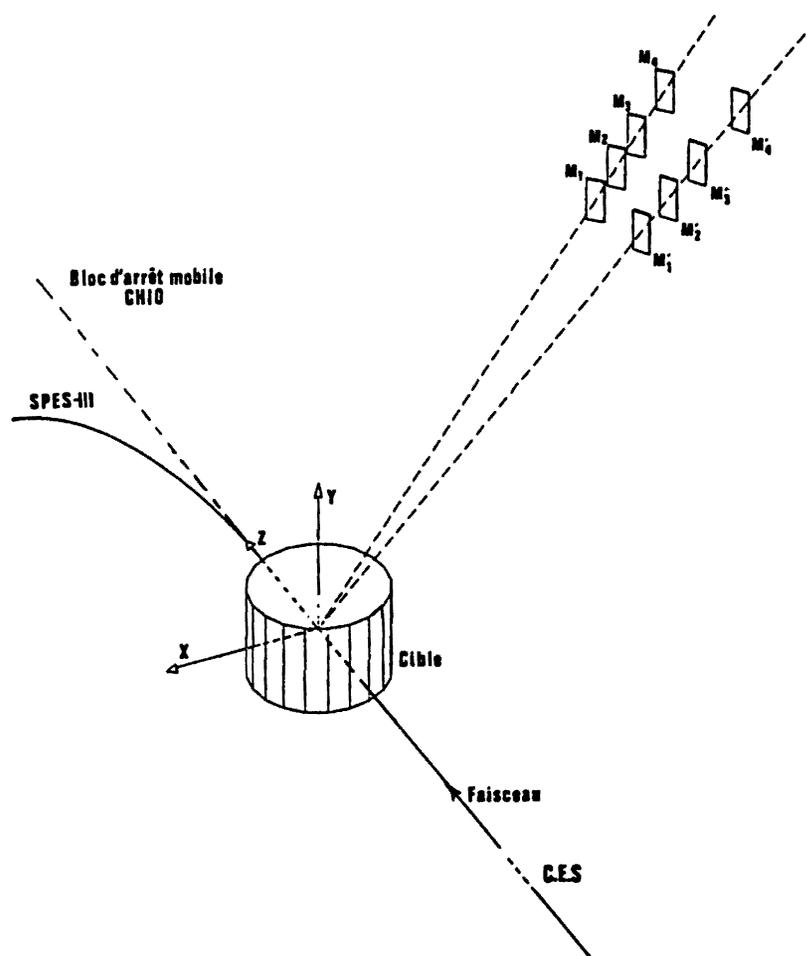


Figure II.11: Les moniteurs de faisceau.

CHAPITRE III

Analyse des données

Chapitre III

Analyse des données

1- Traitement des données expérimentales

a) Mesure du temps mort

Le temps mort de l'électronique et du système d'acquisition est mesuré au moyen d'un générateur d'impulsions piloté par le taux de comptage d'un moniteur de faisceau. Les impulsions déclenchent les photodiodes d'un couple de scintillateurs AiBj pour générer un événement simulé traité par l'électronique et l'acquisition comme un événement réel. Le temps mort est donné par le rapport du nombre d'événements générateurs reçus sur le nombre d'événements générateurs envoyés. Il est contrôlé en ligne. Lors des prises de données, l'intensité du faisceau est choisie de manière à avoir en général un temps mort inférieur à 10%. Ceci nous a conduit à limiter l'intensité du faisceau à environ 3×10^8 protons par cycle Saturne de 1 seconde ce qui donnait un taux d'acquisition de l'ordre de 200 événements double traces.

b) Efficacité des scintillateurs du déclencheur

La mesure de l'efficacité des scintillateurs du déclencheur pour chaque couple AiBj en coïncidence avec les compteurs Ck et Dl des plans intermédiaires est réalisée au moyen d'un dispositif expérimental (figure III.1) composé de 10 détecteurs :

- Un détecteur mobile, appelé joker J_A , situé devant le plan A, plus petit que les détecteurs A_i .
- Huit détecteurs mobiles, appelés jokers J_{B_j} , placés derrière les huit détecteurs B_j associés à un A_i .
- Un dernier détecteur, joker J_B , recouvre horizontalement les huit détecteurs J_{B_j} . Sa fonction est de réduire le taux d'événements fortuits.

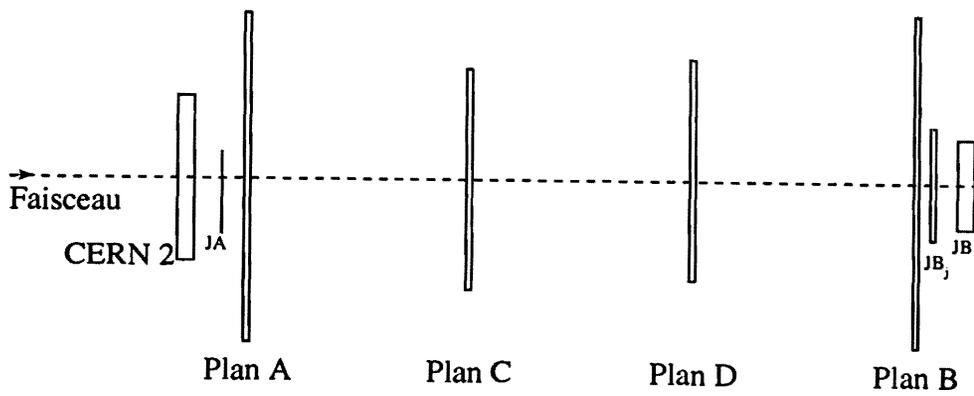


Figure III.1: Dispositif de mesure de l'efficacité du déclencheur.

L'efficacité d'un couple $A_i B_j$ est donnée par

$$\varepsilon(A_i B_j) = \frac{N(A_i B_j * J_A * J_{B_j} * J_B)}{N(J_A * J_{B_j} * J_B)}$$

$N(A_i B_j * J_A * J_{B_j} * J_B)$ est le nombre de coïncidences entre $A_i B_j$, le joker J_A , le joker J_{B_j} et le joker J_B , et $N(J_A * J_{B_j} * J_B)$ est le nombre de coïncidences entre le joker J_A , le joker J_{B_j} et le joker J_B .

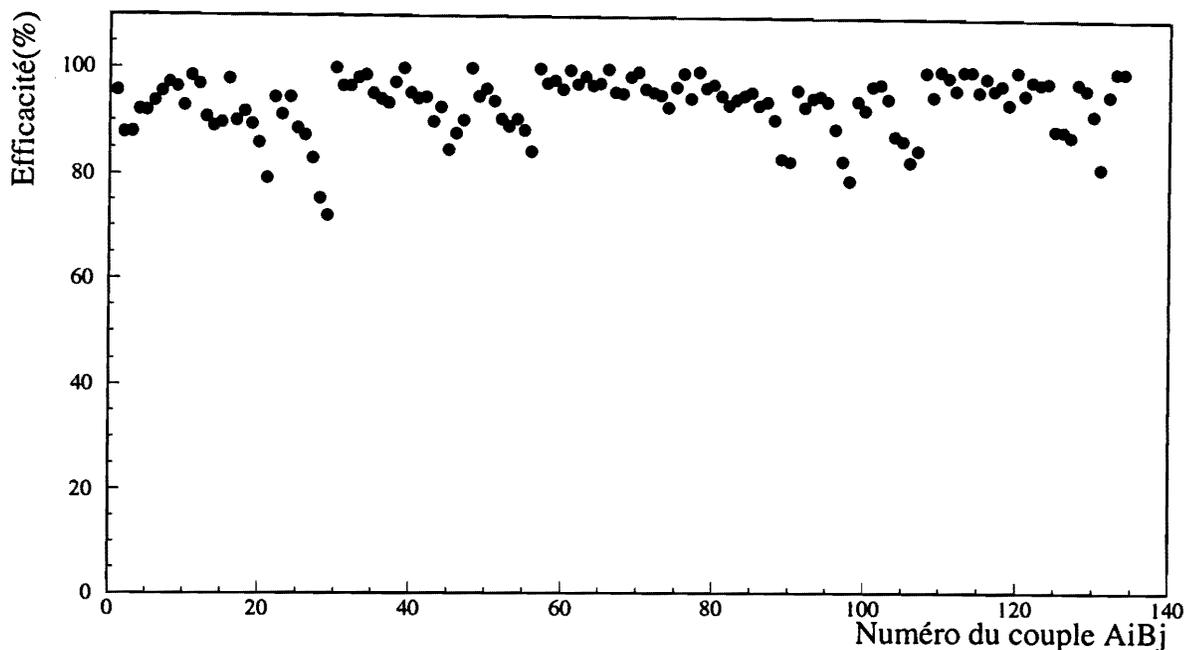


Figure III.2: Efficacité en protons du déclencheur en fonction des 134 couples de scintillateurs A_iB_j .

Dans la figure III.2 nous présentons l'efficacité mesurée en protons des 134 couples. Elle est en général supérieure à 95%. Ces données sont introduites dans un fichier du programme de simulation pour le calcul du taux de perte d'événements.

c) Efficacité de la chambre MIT

Lorsqu'un système de détection comprend au moins trois chambres à localisation, on utilise habituellement les informations spatiales de deux d'entre elles pour mesurer les caractéristiques (en particulier l'efficacité) de la troisième en fonction de la position des trajectoires. Cette méthode de mesure des efficacités locales a été proposée et utilisée pour SPESIII[39, 40] dans le cas de la détection d'une seule particule.

Cependant à cause du champ de fuite de l'aimant, très élevé et inhomogène, cette méthode s'est avérée difficile à mettre en œuvre et insuffisamment précise dans le cas de la détection de deux particules en coïncidence.

En fait l'identification par le déclencheur des deux réactions $pp \rightarrow pp\eta$ et $pp \rightarrow \pi^+d$ ne met en jeu qu'un nombre relativement limité de compteurs et de discriminateurs de temps de vol que l'on détermine lors de l'exploitation des données pour les diverses situations expérimentales.

Ensuite les événements sélectionnés par ces seuls éléments du déclencheur ainsi déterminés servent de référence pour calculer l'efficacité de la chambre pour chacune des réactions.

L'efficacité que nous mesurons inclut l'efficacité intrinsèque de la chambre y compris les pertes inhérentes à l'inclinaison des trajectoires, les pertes géométriques essentiellement liées à la dimension verticale limitée de la chambre et également les pertes d'alignement dues aux ambiguïtés d'attribution de la nature de la particule à chaque trace. A titre d'exemple les efficacités aux deux réactions sont données ci-dessous pour l'énergie incidente de 1265 MeV.

Réaction	Efficacité		
	Détection 2 particules	Alignement	Globale
$pp \rightarrow pp\eta$	0.73 ± 0.02	0.84 ± 0.02	0.61 ± 0.03
$pp \rightarrow \pi^+d$	0.86 ± 0.02	0.92 ± 0.02	0.79 ± 0.03

d) Programme de traitement des données expérimentales

Les données, stockées sur bandes magnétiques, sont traitées au moyen d'un programme mis au point au CRN et implanté au CCPN de Lyon. Les principales étapes du programme présentées dans le tableau III-1 sont les suivantes:

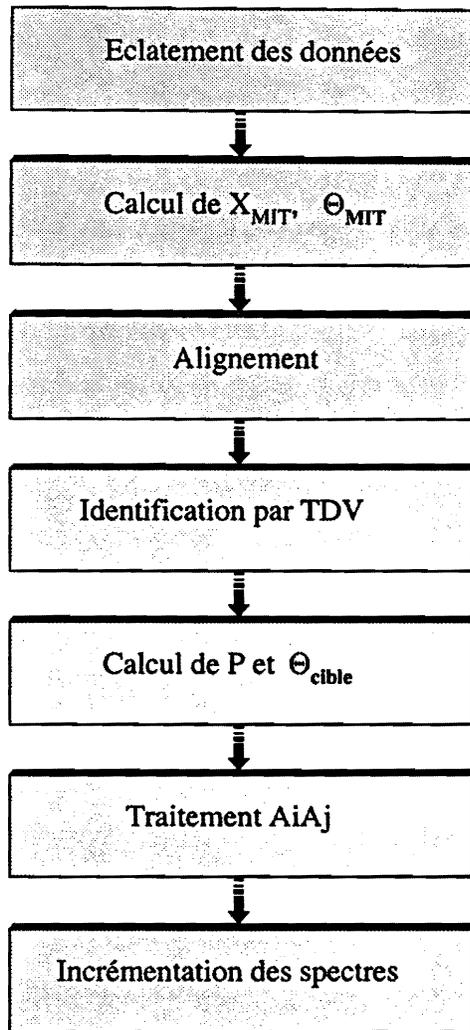


Tableau III.1: Organigramme du programme de traitement des données.

- Eclatement des données

A chaque cycle Saturne, les données sont stockées dans 2 blocs. Le premier, de longueur fixe, contient les informations sur les échelles et en particulier celles concernant les moniteurs de faisceau CHIO, M et M'. Le deuxième, de longueur variable, contient les informations issues des chambres (Numéros des fils touchés et temps de migration) et du trigger (Numéros des Ai et Bj touchés, temps de vol AiBj, temps de vol AiAj, dE/dx des Ai touchés).

Toutes ces informations sont rangées dans des tableaux en vue de leur traitement.

- Calcul de X_{MIT} et Θ_{MIT}

A partir des informations de la chambre à migration MIT, on calcule la coordonnée X_{MIT} point d'intersection de la trajectoire avec le plan de fils et l'angle horizontal Θ_{MIT} de la trajectoire (voir figure II.3). Le nombre de fils touchés par trajectoire est en moyenne de 5. Il dépend de l'angle Θ_{MIT} . Lorsque une trajectoire touche moins de 3 fils l'événement correspondant est rejeté. Ce cas peut être provoqué par un défaut d'efficacité de la chambre ou par une particule ne provenant pas de la cible.

- Alignement

L'alignement établit, pour chaque trace, la corrélation entre d'une part les informations X_{MIT} et Θ_{MIT} et d'autre part les informations "numéros" des Ai et Bj touchés après reconstruction complète des trajectoires courbées par le champ de fuite de SPES III. On calcule la trajectoire entre la MIT jusqu'au plan B du déclencheur selon 2 méthodes. La première utilise un jeu de paramètres établi expérimentalement et la seconde un jeu de paramètres calculés à partir des cartes de champ de fuite de SPES III. Les résultats obtenus pour chacune de ces 2 méthodes diffèrent de 14% en nombre d'événements à deux traces. Cet écart est sans conséquence sur le calcul de la section efficace à condition que la même méthode soit adoptée dans le programme de traitement et le programme de simulation (voir MITPLAN dans para 2 ci-dessous).

- Identification par TDV

A chaque couple $A_i B_j$ est associé une information TDV qui, comparée à un fichier de fenêtres en temps, permet d'identifier la particule.

- Calcul de P et Θ_{cible}

A partir des informations X_{MIT} et Θ_{MIT} , l'impulsion P de la particule et l'angle horizontal Θ_{cible} de sa trajectoire avec le faisceau incident sont calculés au moyen d'un jeu de coefficients appelés coefficients de remontée sur cible. Le jeu que nous avons utilisé comporte 32 coefficients. Ils relient les informations MIT aux informations sur cible suivant les relations:

$$P = \sum_{i,j=0,3} a_{ij} X_{MIT}^i \Theta_{MIT}^j$$

$$\Theta_{cible} = \sum_{i,j=0,3} b_{ij} X_{MIT}^i \Theta_{MIT}^j$$

Pour déterminer les coefficients a_{ij} et b_{ij} la méthode consiste à calculer X_{MIT} et Θ_{MIT} pour un ensemble de trajectoires d'impulsion P et d'angle Θ_{cible} au niveau de la cible avec le programme ZGOUBI [41] qui utilise les cartes de champ magnétique mesuré de SPES III. Puis on paramétrise les informations cible en fonction des variables X_{MIT} et Θ_{MIT} .

- Traitement $A_i A_j$

Pour un événement à 2 traces identifiées, on connaît pour chacune d'entre elles la nature de la particule qui lui est associée, son impulsion et le numéro du A_i touché. On peut donc calculer le temps de vol $t(A_i)$ de cette particule pour parcourir la distance cible- A_i ainsi que le temps de vol $t(A_j)$ de la deuxième particule pour parcourir la distance cible- A_j . S'il s'agit d'un événement physique, les 2 particules sont émises simultanément de la cible et la différence $TDV(A_i A_j)_{calculé} = t(A_i) - t(A_j)$ doit alors coïncider avec la différence $TDV(A_i A_j)_{mesuré}$ donnée par l'électronique. La figure III.3 donne le spectre $\Delta t = TDV(A_i A_j)_{mesuré} - TDV(A_i A_j)_{calculé}$. Le pic prononcé centré à 0 ns et d'environ 5 ns de large à la base (2 ns FWHM) que l'on observe correspond aux événements physiques. Il est encadré par un continuum du aux

événements fortuits et aux événements provenant pas de la cible. Dans notre traitement, ce continuum est rejeté lorsque l'événement correspondant est en dehors d'une fenêtre centrée à 0 ns et de ± 3 ns de large. La figure III.4a illustre

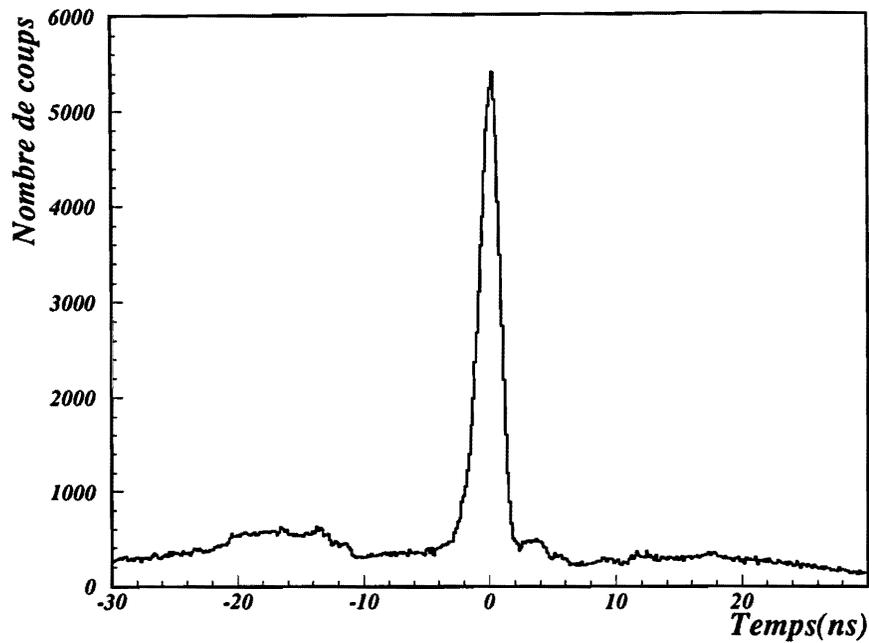


Figure III.3: Spectre $\Delta t = TDV(A_i A_j)_{mesure} - TDV(A_i A_j)_{calcule}$.

l'effet de ce conditionnement sur le spectre de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à 1.3 GeV. Ce spectre présente 2 structures qui signent la production de π^0 et du η . Lorsque l'on soustrait le spectre conditionné du spectre non conditionné le résultat, donné par la figure III.4b, donne un spectre où plus aucune structure significative n'apparaît prouvant que le conditionnement adopté ne fait pas perdre d'événement physique.

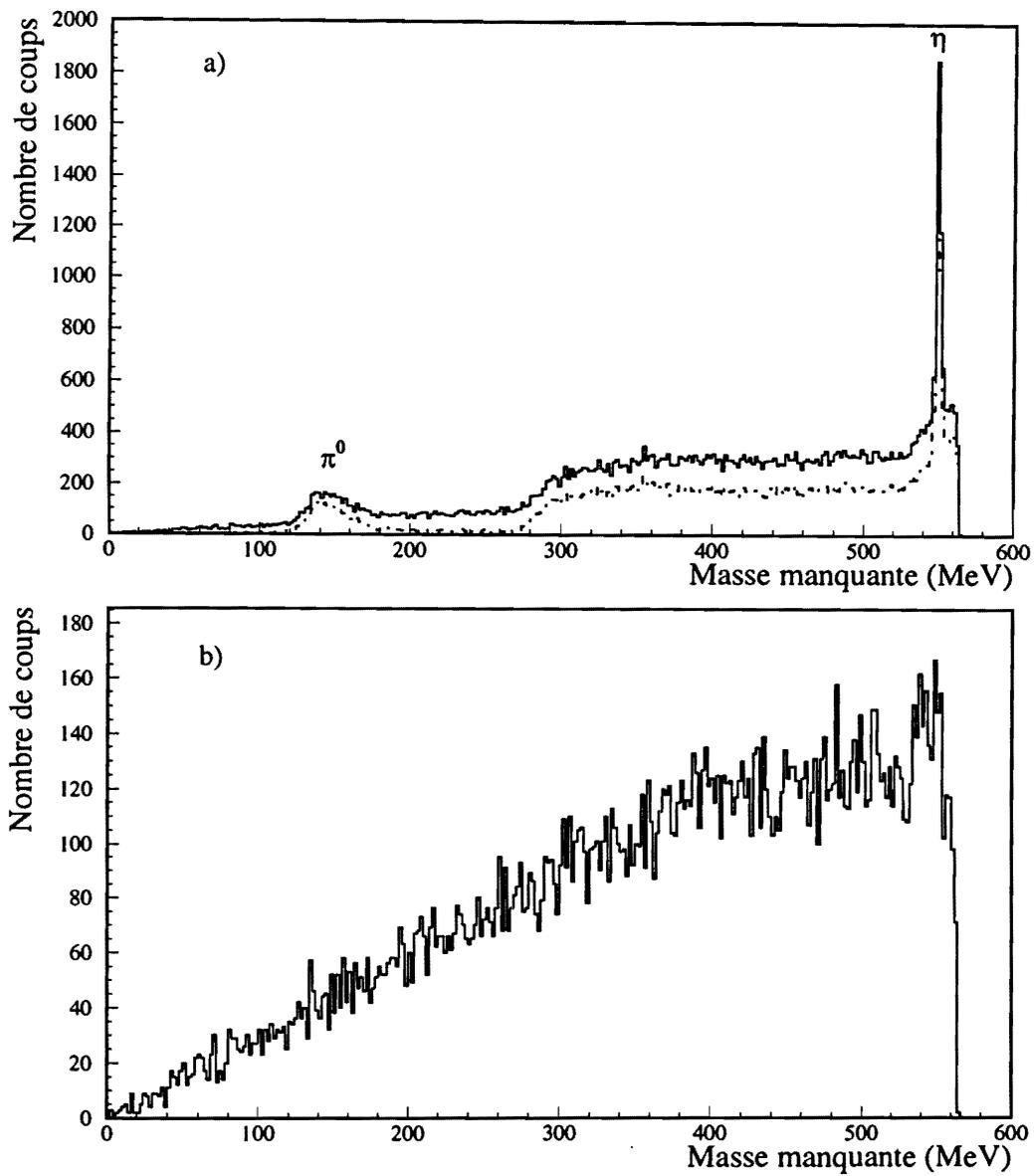


Figure III.4: a) Spectre de masse manquante $pp \rightarrow ppX$ à 1.3 GeV sans (histogramme continu) et avec (histogramme discontinu) traitement de l'information TDV $A_i A_j$. b) Différence des 2 spectres de la figure III-4a.

2- Programme de simulation

a) Caractéristiques cinématiques de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil.

Au seuil de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ ($T_p = 1254.6$ MeV), il n'y a pas d'énergie disponible dans le système du centre de masse(cm). En d'autres termes, les vitesses de chacune des particules sortantes sont nulles dans le cm et par conséquent égales en module et direction à celle du cm dans le système du laboratoire. Les deux protons diffusés ayant même vitesse et des angles relatifs nuls, la réaction à trois corps $pp \rightarrow pp\eta$ se réduit à une réaction à deux corps $pp \rightarrow (p_1p_2) + \eta$ avec $p_{p1} \simeq p_{p2} \simeq 767$ MeV/c au seuil. SPES III étant positionné à 0° on détecte alors tous les protons associés à la production du η ce qui permet d'en déduire la section efficace totale correspondante. Dès que l'on s'éloigne du seuil, ces protons ne sont plus ni monocinétiques ni unidirectionnels: ils sont émis dans une bande en impulsion Δp (figure III.5a) et en angle $\Delta\theta$ (figure III.5b) qui augmentent rapidement avec l'énergie (figure III.6a et III.6b) pour dépasser l'acceptance de SPES III même à des énergies relativement proches du seuil. Ainsi à 1265 MeV, soit 10 MeV au dessus du seuil, on peut estimer de la figure III.6b que l'acceptance angulaire de SPES III(± 50 mrd) fait perdre environ 40% des événements de $pp \rightarrow pp\eta$. Une mesure de σ_t reste néanmoins possible si l'on sait calculer ces pertes. Comme nous l'avons vu, elles dépendent fortement de l'énergie et par conséquent de la dispersion du faisceau ainsi que des effets dE/dx dans la cible. Elles ont aussi leur origine dans la granularité de la détection et dans les caractéristiques de l'électronique. Ces pertes sont donc une fonction complexe d'un grand nombre de paramètres ce qui, pour les calculer, nous a amené à concevoir un programme de simulation appelé SIMULSP3 mis au point et exploité sur l'IBM du CCPN de Lyon.

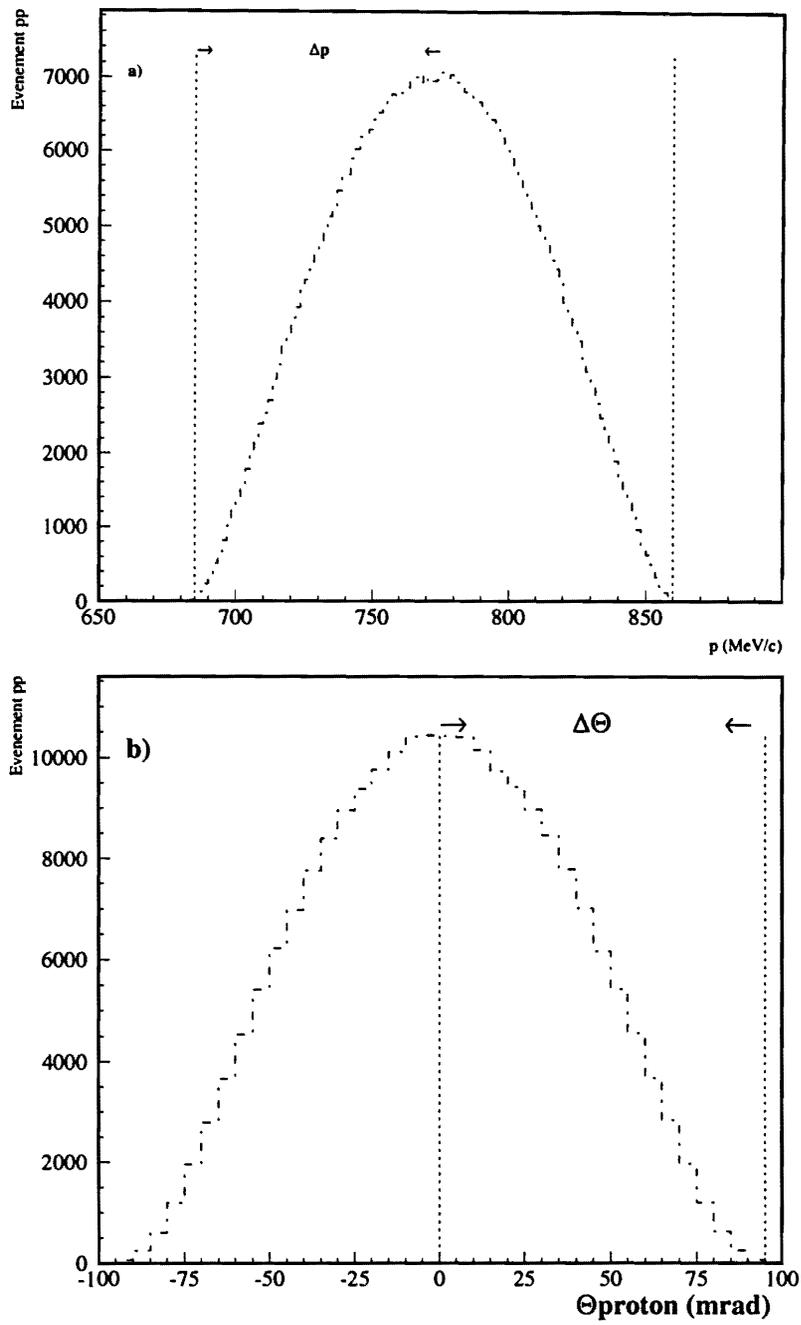


Figure III.5: Distribution, donnée par l'espace de phase, a) de l'impulsion des protons et b) de l'angle d'émission des protons dans le cas de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ à l'énergie $T_p = 1265$ MeV pour $m_\eta = 547.45$ MeV.

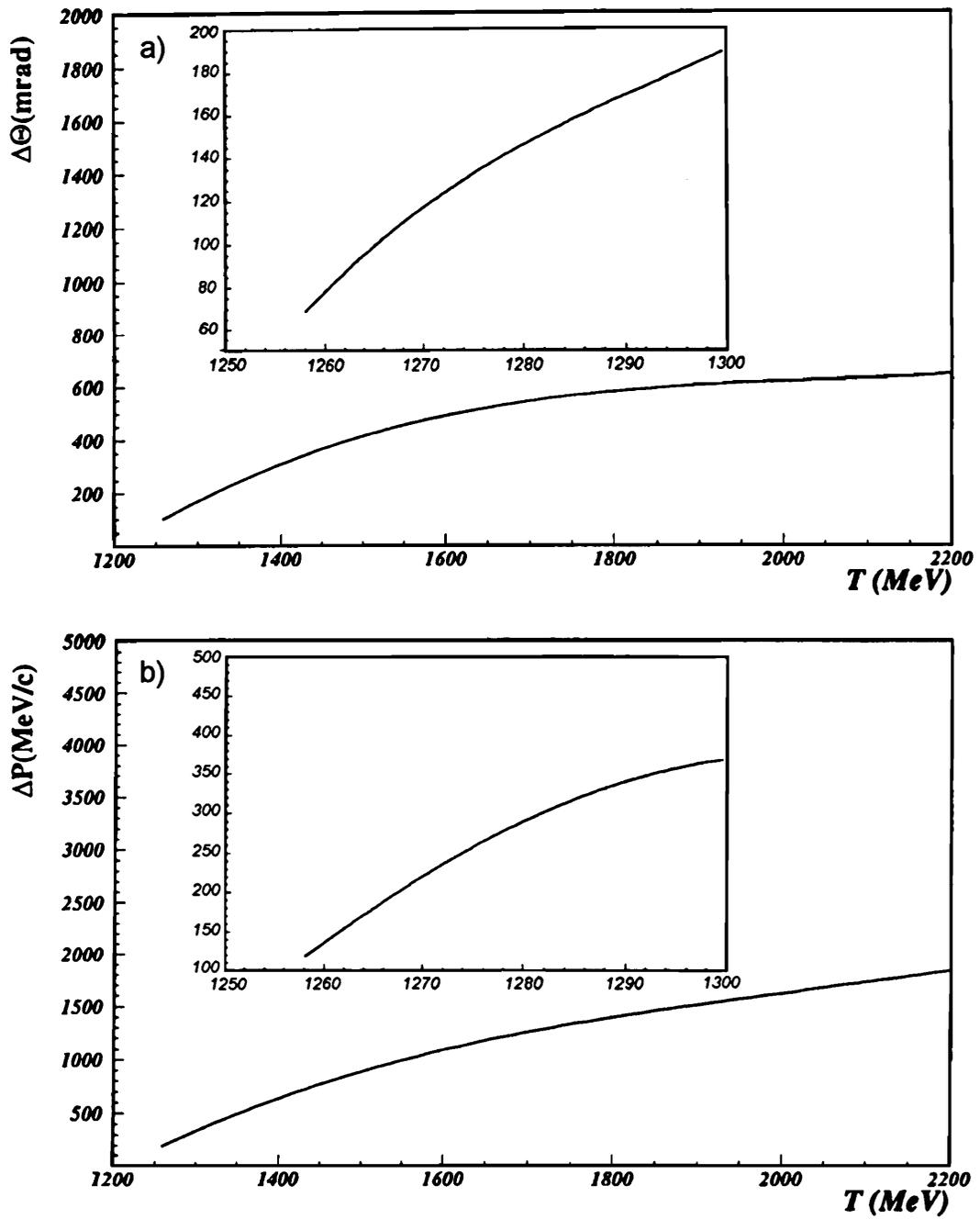


Figure III.6: Variations a) de la bande angulaire $\Delta\Theta$ et b) de la bande en impulsion ΔP des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ en fonction de l'énergie incidente du faisceau. Les grandeurs ΔP et $\Delta\Theta$ sont définies sur la figure III.5.

b) Description du programme de simulation

Le programme de simulation SIMULSP3 est un programme Monte Carlo. Il génère l'espace de phase [42] d'une réaction dans laquelle deux particules sont détectées et prend en compte tous les paramètres de l'expérience: dispersion du faisceau, effet dE/dx , caractéristiques de SPESIII, géométrie et résolution des différents éléments de la détection, caractéristiques de l'électronique. Il construit des spectres simulés qui, comparés aux spectres expérimentaux, nous permettront de déterminer l'énergie du faisceau (Chap. IV.1) et la masse du η (Chap. IV.2). Il calcule les pertes d'événements ce qui nous donne accès à des mesures de section efficace totale de $pp \rightarrow pp\eta$ (Chap. IV.3).

Le tableau III.2 présente l'organigramme du programme de simulation dont les différentes étapes sont les suivantes:

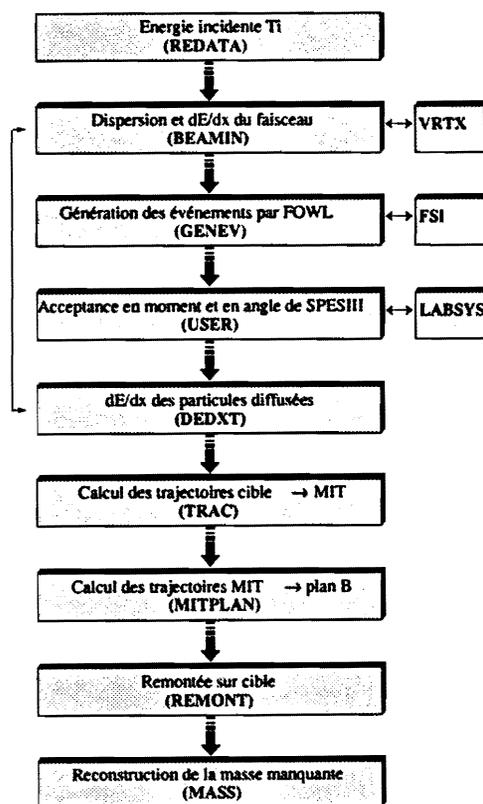


Tableau III.2: Organigramme du programme de simulation des données.

REDATA

Fichier qui définit la voie d'entrée de la réaction(masse des particules et énergie du faisceau) et la voie de sortie(nombre et masse des particules).

BEAMIN

L'énergie du faisceau est corrigée par prise en compte de la dispersion du faisceau et sa perte d'énergie dans la cible. La dispersion, supposée être de forme gaussienne, est générée par tirage aléatoire gaussien de largeur en impulsion Δp avec $\Delta p/p = 6 \times 10^{-4}$ FWHM valeur communément admise pour le faisceau de Saturne. Pour la perte d'énergie, on appelle au préalable le sous programme VRTX, décrit plus bas, qui permet d'introduire un décentrage du faisceau et de calculer l'épaisseur correspondante de la cible en tenant compte de sa forme bombée (figure II.10). La perte d'énergie dans la cible fait appel au sous-programme DEDXT décrit plus bas. Elle est calculée après avoir déterminé la distance parcourue dans la cible par tirage aléatoire uniforme sur l'épaisseur.

GENEV

Les événements simulés sont générés par un tirage aléatoire qui à partir des lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion en déduit les distributions d'espace de phase dans le cm [42] et donne pour chaque particule de l'état final son énergie totale et son impulsion $\vec{P}(P_x, P_y, P_z)$. Le programme FSI(Final State Interaction) permet d'introduire des interactions entre les particules de l'état final ce qui a pour effet de modifier les distributions d'espace de phase. Ces modifications, qui dépendent de la description des interactions, sont étudiées dans le chapitre IV .

LABSYS

Les événements générés par GENEV dans le cm sont transformés dans le laboratoire. Pour réduire le temps de calcul on élimine à ce niveau les événements situés en dehors de l'acceptance de SPESIII.

VRTX

Au voisinage de la cible, le champ de fuite de SPESIII provoque un décentrage du faisceau. Sa prise en compte, en faisant appel à VRTX, améliore significativement l'accord avec l'expérience comme le montre la figure III.7 qui donne les distributions angulaires expérimentales et simulées des pions de $pp \rightarrow d\pi$ à 1265 MeV. Sans décentrage du faisceau, on peut observer sur cette figure que la simulation reproduit mal l'expérience pour les pions émis à $\Theta_\pi \simeq +50$ mrd et $\Theta_\pi \simeq -50$ mrd (figure III.7a).

En introduisant un décentrage vertical de 4 mm et angulaire de 4 mrd, le spectre simulé obtenu (figure III.7b) reproduit de manière tout à fait satisfaisante le spectre expérimental.

DEDXT

Les pertes d'énergie du faisceau et des particules diffusées sont calculées par DEDXT. Ce programme tient compte du caractère statistique de la perte d'énergie (straggling). La figure III.8 donne un résultat du calcul de perte d'énergie par DEDXT avec et sans straggling.

TRAC

Connaissant les impulsions et les angles des particules diffusées après la cible, TRAC appelle le programme ZGOUBI [41] qui, par résolution pas à pas des équations du mouvement à partir des cartes de champ de SPESIII, détermine les trajectoires jusqu'à la MIT. L'intersection de ces trajectoires avec la chambre MIT définit la coordonnée horizontale X_{MIT} et l'angle horizontal Θ_{MIT} . Les trajectoires situées en dehors de la géométrie MIT ainsi que celles qui heurtent les pièces polaires de SPESIII sont rejetées.

MITPLAN

Cette étape établit pour chaque trace la corrélation entre les informations MIT (X_{MIT} , Θ_{MIT}) et les informations déclencheur (numéros des A_i et B_j touchés) selon la même méthode que celle utilisée dans l'étape d'alignement du programme de traitement.

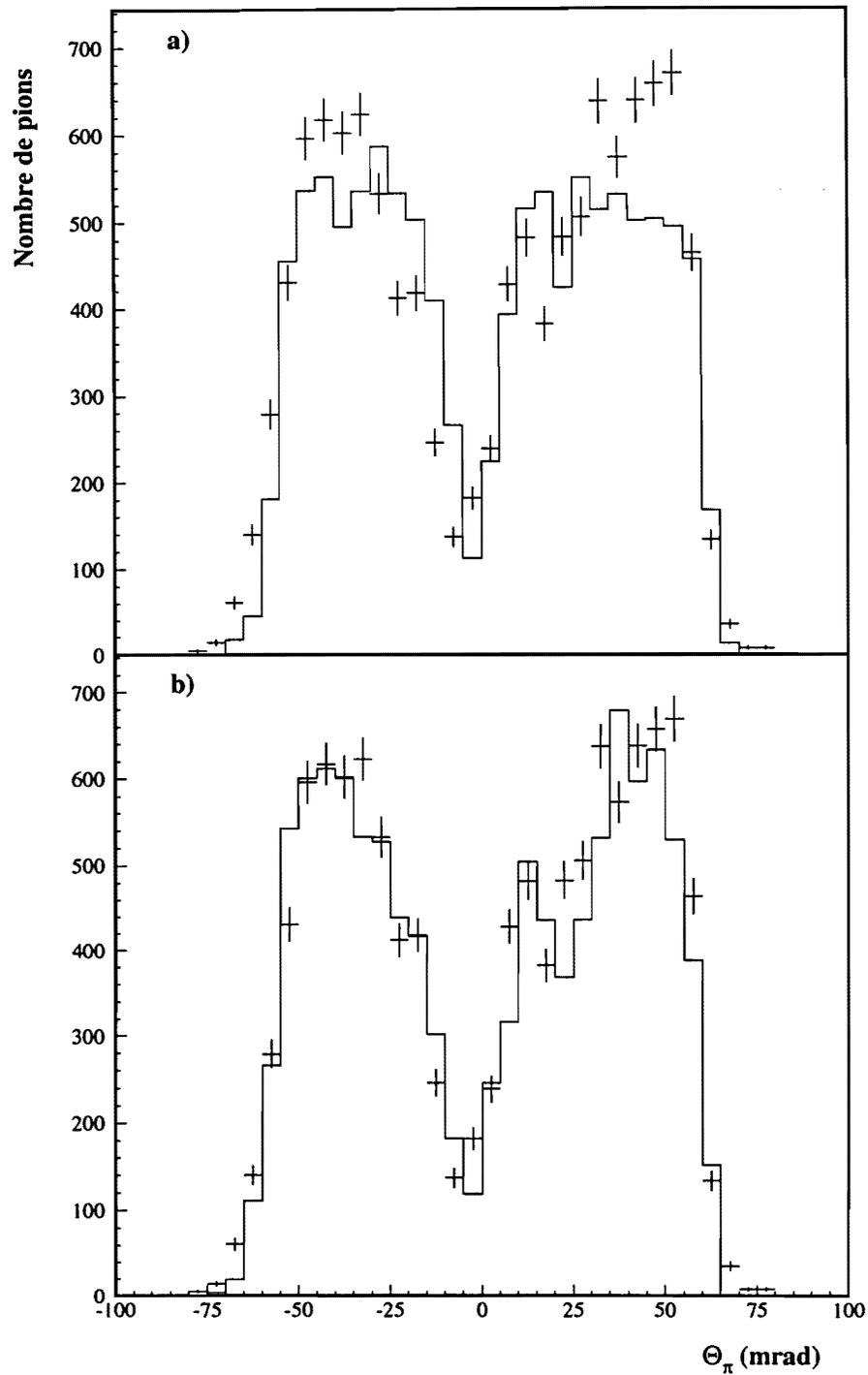


Figure III.7: Distribution angulaire expérimentale et simulée des pions de $pp \rightarrow d\pi$ à 1265 MeV. On a, entre l'expérience et la simulation, un mauvais accord avec un faisceau simulé centré sur cible (fig. du haut) et un bon accord avec un faisceau simulé décentré sur cible (fig. du bas)

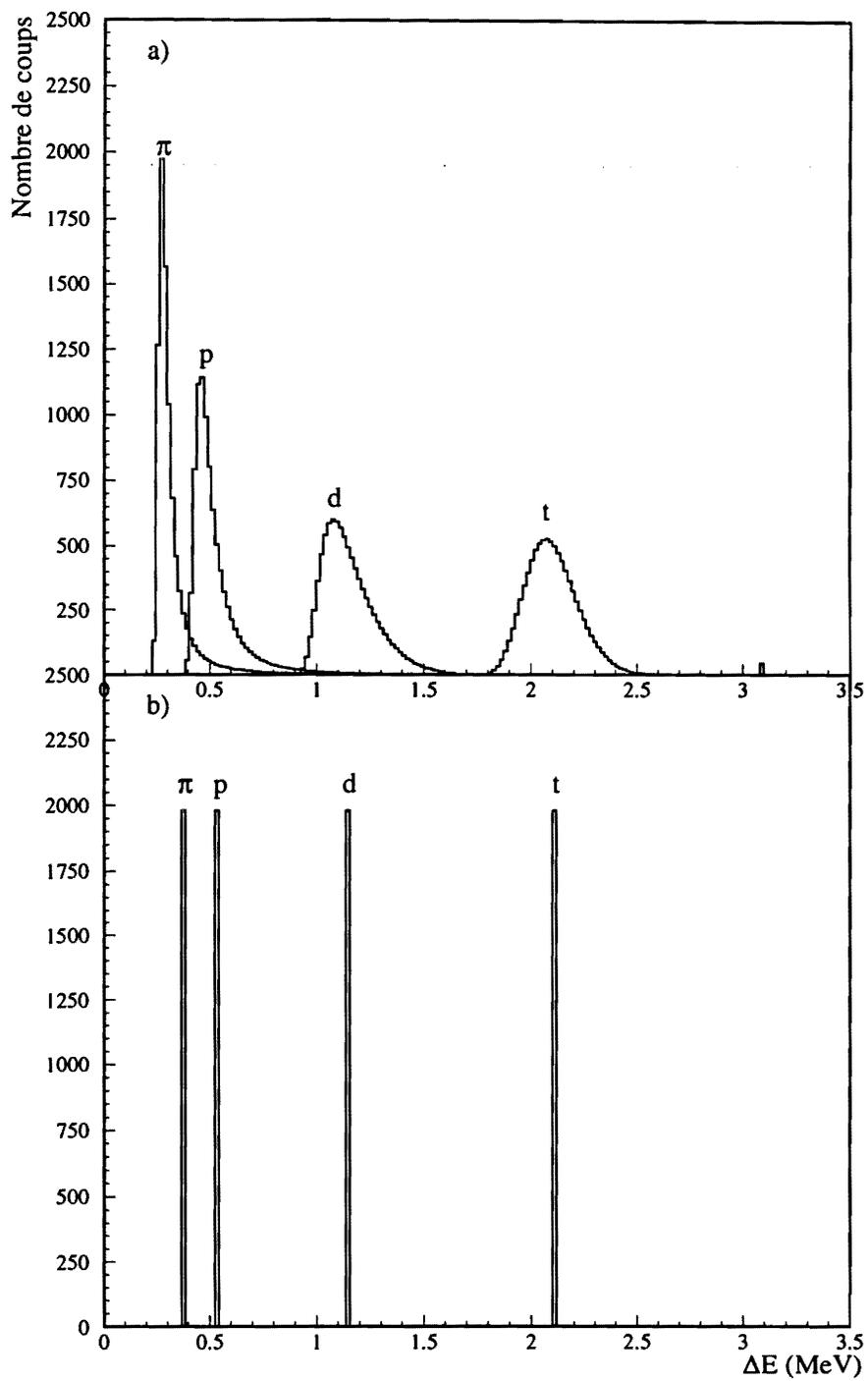


Figure III.8: Perte d'énergie ΔE des π , p , d et t de 1 GeV/c dans une cible d'hydrogène liquide de 1 cm a) avec et b) sans straggling.

Elle calcule ensuite les pertes d'événements à deux traces au niveau de la MIT et du déclencheur.

Au niveau de la MIT, un événement est considéré comme perdu lorsque les deux traces ont chacune une information X_{MIT} dont la différence est inférieure à trois fils MIT ($\simeq 10$ mm). Cette perte d'événement se traduit par ce qu'on appelle "l'effet diagonal" observé clairement dans tous les spectres expérimentaux bidimensionnels donnant l'impulsion P_1 d'une trace versus l'impulsion P_2 de la deuxième trace (figure IV.12 à IV.14). Les résultats de la simulation, illustrés par la figure III.9 montrent que cette perte d'événements est nulle pour $|\vec{P}_1 - \vec{P}_2| \geq 40$ MeV/c et de l'ordre de 30% dans la bande en impulsion $0 \leq |\vec{P}_1 - \vec{P}_2| \leq 20$ MeV/c.

Au niveau du déclencheur les pertes d'événements se produisent lorsque les 2 traces touchent le même Ai et(ou) le même Bj, les TDV donnés dans ces cas par l'électronique étant erronés. Ce type de perte est particulièrement important dans le cas de la réaction $pp \rightarrow d\pi$ à 1265 MeV. A cette énergie les impulsions des deutons et des pions détectés étant relativement proches (976 et 1018 MeV/c respectivement à 0°), chacune des particules touche fréquemment le même Ai et(ou) le même Bj. Ceci explique le minimum prononcé que l'on observe dans la distribution angulaire expérimentale au voisinage de 0° (figure III.7). Il est reproduit par simulation de manière tout a fait

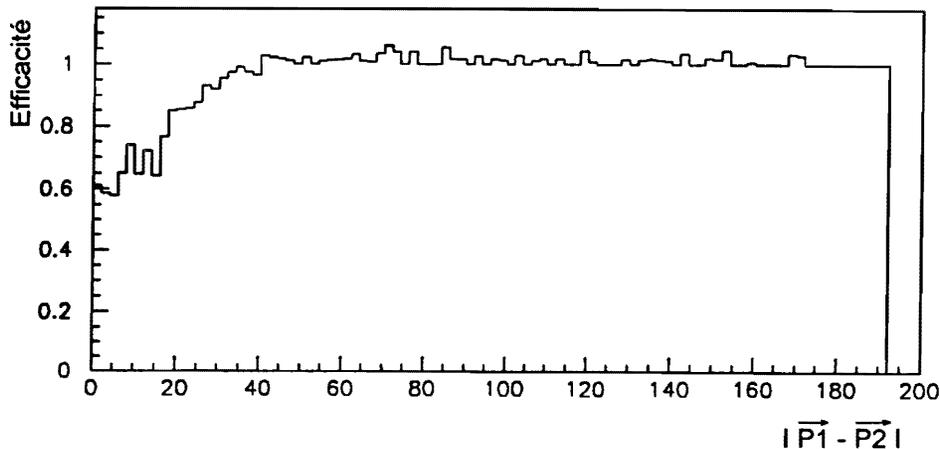


Figure III.9: Efficacité simulée de reconstruction de deux traces par la MIT en fonction de la différence des impulsions $|\vec{P}_1 - \vec{P}_2|$ des deux protons de la réaction $pp \rightarrow ppX$.

satisfaisante. Une dernière source de pertes prise en compte est due au fait que deux A_i ou deux B_j consécutifs ne sont pas parfaitement jointifs.

Le tableau III-3 donne le détail des taux de pertes de la MIT et du déclencheur dans le cas particulier de la détection des 2 protons de $pp \rightarrow pp\eta$ à 1265 MeV: globalement, 23 % des événements sont perdus.

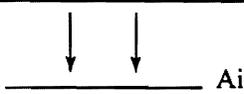
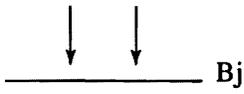
Origine des pertes d'événements à deux traces	Taux de pertes	Schéma des événements perdus à deux traces
Même numéro des 2 A_i touchés	7%	
Même numéro des 2 B_j touchés	5%	
Trajectoires passant entre 2 A_i consécutifs	4%	
Trajectoires passant entre 2 B_j consécutifs	1%	
Effet diagonal	6%	

Tableau III.3: Pertes d'événements dues aux caractéristiques du déclencheur et de la MIT dans la détection des deux protons de $pp \rightarrow pp\eta$ à 1265 MeV.

REMONT

Cette étape calcule, à partir des informations X_{MIT} et Θ_{MIT} , l'impulsion P et l'angle horizontal Θ_{cible} de la trajectoire avec les mêmes coefficients de remontée sur cible que ceux utilisés dans le programme de traitement des données.

c) Test du programme de simulation

Pour tester le programme de simulation, la réaction $pp \rightarrow d\pi$, détectée simultanément avec la réaction $pp \rightarrow pp\eta$, nous est précieuse. Nous avons déjà montré que le programme reproduit de manière tout à fait satisfaisante les distributions angulaires de cette réaction (figure III.7). Il reproduit également le spectre donnant l'impulsion transverse $P_T = P_\pi \sin\Theta_\pi + P_d \sin\Theta_d$ (figure III.10). Toutefois on observe pour la simulation comme pour l'expérience que ce spectre n'est pas centré à 0 MeV/c mais vers $\simeq -12$ MeV/c. Ce décalage traduit selon nous l'incertitude que nous avons de l'angle entre la MIT et le référentiel utilisé lors de la mesure des cartes de champ de SPESIII. Pour centrer le spectre expérimental de P_T à 0 MeV/c, nous avons été amené à ajouter 6 mrd aux valeurs de Θ données par le programme d'analyse. En adoptant la même correction aux valeurs de Θ données par le programme de simulation on obtient également un spectre simulé de P_T centré à 0 MeV/c (III.10).

Akemoto et al [43] ont mesuré la section efficace de la réaction $\pi d \rightarrow pp$ avec un faisceau de pions d'impulsion comprise entre 480 et 1000 MeV/c. Nous avons considéré les mesures faites à 600 et 640 MeV/c ce qui pour la réaction inverse $pp \rightarrow d\pi$ correspond à des énergies protons de 1240 et 1318 MeV et pour lesquelles les sections efficaces à 0° et dans le laboratoire sont 89.3 et 55.3 $\mu\text{b}/\text{sr}$ respectivement. Par interpolation linéaire, la section efficace de $pp \rightarrow d\pi$ à 1265 MeV et 0° serait:

$$(d\sigma/d\omega)_{0^\circ\text{lab}} = 78.4 \pm 4.9 \mu\text{b}/\text{sr}$$

Cette valeur est à comparer avec notre mesure déduite du programme de simulation:

$$(d\sigma/d\omega)_{0^\circ\text{lab}} = 80 \pm 12 \mu\text{b}/\text{sr}$$

L'excellent accord entre les deux mesures constitue une solide indication d'une bonne maîtrise du calcul de l'acceptance de SPES III et des pertes de l'ensemble du dispositif expérimental au moyen du programme de simulation.

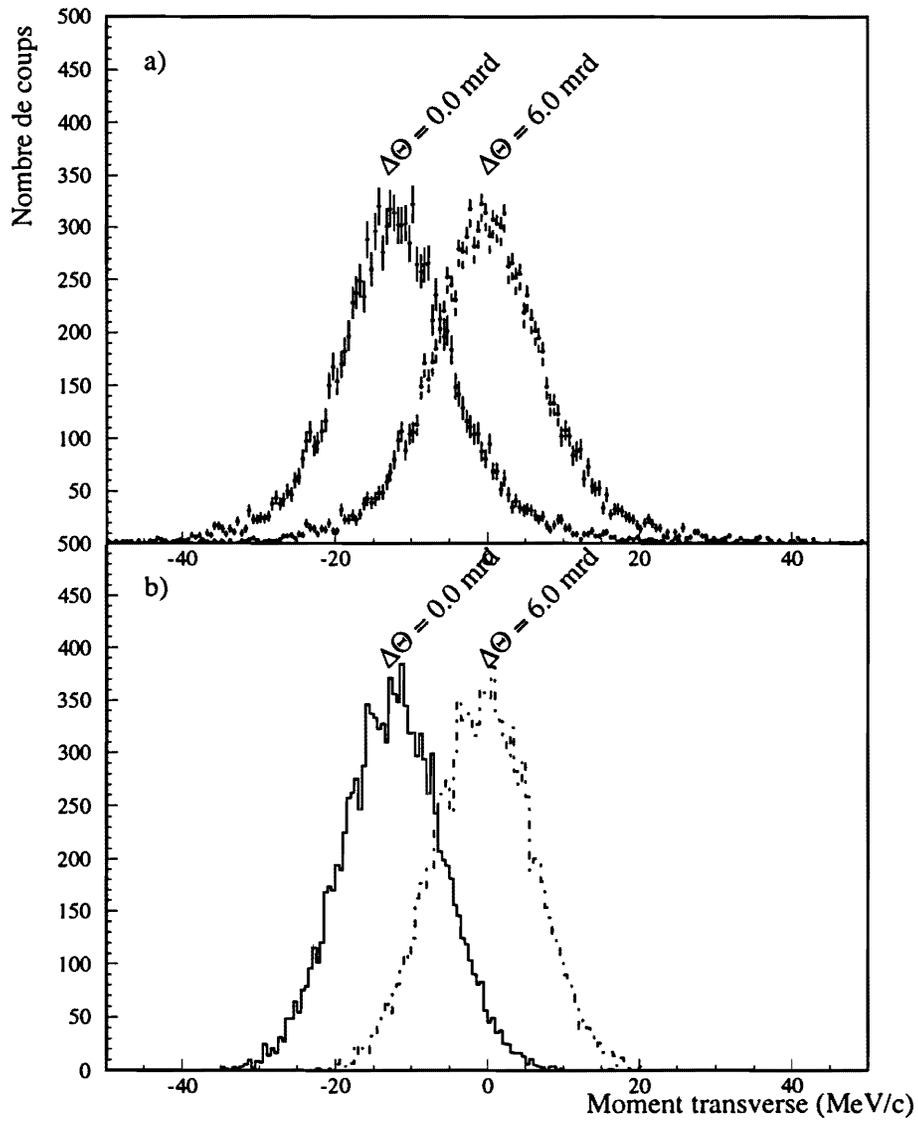


Figure III.10: Distributions a) expérimentales et b) simulées de l'impulsion transverse $P_T = P_\pi \sin\Theta_\pi + P_d \sin\Theta_d$ de la réaction $pp \rightarrow d\pi$ pour l'angle Θ_i non corrigé ($\Delta\Theta = 0.0$ mrd) et corrigé de 6 mrd ($\Delta\Theta = 6.0$ mrd). Θ_i est l'angle horizontal de diffusion.

CHAPITRE IV

Résultats et discussion

Chapitre IV

Résultats et discussion

1- Mesure de l'énergie du faisceau

L'énergie T_p du faisceau est déterminée au moyen de la réaction $pp \rightarrow \pi d$ pour laquelle le pion et le deuton détectés en coïncidence ont une différence d'impulsion $\Delta P = P_\pi - P_d$ caractéristique de l'énergie du faisceau avec la sensibilité:

$$\frac{dT_p}{d\Delta P} = 1.34 \text{ MeV/MeV/c} \quad \text{à} \quad \Theta \simeq 0^\circ \text{ et } T_p = 1265 \text{ MeV.}$$

Afin de minimiser les sources d'erreur dues au straggling, nous avons utilisé la cible mince de 90.62 mg/cm^2 d'hydrogène liquide lors des prise de données qui ont été réalisées à une seule énergie dont la valeur nominale, donnée par les paramètres de la machine, est de 1265 MeV . La figure IV.1 donne le spectre en impulsion des particules a et b détectées en coïncidence au voisinage de 0° et produites dans la réaction $pp \rightarrow abX$ avec $ab = \pi^+\pi^+, \pi^+p, \pi^+d$ ou pp . On y observe clairement pics π et d de la réaction à deux corps $pp \rightarrow \pi d$ ainsi que deux structures larges produites par les réactions à trois corps $pp \rightarrow pp\eta$ et $pp \rightarrow \pi pn$. En sélectionnant par temps de vol les seuls événements π - d , on obtient le spectre en impulsion des π et d (figure IV.2), le spectre en impulsion $\Delta P = P_\pi - P_d$ (figure IV.3) et la distribution angulaire des pions et deutons (figure IV.4).

Pour déterminer l'énergie du faisceau la procédure consiste à générer des spectres

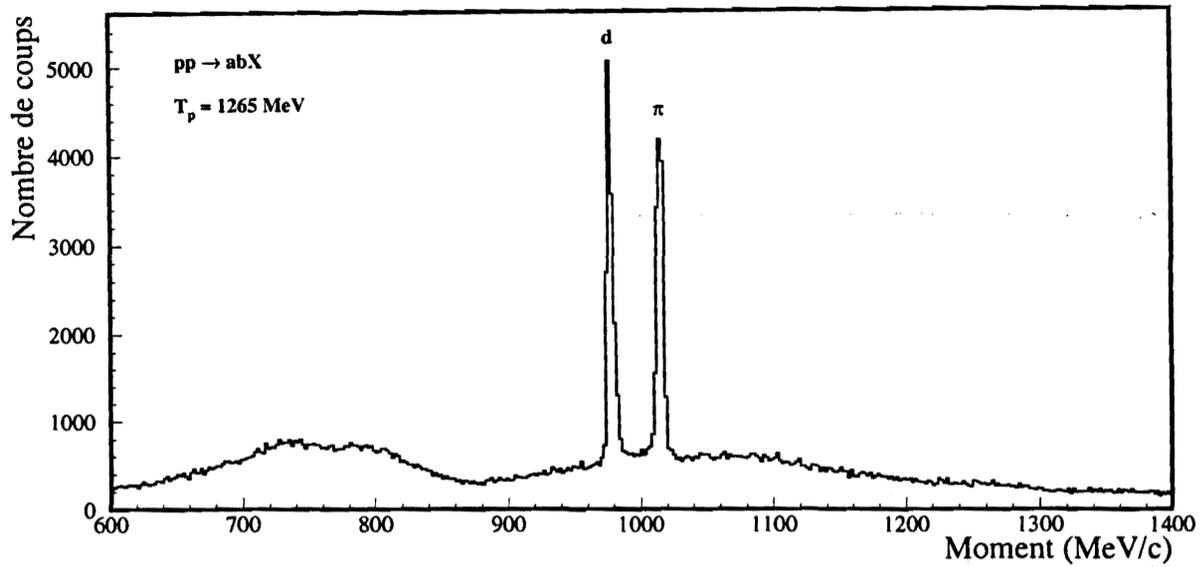


Figure IV.1: Spectre en impulsion des particules a et b détectées en coïncidence et produites dans la réaction $pp \rightarrow abX$ à 1265 MeV avec $ab = \pi^+\pi^+, \pi^+p, \pi^+d$ ou pp .

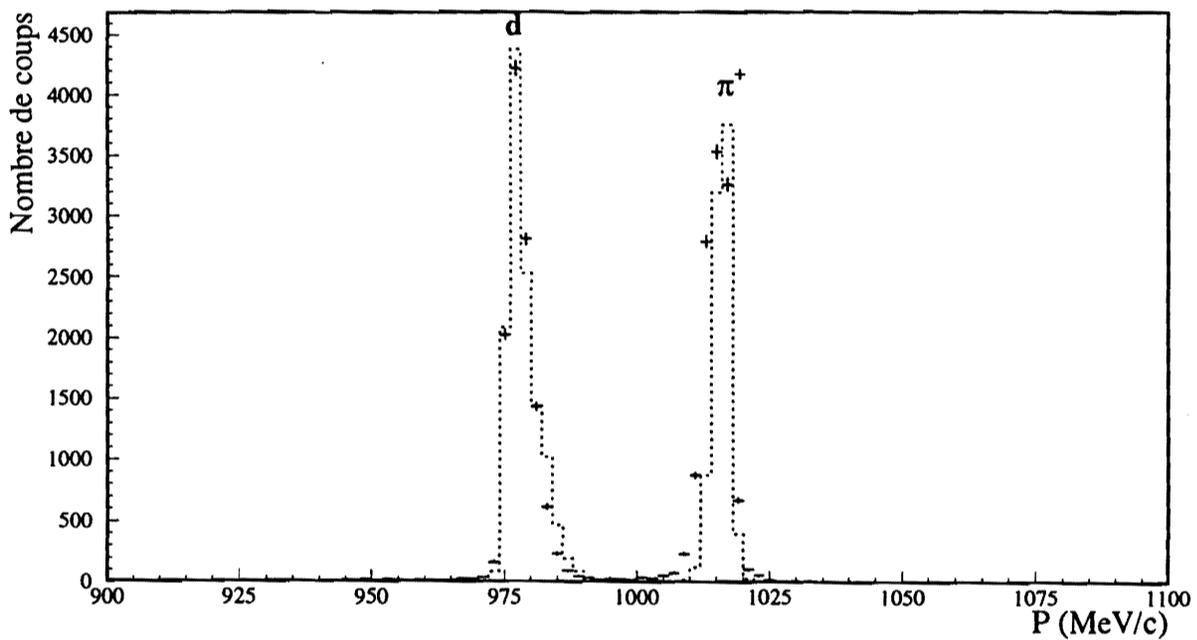


Figure IV.2: Spectre en impulsion des pions et deutons détectées à 0° de la réaction $pp \rightarrow \pi d$ à $T_p = 1265$ MeV. Les points expérimentaux dans la bande en impulsion de 900 à 1100 MeV/c sont ceux du spectre de la figure IV.1 après rejet des particules autres que les π et d . L'histogramme est le résultat de la simulation.

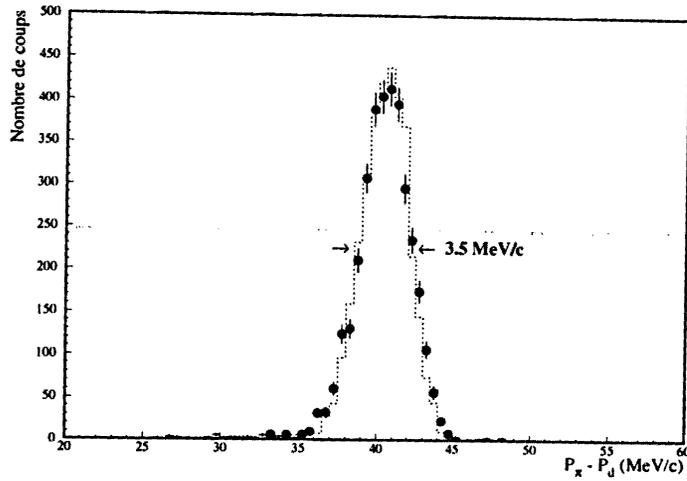


Figure IV.3: Spectres expérimental et simulé $\Delta P = P_{\pi} - P_d$ de la réaction $pp \rightarrow \pi d$. Les points expérimentaux sont ceux de la figure IV.2. L'histogramme en pointillés est le résultat de la simulation correspondant au minimum du χ^2 obtenue avec l'ouverture vertical $\phi=33.4$ mrd (voir tableau IV.1 et figure IV.5).

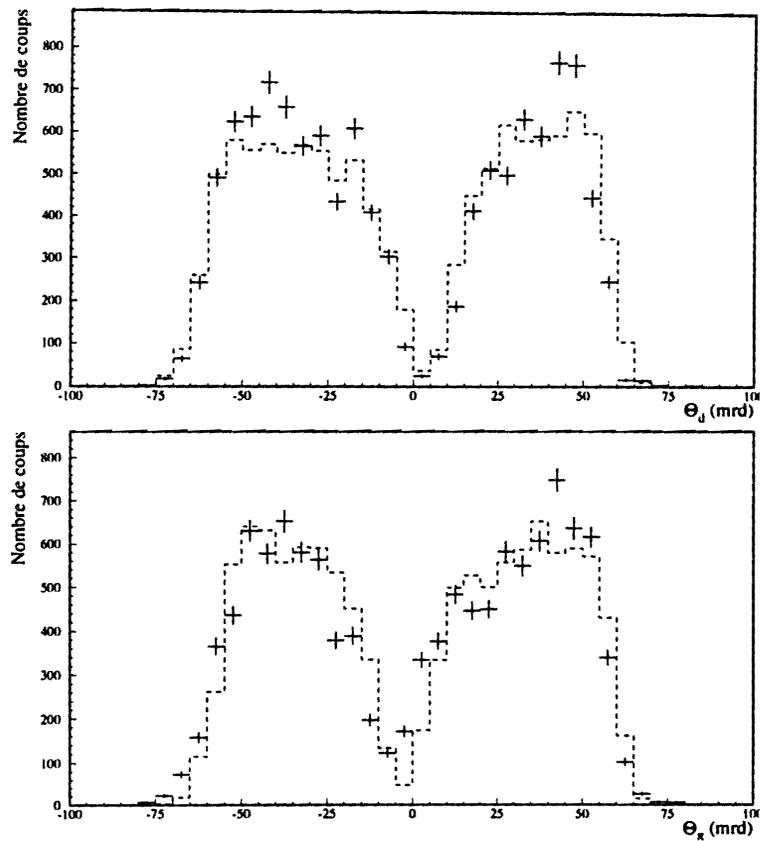


Figure IV.4: Spectres de distribution angulaire expérimentale (avec barre d'erreur) et simulé (en pointillés) de la réaction $pp \rightarrow \pi d$ à $T_p = 1265$ MeV.

simulés en ΔP à différentes énergies incidentes du faisceau et à les comparer avec le spectre expérimental pour en déduire le χ^2 correspondant. Cette étude a été faite en limitant les angles horizontaux des événements πd à $|\Theta| \leq 30$ mrd afin de s'affranchir des sources d'erreurs dues aux aberrations de SPES III. Les variations du χ^2 en fonction de l'énergie pour trois ouvertures verticales différentes des fentes de SPESIII sont représentées sur la figure IV.5. Elles présentent un minimum à une énergie indépendante de l'ouverture verticale ce qui prouve que les effets cinématiques sur les spectres ΔP sont correctement pris en compte dans le programme de simulation.

En adoptant comme erreur la largeur des courbes en χ^2 à $(\chi_{min}^2 + 1)$, on obtient les résultats résumés dans le tableau IV.1 ce qui nous conduit pour l'énergie à la valeur

$$T_p = 1263.25 \pm 0.35 \text{ MeV}$$

dans laquelle l'erreur standard $\sigma = 0.35$ MeV prend en compte une erreur de 140 KeV due aux incertitudes sur l'épaisseur de la cible, le centrage et la dispersion du faisceau incident. La méthode adoptée pour déterminer l'énergie repose sur la mesure d'une différence d'impulsion. Le résultat obtenu est par conséquent indépendant de la calibration absolue de SPESIII en impulsion.

Ouverture verticale ϕ en mrd	χ_{min}^2	$T_p(\text{MeV})$ à χ_{min}^2	$\sigma_{T_p}(\text{MeV})$ à $(\chi_{min}^2 + 1)$
33.4	1.7	1263.25	0.32
25.9	2.2	1263.30	0.32
14.6	1.1	1263.20	0.55

Tableau IV.1: Energie du faisceau déterminée à partir du χ_{min}^2 des spectres simulés et expérimentaux $\Delta P = P_\pi - P_d$ de $pp \rightarrow \pi d$ pour trois ouvertures verticales des fentes de SPESIII.

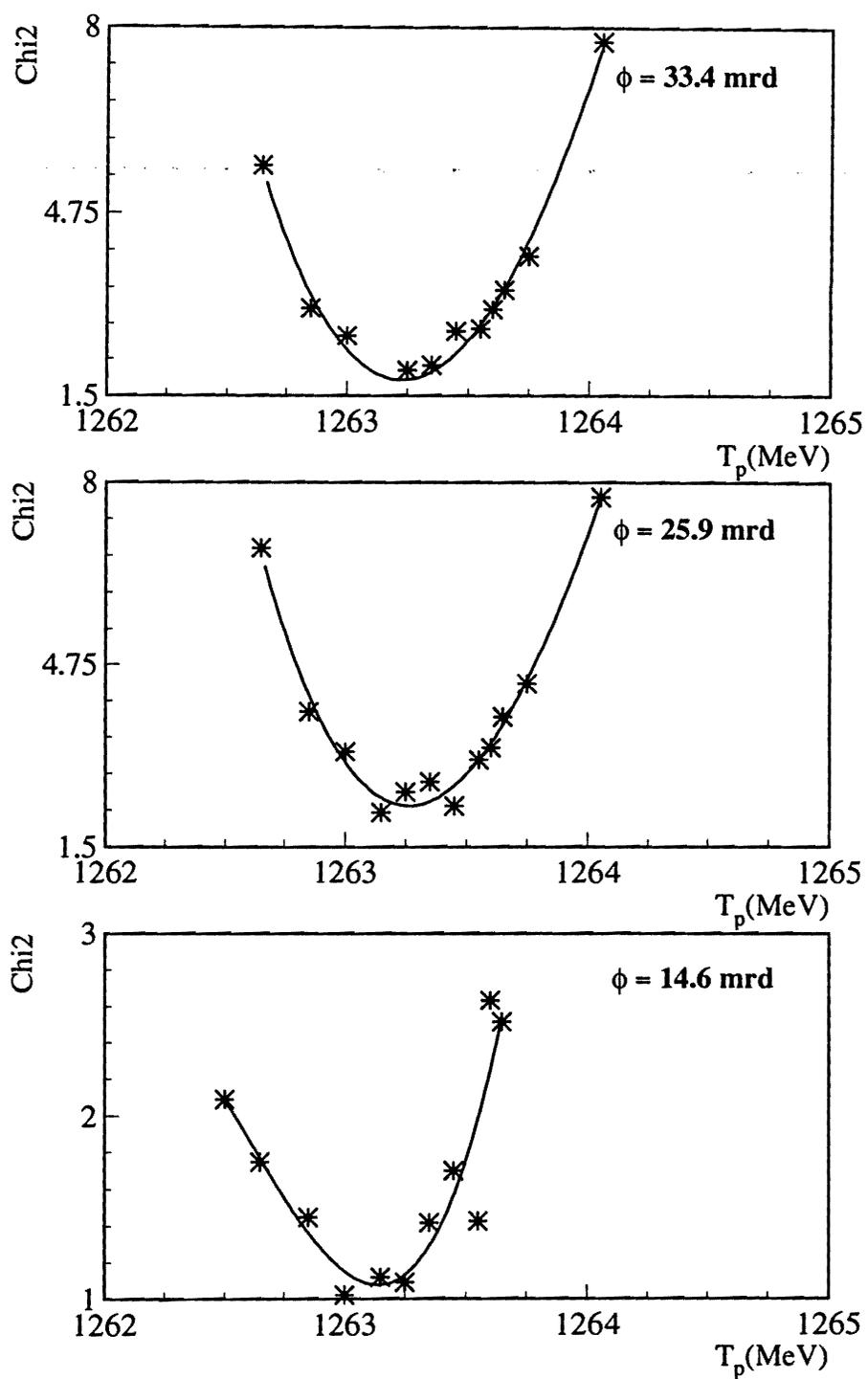


Figure IV.5: Variations du χ^2 entre les spectres $\Delta P = P_\pi - P_d$ simulés et expérimentaux en fonction de l'énergie simulée T_p pour trois ouvertures verticales de SPES III.

2- Mesure de la masse du éta

a) Méthode

Nous avons montré que la bande en impulsion ΔP des protons diffusés au seuil de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ varie rapidement avec l'énergie (Fig. III-8). Cette variation est clairement mise en évidence expérimentalement dans les spectres bidimensionnels donnant l'impulsion P_1 du premier proton détecté versus l'impulsion P_2 du deuxième proton détecté de la réaction $pp \rightarrow ppX$ pour laquelle on observe à différentes énergies l'ellipse associée à la production du η (fig IV-14 et IV-15). Corrélativement, pour une énergie donnée, cette bande en impulsion ΔP présente une forte dépendance en fonction de la masse m_η du η . C'est cette propriété que nous exploitons pour mesurer m_η .

La méthode adoptée pour mesurer m_η est identique à celle mis en œuvre pour déterminer l'énergie du faisceau. Ici, nous générons au moyen du programme de simulation les distributions en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ pour différentes valeurs de m_η . La distribution simulée pour laquelle on obtient le meilleur accord avec la distribution expérimentale détermine m_η .

La figure IV.6 présente la distribution expérimentale. Elle correspond aux événements enregistrés simultanément avec ceux de $pp \rightarrow d\pi$ dont l'analyse nous a permis de

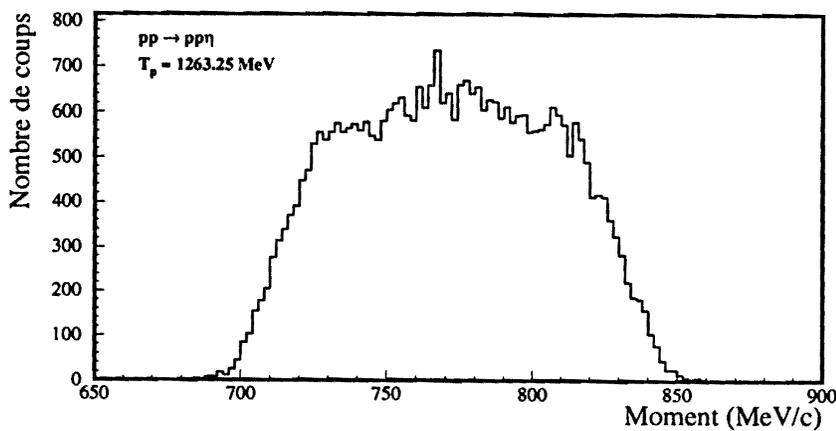


Figure IV.6: Distribution expérimentale en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ à 1263.25 MeV.

déterminer l'énergie de 1263.25 MeV du faisceau (paragraphe précédent). En ce qui concerne les distributions simulées, elles sont construites à partir des événements générés par l'espace de phase et filtrés par SPESIII. Nous avons également étudié en détail l'influence sur ces distributions simulées de l'interaction dans l'état final entre les deux protons diffusés (FSI_{pp}) et entre un proton et le η (FSI _{η p}).

b) L'interaction dans l'état final

Près du seuil, les deux protons diffusés ayant une faible énergie relative, leur interaction est décrite par l'amplitude f_{pp} de diffusion d'une onde S avec

$$f_{pp} \simeq \frac{1}{q \cot \delta - iq} \quad (\text{IV.1})$$

où q est l'impulsion d'un proton dans le cm des deux protons et δ est le déphasage de l'onde S. A faible impulsion ($q \leq 150$ MeV/c), l'expression (1) peut être exprimée par un développement limité en puissance de q . En ne retenant que les trois premiers termes, f_{pp} s'écrit sous la forme:

$$f_{pp} \simeq \frac{1}{-\frac{1}{a_{pp}} - iq + rq^2/2} \quad (\text{IV.2})$$

où a_{pp} est la longueur de diffusion proton-proton, r la portée effective de l'interaction. Les valeurs de a_{pp} et r communément admises, et que nous avons adoptées, sont respectivement -7.8 fm et 2.7 fm [44]. La prise en compte de FSI_{pp} conduit à pondérer par la fonction $|f_{pp}|^2$ les distributions d'espace de phase des événements $pp \rightarrow pp\eta$ générés. Cette fonction est représentée sur la figure IV.7. A l'énergie de 1263.25 MeV, pour laquelle l'impulsion relative q d'un proton est comprise entre 0 et $\simeq 90$ MeV/c, $|f_{pp}|^2$ varie d'un facteur 20 environ ce qui a pour conséquence de modifier significativement la distribution d'espace de phase des protons diffusés (figure IV.9). Nous avons également considéré l'interaction dans l'état final entre η et p. A basse énergie, cette interaction peut être décrite en exprimant l'amplitude de diffusion $f_{\eta p}$ sous la forme [32]

$$f_{\eta p} \simeq \frac{1}{1 - iq a_{\eta p}} \quad (\text{IV.3})$$

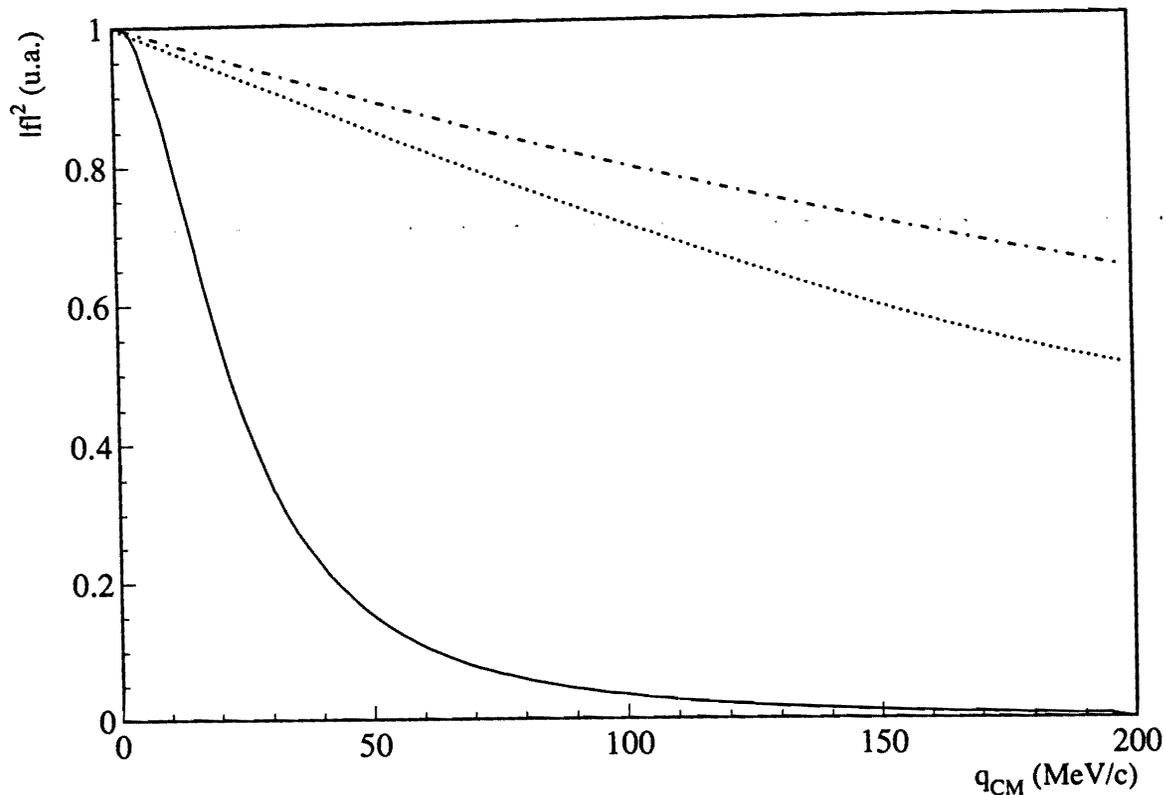


Figure IV.7: Module au carré de l'amplitude de diffusion en fonction de l'impulsion q dans le cm, de l'interaction pp décrite par l'expression(2) du texte avec $a_{pp} = -7.8$ fm et $r = 2.7$ fm(courbe continue) et de l'interaction ηp décrite par l'expression(3) avec $a_{\eta p} = (0.27 + i0.22)$ fm (courbe tirets-pointillés) et $a_{\eta p} = (0.55 + i0.30)$ fm (courbe en pointillés). Les trois courbes sont normalisées à l'unité pour $q = 0$.

où q est l'impulsion du η dans le cm η - p et $a_{\eta p}$ la longueur de diffusion éta-proton. Remarquons que l'expression (3) s'identifie à (2) dans laquelle on aurait négligé les effets de portée effective ($r \simeq 0$). Pour $a_{\eta p}$, nous avons adopté deux valeurs: celle proposée par Bhalearo et Liu[28]($a_{\eta p} = (0.27 + i0.22)$ fm) et celle proposée par Wilkin[32]($a_{\eta p} = (0.55 + i0.30)$ fm). La différence notable entre ces deux valeurs traduit notre méconnaissance de l'interaction η - p . Elles sont sensiblement inférieures à celle de a_{pp} (-7.8 fm). C'est la raison pour laquelle $|f_{\eta p}|^2$ présente en fonction de q une décroissance beaucoup moins marquée que $|f_{pp}|^2$ (figure IV.7): à l'énergie 1263.25 MeV, l'impulsion q du éta dans le cm ηp est compris entre 0 et $\simeq 50$ MeV/c domaine dans lequel $|f_{\eta p}|^2$ varie de moins de 15% c'est à dire de manière négligeable comparée aux variations de $|f_{pp}|^2$.

c) Résultat

Le résultat de notre analyse donnant la masse du éta est résumé par la figure IV.8 où nous avons représenté la variation de χ^2 résultant de l'ajustement entre le spectre expérimental de distribution en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ et le spectre simulé en fonction de m_η sans et avec FSI des deux protons. On peut observer sur

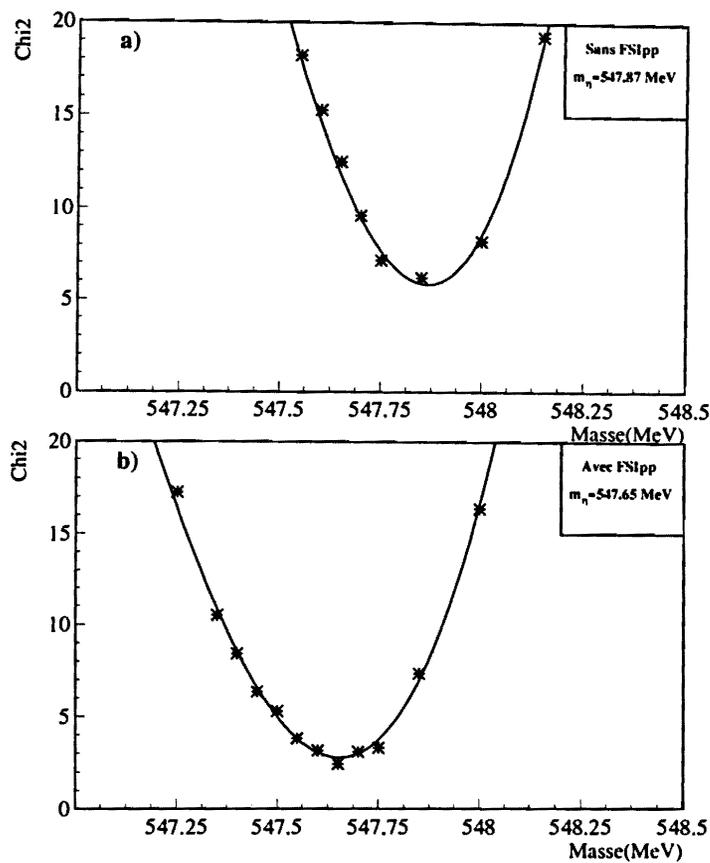


Figure IV.8: Variation du χ^2 entre le spectre expérimental de distribution en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ de la figure IV.6 et le spectre simulé en fonction de la masse du η a) sans FSI, b) avec FSI des deux protons diffusés. La valeur du χ^2_{min} et la masse correspondante sont données en encadré.

cette figure que la prise en compte de FSI_{pp} d'une part améliore significativement la valeur de χ^2_{min} et d'autre part donne une masse du η à χ^2_{min} décalée de 200 KeV comparée à celle donnée par l'analyse sans FSI_{pp} . En ce qui concerne le spectre simulé obtenu à χ^2_{min} avec FSI_{pp} , il reproduit tout à fait correctement le spectre

expérimental (figure IV.9). On notera que la prise en compte de FSI_{pp} favorise les événements de la partie centrale du spectre simulé au détriment des événements situés aux extrémités. Cet effet est la conséquence de la variation de $|f|^2$ en fonction de q_{cm} (voir figure IV.7). Le χ^2_{min} est associé à une masse de 547.65 MeV avec une erreur de 100 KeV correspondant à la largeur de la courbe en χ^2 à $\chi^2_{min} + 1$ (figure IV.8b) et à laquelle il convient d'ajouter quadratiquement l'erreur de 140 KeV correspondant à l'indétermination de 350 KeV sur l'énergie du faisceau. En ce qui concerne FSI_{np} , notre analyse montre que sa prise en compte ne modifie pas significativement la forme des spectres et n'a pas d'influence sur notre mesure de m_η .

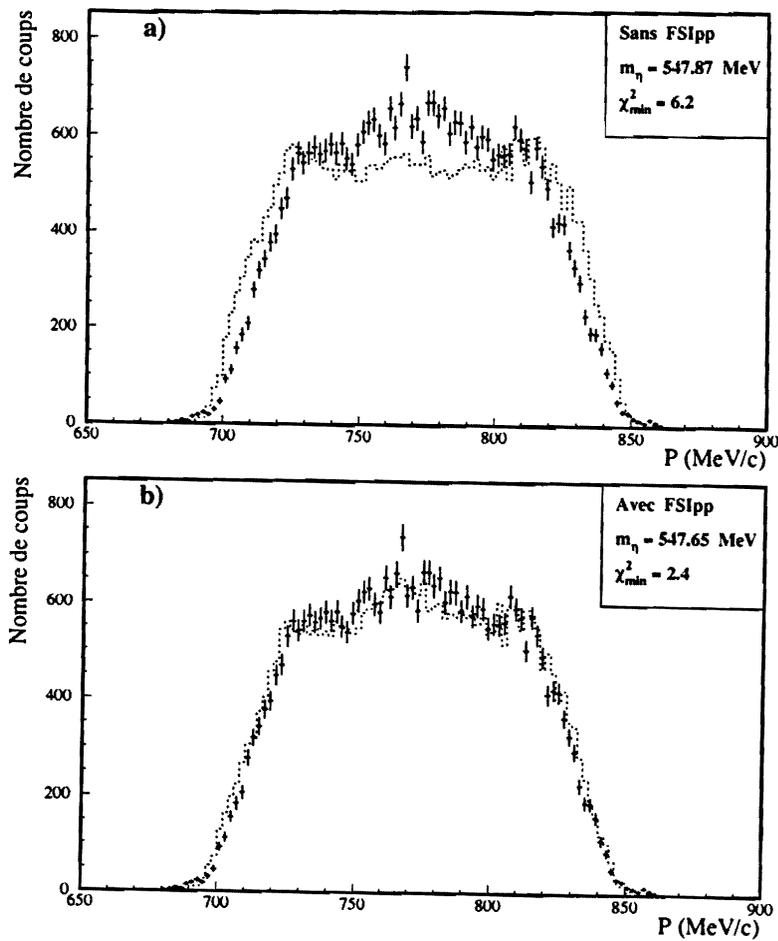


Figure IV.9: Spectres en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ à 1263.25 MeV. Les histogrammes en pointillés correspondent aux spectres simulés obtenu à χ^2_{min} a) sans et b) avec prise en compte de l'interaction pp dans l'état final.

Les autres sources d'erreur que nous avons étudiées sont les suivantes:

i) **Continuum 2π** Dans le spectre de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ on observe, outre le pic associé au η , un continuum du essentiellement à la production de deux pions dans $pp \rightarrow pp2\pi$ (figure IV.10). Ce continuum s'étend de 270 MeV (correspondant à deux pions produits avec une impulsion relative nulle) jusqu'à l'extrémité du spectre. Nous avons étudié son influence sur la mesure de m_η . Pour cela nous avons simulé puis normalisé ce bruit de fond au spectre expérimental afin d'ajouter sa contribution dans le spectre simulé du η (encadré de la figure IV.10). Les variations du χ^2 en fonction de m_η résultant de l'ajustement entre le spectre simulé de η ainsi obtenu et le spectre expérimental sont semblables à celles présentées sur la figure IV.8.

ii) **Ajustement élargi** Les courbes en χ^2 de la fig IV-8 résultent d'un ajustement sur les spectres en impulsion excluant la partie centrale comprise entre 720 et 824 MeV/c (Fig IV-6). Nous avons vérifié qu'un ajustement sur l'ensemble du spectre ne modifie ni la valeur de χ_{min}^2 ni celle de m_η correspondant à χ_{min}^2 . La largeur de la courbe en χ^2 est légèrement augmentée.

iii) **Ouverture verticale et horizontale de SPESIII** Les prises de données de $pp \rightarrow pp\eta$ ont été réalisées avec trois ouvertures verticales différentes des fentes de SPESIII (14.6, 25.9 et 33.4 mrd). Le χ_{min}^2 augmente avec l'ouverture mais est toujours associé à la même valeur de m_η .

iiii) **Dispersion du faisceau** Pour la dispersion du faisceau, la valeur communément admise, $\Delta p/p = 6 \times 10^{-4}$ FWHM que nous avons adoptée pour les simulations, dépend du réglage de la machine et de la ligne de faisceau. Aussi avons nous étudié l'influence de cette dispersion sur notre analyse en considérant une dispersion moitié ($\Delta p/p = 3 \times 10^{-4}$ FWHM) et double ($\Delta p/p = 12 \times 10^{-4}$ FWHM). Le résultat, présenté sur la figure IV.11 montre une faible sensibilité de la valeur de $\Delta p/p$ sur la mesure de m_η . Il nous conduit à adopter une erreur de 50 KeV sur la masse provoquée par l'incertitude de la dispersion du faisceau.

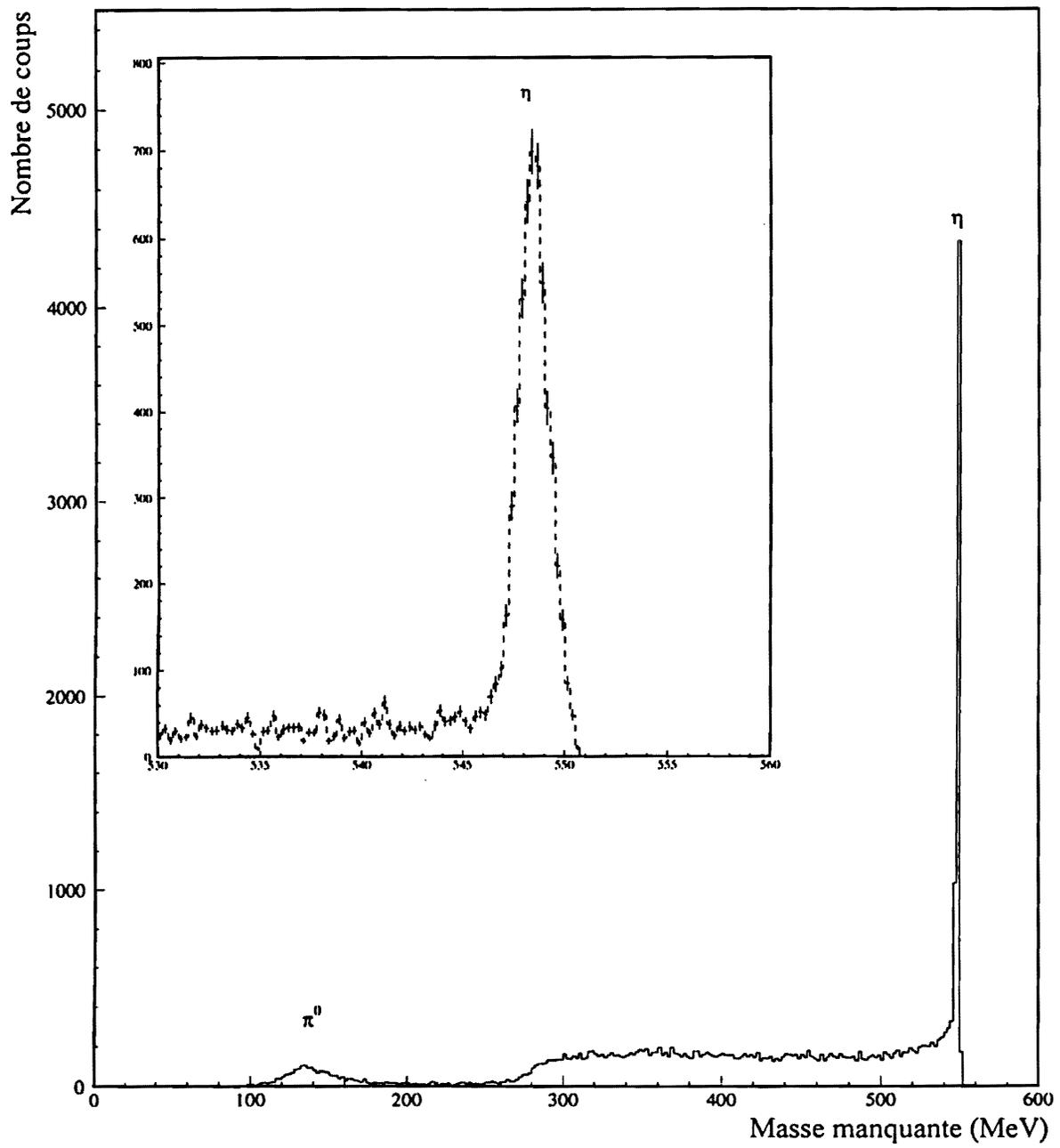


Figure IV.10: Spectre expérimental de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à $T_p = 1263.25$ MeV. L'ensemble présente un éclaté de l'extrémité du spectre expérimental (points avec barres d'erreur) et du spectre simulé (tirets) des réactions $pp \rightarrow pp2\pi$ et $pp \rightarrow pp\eta$.

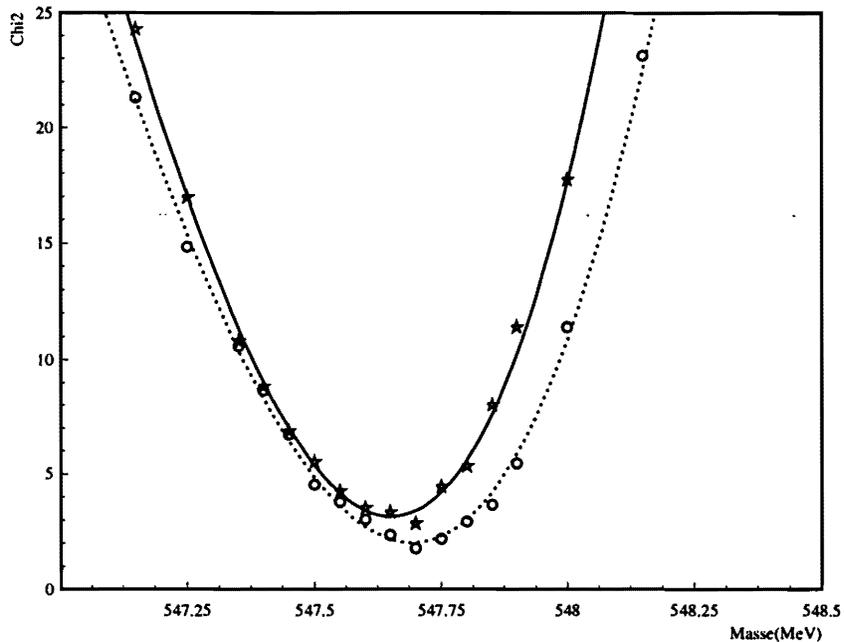


Figure IV.11: Variation du χ^2 entre le spectre expérimental de distribution en impulsion des protons de $pp \rightarrow pp\eta$ de la figure IV.6 et le spectre simulé en fonction de la masse du η avec une dispersion du faisceau $\Delta p/p = 3 \times 10^{-4}$ FWHM(ronds) et $\Delta p/p = 12 \times 10^{-4}$ FWHM(étoiles).

De l'ensemble de cette analyse, nous obtenons pour la masse du η la valeur $m_\eta = 547.65 \pm \sqrt{(0.1)^2 + (0.14)^2 + (0.05)^2}$ soit:

$$m_\eta = 547.65 \pm 0.18 \text{ MeV}$$

en bon accord avec celle du PDG[1]: $m_\eta = 547.45 \pm 0.19$ MeV et légèrement supérieure à celle mesurée récemment à Saturne à partir de la réaction $pd \rightarrow {}^3\text{He} \eta$ [45]: $m_\eta = 547.30 \pm 0.15$ MeV.

3- La réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil

a) Spectres expérimentaux

Les prise de données de la réaction $pp \rightarrow ppX$ ont été réalisées aux énergies de 1256, 1258, 1260, 1265, 1300 et 1350 MeV avec la cible d'hydrogène liquide de 56mm(397.9 mg/cm²). Les énergies mentionnées ci-dessus sont celles données par la machine et correspondent à des énergies réelles d'environ 2 MeV de moins(voir paragraphe IV.1). Le faisceau perd en outre environ 2 MeV par effet dE/dx en traversant la cible.

Les figures IV.12 à IV.14 présentent les spectres bidimensionnels des impulsions des 2 protons détectés en coïncidence par SPESIII pour les 6 énergies mentionnées ci-dessus. La raréfaction des événements que l'on peut observer pour $P_1 = P_2$ est due à "l'effet diagonal" étudié dans le paragraphe 2b du chapitre III. Tous ces spectres font apparaître aux grandes impulsions une ligne cinématique bien marquée correspondant au π^0 de $pp \rightarrow pp\pi^0$ puis le début de la ligne cinématique correspondant à la production de deux pions ($\pi^+\pi^-$ et $\pi^0\pi^0$) dans $pp \rightarrow pp\pi\pi$. La production du η est signée par une ellipse que l'on observe clairement à partir de $T_p = 1260$ MeV (figure IV.13) et dont la dimension augmente rapidement avec l'énergie. Il est intéressant de noter l'accumulation des événements que l'on peut clairement observer sur l'ellipse au voisinage de la diagonale du spectre bidimensionnel à 1300 MeV(figure IV.14): elle traduit l'effet mentionné p.79 de l'interaction dans l'état final des deux protons. Notons aussi l'accumulation d'événements qui apparaît au centre de tous les spectres juste sous la ligne cinématique de 2π : elle est produite par "l'effet ABC"[18].

Les spectres de masse manquante correspondant aux événements des spectres bidimensionnels des figures IV.12-IV.14 sont montrés sur les figures IV.15-IV.17. Le pic η apparaît de façon tenue à 1258 MeV(avec une largeur de 0.5 MeV FWHM), pour dominer le spectre à 1265 MeV(avec une largeur de 1.5 MeV FWHM). Dans ce domaine d'énergie, les coupures en acceptance sont faibles. Aussi l'augmentation de l'importance du pic η traduit directement la forte variation de la section efficace de production du η au seuil avec l'énergie. A plus haute énergie(1.3 et 1.35 GeV) par contre, les coupures en acceptance croissent plus rapidement que la section efficace ce qui conduit à une diminution du rapport pic/fond.

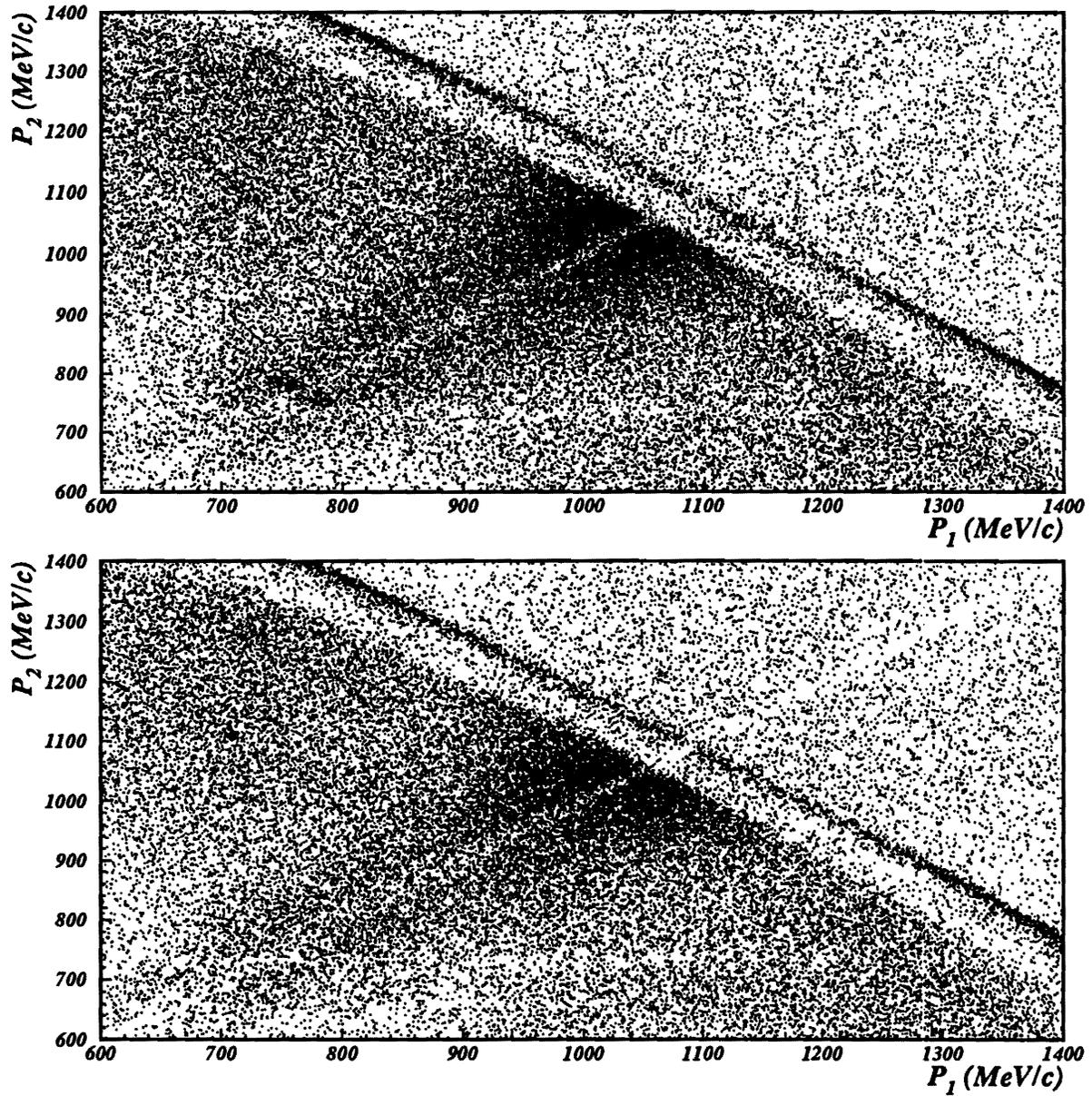


Figure IV.12: Spectres bidimensionnels de $pp \rightarrow ppX$ donnant l'impulsion P_1 d'un proton en fonction de l'impulsion P_2 du deuxième proton à $T_p = 1256$ MeV (figure du bas) et $T_p = 1258$ MeV (figure du haut).

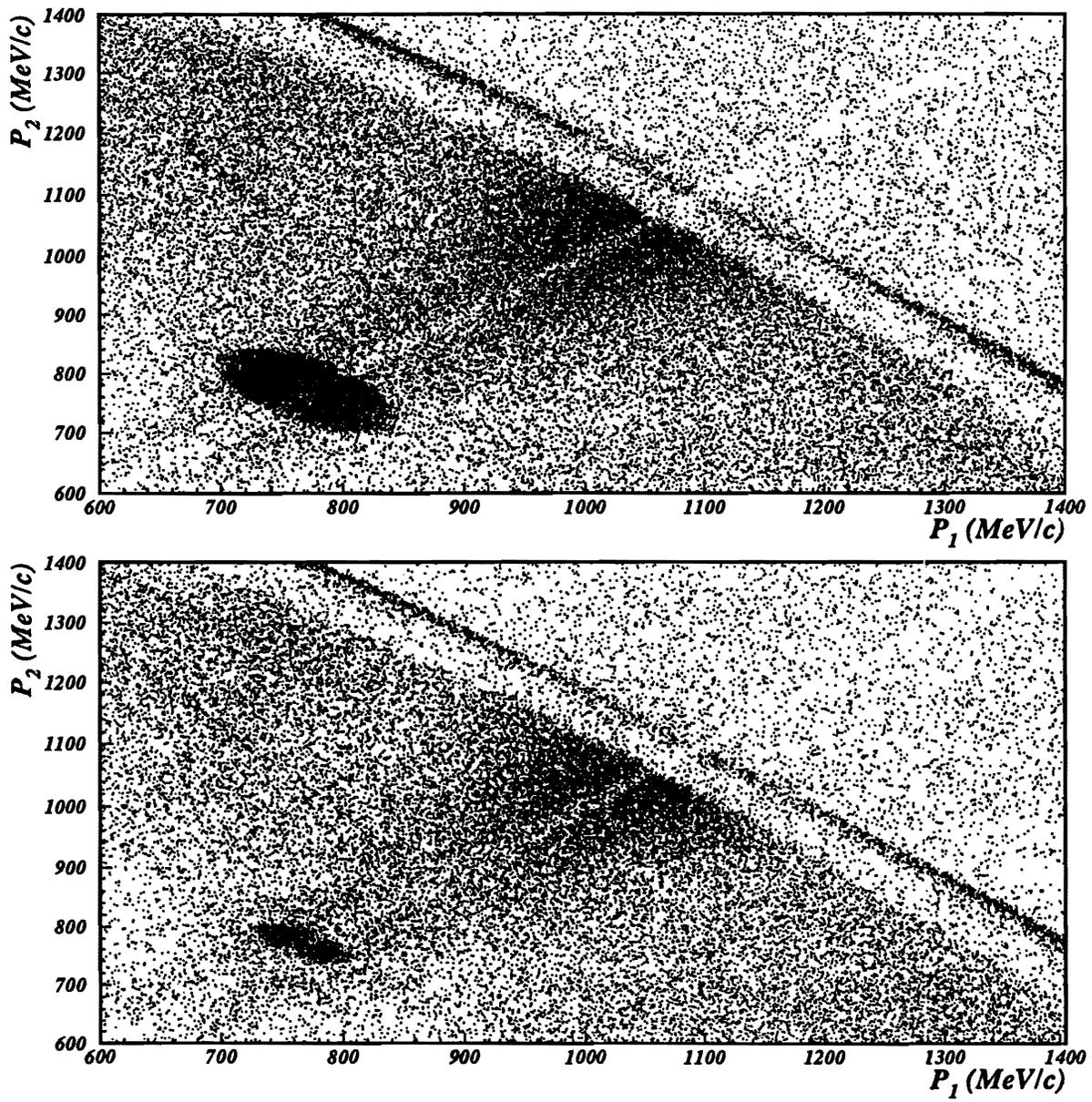


Figure IV.13: Spectres bidimensionnels de $pp \rightarrow ppX$ donnant l'impulsion P_1 d'un proton en fonction de l'impulsion P_2 du deuxième proton à $T_p = 1260$ MeV (figure du bas) et $T_p = 1265$ MeV (figure du haut).

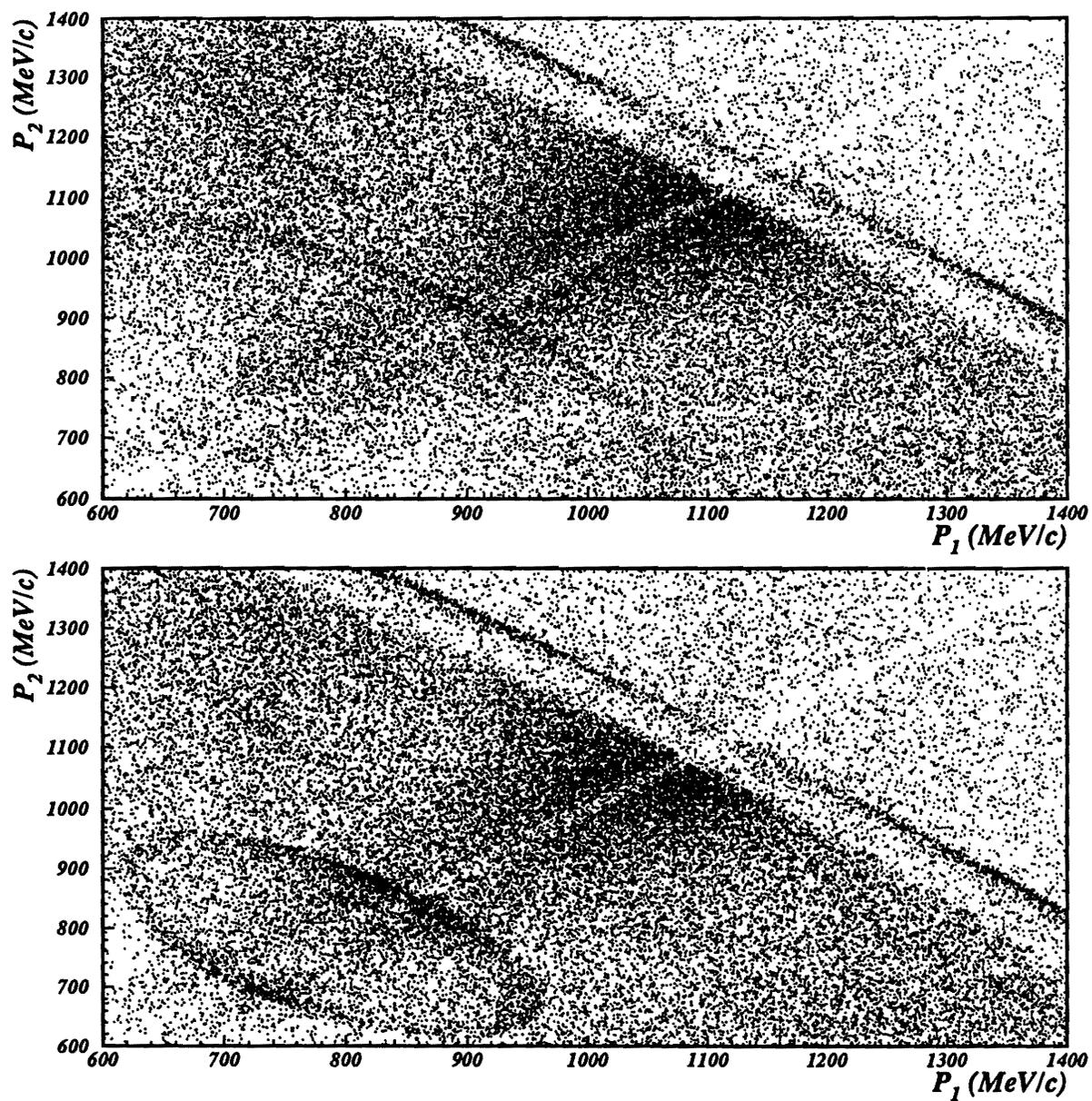


Figure IV.14: Spectres bidimensionnels de $pp \rightarrow ppX$ donnant l'impulsion P_1 d'un proton en fonction de l'impulsion P_2 du deuxième proton à $T_p = 1300$ MeV (figure du bas) et $T_p = 1350$ MeV (figure du haut).

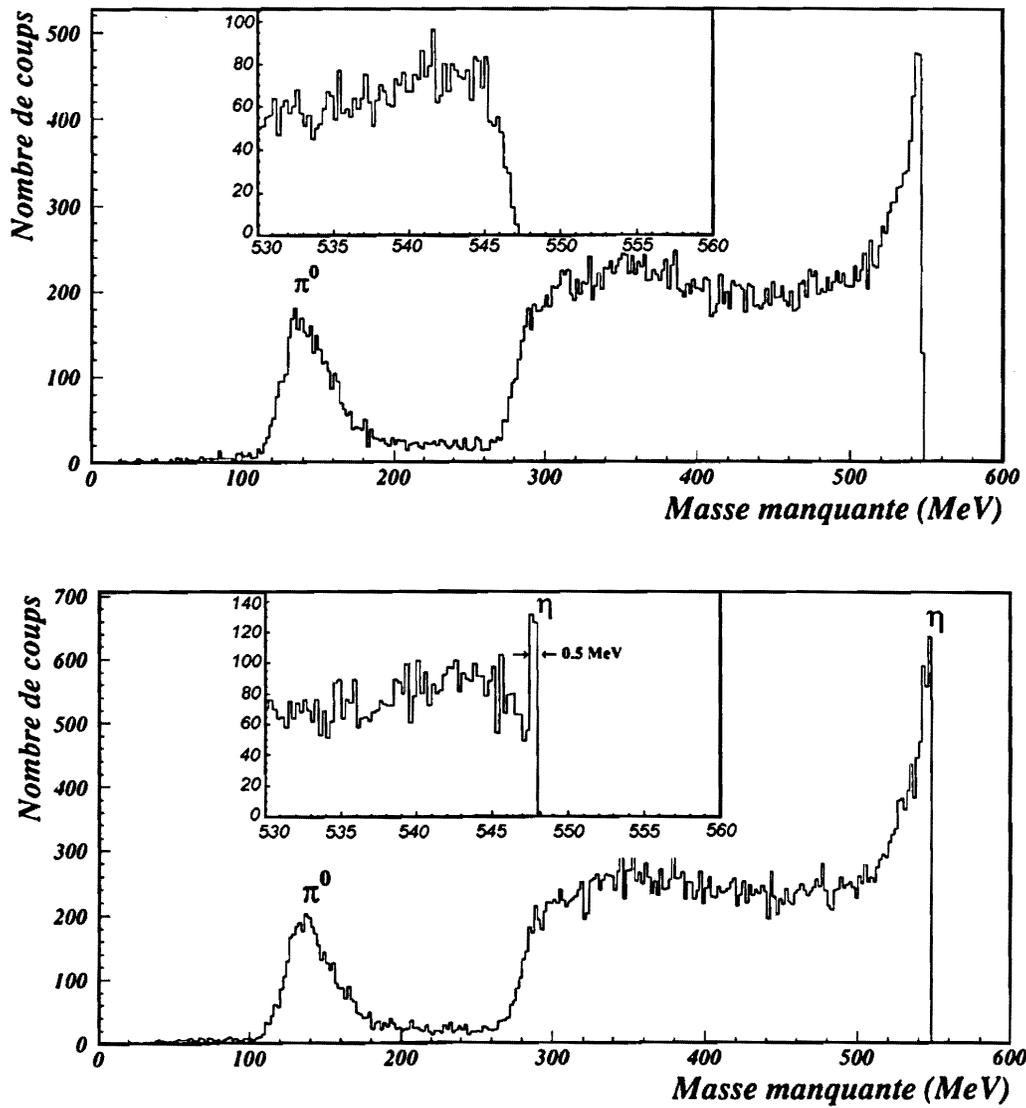


Figure IV.15: Spectres de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à $T_p = 1256$ MeV(fig. du haut) et à $T_p = 1258$ MeV(fig. du bas) avec 2 MeV/canal en abscisse. L'encadré présente l'extrémité du spectre de masse manquante avec 0.25 MeV/canal en abscisse.

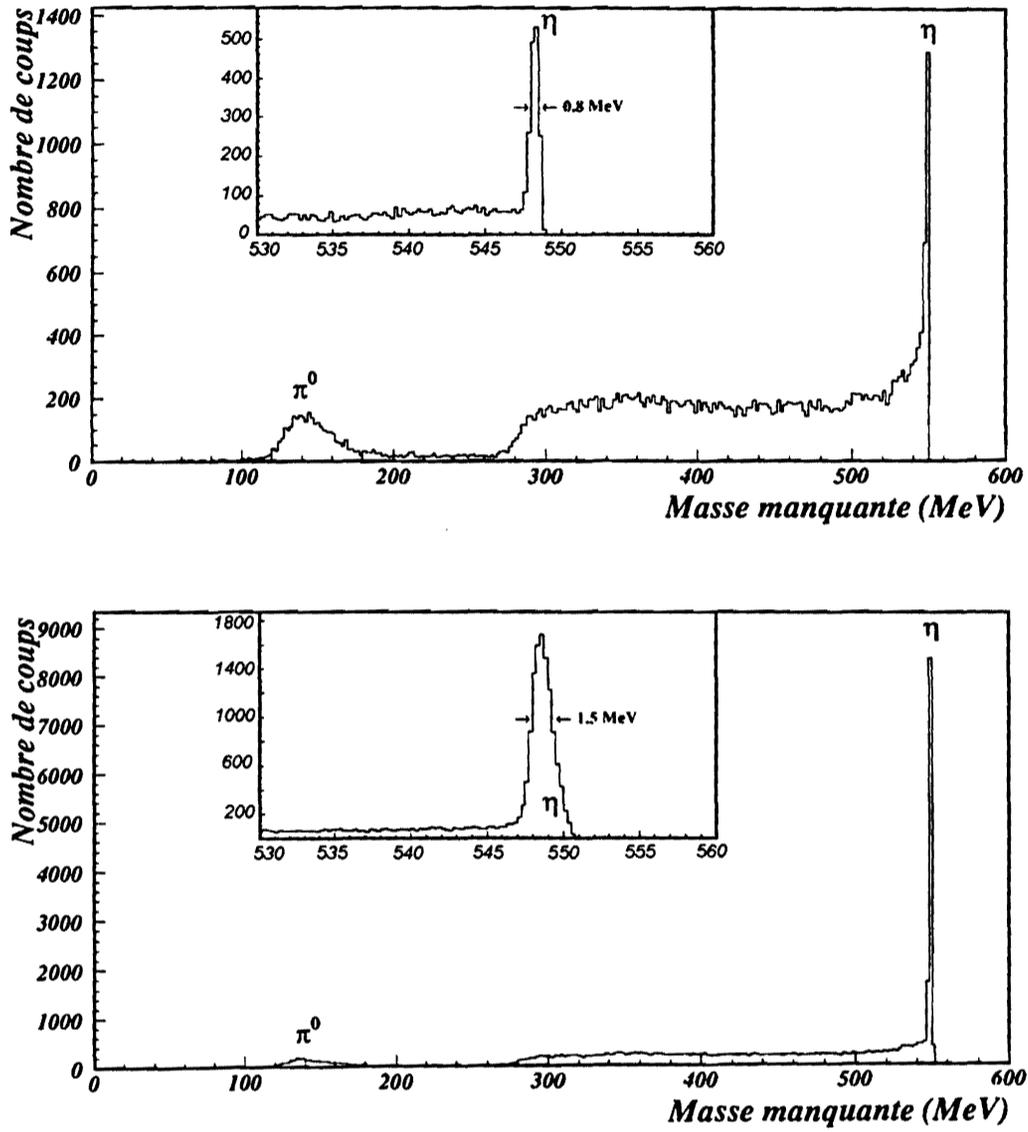


Figure IV.16: Spectres de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à $T_p = 1260$ MeV (fig. du haut) et à $T_p = 1265$ MeV (fig. du bas) avec 2 MeV/canal en abscisse. L'encadré présente l'extrémité du spectre de masse manquante avec 0.25 MeV/canal en abscisse.

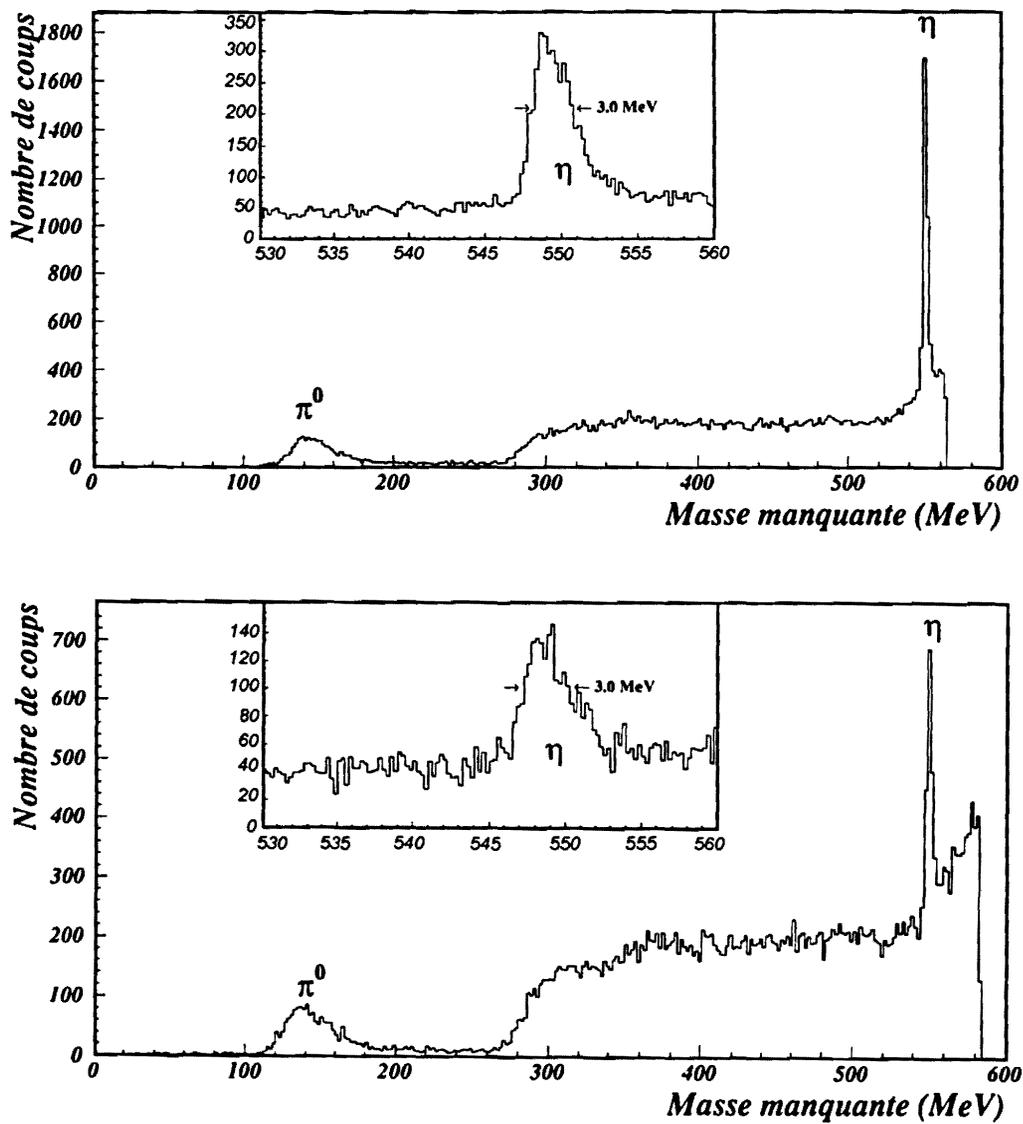


Figure IV.17: Spectres de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à $T_p = 1300$ MeV (fig. du haut) et à $T_p = 1350$ MeV (fig. du bas) avec 2 MeV/canal en abscisse. L'encadré présente l'extrémité du spectre de masse manquante avec 0.25 MeV/canal en abscisse.

b) Section efficace totale de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil

Les sections efficaces totales σ_t de $pp \rightarrow pp\eta$ ont été mesurées à trois énergies (1260, 1265 et 1300 MeV) à partir de la relation:

$$\sigma_t = \frac{N}{N_p \times N_c} \times TM \times \epsilon_d \times \epsilon_\Omega$$

Avec:

- N → nombre d'événements dans le pic après soustraction du bruit de fond 2π de $pp \rightarrow pp\pi\pi$.
- N_p → nombre de protons incidents.
- N_c → nombre de protons cible par unité de surface.
- TM → facteur correctif de temps mort.
- ϵ_d → facteur correctif de détection.
- ϵ_Ω → facteur correctif de coupure d'acceptance.

Le facteur correctif de détection ϵ_d prend en compte l'efficacité à deux traces de la MIT ($\simeq 60\%$) et des scintillateurs ($\simeq 95\%$), les pertes du déclencheur ($\simeq 15\%$. Voir tableau III-3) et les pertes de reconstruction de deux traces avec la MIT ($\simeq 6\%$. Voir tableau III-3). Il est calculé par le programme de simulation. Sa valeur, environ 2.2, est indépendante en première approximation de l'énergie.

Le facteur correctif ϵ_Ω est introduit dans le calcul de σ_t pour tenir compte de la perte des événements émis à des angles supérieurs à l'acceptance angulaire de SPESIII. Il est déduit de la simulation Monte-Carlo en supposant une distribution isotrope des événements dans le cm (distribution d'espace de phase). Les valeurs de ϵ_Ω obtenues dans cette hypothèse et les sections efficaces correspondantes sont reportées dans le tableau IV.2 (troisième et quatrième colonne) et ont été publiées [46]. Des corrections doivent toutefois être apportées aux sections efficaces ainsi calculées car, comme nous l'avons montré dans le paragraphe IV.2b, l'interaction dans l'état final (FSI) modifie la forme des spectres et par conséquent aussi l'évaluation des pertes. En prenant en compte uniquement l'interaction des deux protons dans l'état final, décrite comme précédemment (voir paragraphe IV.2b), nous obtenons pour σ_t les valeurs figurant dans la cinquième colonne du tableau IV.2: elle réduit σ_t faiblement près du seuil mais de plus de 30% à 1.3 GeV. Si on introduit en outre l'interaction du éta et d'un proton dans l'état final décrit avec $a_{\eta p} = (0.27 + i0.22)\text{fm}$

Energie (MeV)	$\Delta\Omega$ (mrd)	ε_Ω Sans FSI	σ (nb) Sans FSI	σ (nb) Avec FSI _{pp}	σ (nb) Avec FSI _{pp+η} $a_{\eta p}=(0.27+i0.22)$ fm	σ (nb) Avec FSI _{pp+η} $a_{\eta p}=(0.55+i0.30)$ fm
1260	7.4	1.4	90 ± 15	87 ± 14	87 ± 14	87 ± 14
1265	3.9	5.3	840 ± 130	793 ± 119	785 ± 118	791 ± 119
	7.4	2.4	770 ± 120	721 ± 108	714 ± 107	716 ± 107
	11.5	1.5	760 ± 120	728 ± 109	724 ± 109	724 ± 109
1300	8.5	28.1	3460 ± 690	2313 ± 463	2017 ± 403	2104 ± 421

Tableau IV.2: Influence de l'interaction dans l'état final sur le calcul de la section efficace de $pp \rightarrow pp\eta$. La première colonne est l'énergie nominale du faisceau incident. La troisième colonne est le facteur correctif ε_Ω défini dans le texte et calculé par le programme de simulation dans l'hypothèse d'une distribution isotrope du éta dans le cm(distribution d'espace de phase sans FSI). Les quatre dernières colonnes montrent que l'influence de FSI sur notre calcul de σ_t augmente avec l'énergie.

et $a_{\eta p} = (0.55 + i0.30)$ fm (voir paragraphe IV.2b), on obtient les sections efficaces figurant respectivement dans l'avant dernière et la dernière colonne du tableau. Elle réduit σ_t . Cette réduction est cependant moins marquée que celle provoquée par l'interaction pp et apparait quasiment indépendante du choix de $a_{\eta p}$.

A 1265 MeV, des prises de données avec trois ouvertures verticales des fentes de SPESIII ont été réalisées. Du tableau IV.2 on peut observer que, pour chacune de ces ouvertures, les sections efficaces calculées se recoupent de manière pleinement satisfaisante ce qui constitue une preuve solide d'une évaluation correcte des pertes avec notre programme de simulation.

Le tableau IV.3 donne les valeurs moyennes des sections efficaces en fonction de Q_{cm} (défini page 30) calculé au milieu de la cible. Ces valeurs de Q_{cm} sont déduites non pas de l'énergie du faisceau mais d'un ajustement entre les distributions expérimentales et simulées de l'impulsion des protons associés à la production du η . A chaque énergie on définit la variation du χ^2 en fonction de Q_{cm} et la valeur de Q_{cm} adoptée correspond au χ^2 minimum. L'énergie réelle du faisceau s'en déduit aisément une fois la masse du η fixée. Les énergies réelles reportées dans le tableau IV.3 ont été calculées avec $m_\eta = 547.45$ MeV. L'erreur sur la section efficace totale inclut l'erreur statis-

tique sur le nombre d'événements η détectés(2 à 12%) ainsi que les incertitudes sur le nombre de protons incidents(8 à 11%), sur le temps mort(3%), sur l'efficacité des détecteurs(3 à 6%), sur l'épaisseur de la cible(3%) et sur le calcul par le programme

Energie machine (MeV)	Q_{cm} (MeV)	Energie réelle (MeV)	$\sigma_{pp \rightarrow pp\eta}$ (nb)	$ g_1 $ $10^{-2} \text{ fm}^{7/2}$
1260	0.64 ± 0.25	1257.3 ± 0.7	87 ± 14	4.1 ± 0.2
1265	2.65 ± 0.25	1262.6 ± 0.7	742 ± 113	3.5 ± 0.15
1300	16.0 ± 0.60	1297.7 ± 1.6	2060 ± 415	1.0 ± 0.15

Tableau IV.3: Sections efficaces totales de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ en fonction de Q_{cm} calculé(voir texte). L'énergie réelle du faisceau au milieu de la cible est déduite de Q_{cm} avec $m_\eta = 547.45$ MeV. Les valeurs de σ_t sont obtenues en moyennant celles figurant dans les 2 dernières colonnes du tableau IV.2. L'amplitude isovectorielle $|g_1|$ est déduite de l'expression(4) du texte.

de simulation de l'acceptance de SPES III (10 à 12%).

Les valeurs de σ_t reportées dans le tableau IV.3 sont à comparer avec celles obtenues récemment par PINOT[47] et figurant dans le tableau IV.4. Aux deux

T_p (MeV)	1265	(1263)	1300	1400	1500
σ (nb)	660 ± 100	(760 ± 120)	2240 ± 260	9800 ± 1000	27500 ± 3500

Tableau IV.4: Sections efficaces totales de $pp \rightarrow pp\eta$ mesurées par Chiavassa et al [47]. Si à 1265 MeV, l'énergie réelle du faisceau est 2 MeV plus bas, la section efficace correspondante est celle figurant entre parenthèse[47].

énergies communes l'accord est excellent. Nous reportons aussi dans le tableau IV.3 l'amplitude isovectorielle moyenne $|g_1|$ déduite de l'équation[14] suivante:

$$\sigma_{pp \rightarrow pp\eta} = 2\pi^2 P_p^* \int_0^{\sqrt{mQ_{cm}}} P_\eta^* |g_1|^2 k^2 dk \tag{IV.4}$$

où m est la masse du proton, P_p^* l'impulsion incidente des p , P_η^* l'impulsion du η , $2k$ l'impulsion relative de deux protons diffusés et Q_{cm} l'énergie au dessus du seuil dans le cm. Cette amplitude $|g_1|$ décroît de plus d'un facteur 4 entre $Q_{cm} = 0.64$ MeV et $Q_{cm} = 16.0$ MeV ce qui traduit comme le montre la figure IV.18 le fait que près

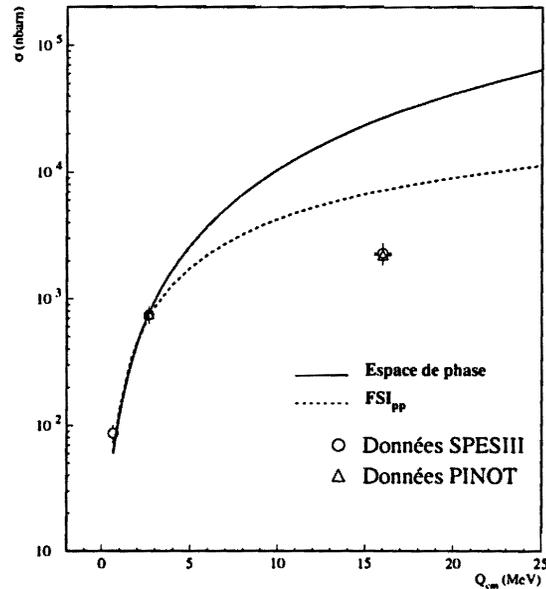


Figure IV.18: Sections efficaces totale de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ en fonction de Q_{cm} .

du seuil la section efficace croît moins vite que celle donnée par l'espace de phase (et pour laquelle on aurait $|g_1| = \text{Cte}$). Une dépendance en énergie identique est observée aussi bien dans $\pi^-p \rightarrow \eta n$ que dans $pd \rightarrow {}^3\text{He}\eta$ [32].

Bien que nous disposons de données à 1258 et 1350 MeV, elles n'ont pas été exploitées pour extraire les sections efficaces de correspondantes. A 1258 MeV d'énergie machine correspondrait une énergie de 1255.3 MeV au centre de la cible et de 1254.5 MeV à son extrémité (le faisceau perd environ 1.6 MeV dans la cible LH_2 de 56.2 mm d'épaisseur). Par effet dE/dx dans la cible, une partie du faisceau serait par conséquent sous le seuil de production du η (1254.6 MeV pour $m_\eta = 547.45$ MeV) ce qui rend la mesure de σ_t particulièrement difficile compte tenu notamment de l'incertitude sur la dispersion du faisceau et sur la masse du η . A 1350 MeV on a non seulement d'importantes coupures en acceptance mais aussi des coupures en impulsion comme le montre le spectre bidimensionnel de la figure IV.14. La mesure de σ_t aurait par conséquent été entachée d'une erreur importante.

c) Discussion

Nos mesures des sections efficaces totales de $pp \rightarrow pp\eta$ sont reportées en fonction de Q_{cm} sur la figure IV.19 qui donne également à titre de comparaison les prédictions théoriques des trois modèles[14, 15, 16] décrits au paragraphe I-3. La courbe GW du modèle de Germond et Wilkin[14] est identique à la courbe d de la figure I.18. Elle correspond à la seule contribution du ρ dans le mécanisme d'échange et se situe

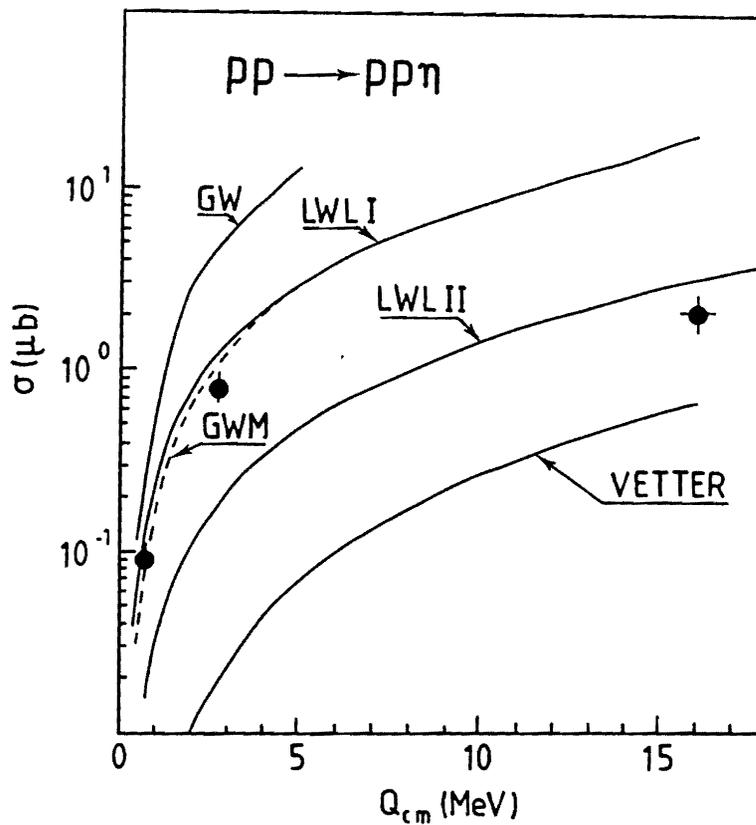


Figure IV.19: Section efficace totale de la réaction $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil en fonction de Q_{cm} . Les ronds pleins correspondent aux valeurs expérimentales mesurées avec SPES III et reportées dans le tableau IV.3. La courbe GW est la courbe "d" de la figure I.18[14]. La courbe GWM est déduite de la courbe "d" après i) réduction d'un facteur 0.7 de la constante de couplage de ρNN^* et ii) introduction des contributions d'échange de π , η et ρ avec les phases relatives +, + et - respectivement. Les courbes LWLI et LWLII sont celles des références[15] et [48] avec les amplitudes d'échange de π et ρ ajoutées constructivement [LWLI] et destructivement [LWLII]. La courbe VETTER est celle de la référence[16].

sensiblement au dessus de nos points expérimentaux. Si l'on veut prendre en compte l'échange d'autres mésons, on est alors confronté aux ambiguïtés des phases relatives de ces mésons. Les phases ne sont pas prédites par le modèle de Germond et Wilkin. Il stipule cependant que dans l'hypothèse où les amplitudes d'échange de π et ρ interfèrent constructivement dans $np \rightarrow d\eta$ alors elles doivent interférer destructivement dans $pp \rightarrow pp\eta$. Cette solution est compatible avec la seule mesure de section efficace de $np \rightarrow d\eta$ [19]. Elle permet également de reproduire de manière tout à fait satisfaisante nos points expérimentaux à $Q_{cm} = 0.64$ et 2.65 MeV comme le montre la courbe GWM déduite de la courbe GW en multipliant la constante de couplage ρNN^* adoptée par Germond et Wilkin d'un facteur 0.7 et en prenant en compte l'échange de π , η et ρ avec des phases relatives +, + et - respectivement. Les calculs n'ont pas été menés au delà de $Q_{cm} = 5$ MeV valeur constituant selon Germond et Wilkin la limite de validité de leur modèle dans lequel seules les ondes S du système (η -N) sont prises en compte.

En incluant des ondes partielles jusqu'à l'ordre F dans le système (η -N), Laget et al.[15] prennent implicitement en compte la contribution de plusieurs résonances N^* dans la production du η permettant à leur modèle de donner des prédictions sur un grand domaine en énergie. Les résultats pour des amplitudes constructives dans l'échange d'un π et d'un ρ sont illustrés sur la figure IV.19 par la courbe LWLI qui, près du seuil, est proche de la courbe GWM et reproduit bien nos mesures à $Q_{cm} = 0.64$ et 2.65 MeV. A $Q_{cm} = 16$ MeV par contre elle se situe à une valeur de section efficace d'un ordre de grandeur au dessus de notre point expérimental. Ce modèle, comme le précédent, ne prédit pas la phase relative entre les mésons échangés. Si cette phase correspond à une interférence destructive, on obtient la courbe LWLI[48]. Sa forme est identique à celle de la courbe LWLI. Elle est, comparée à LWLI, décalée vers le bas d'un facteur 7 environ ce qui la met en bon accord avec notre mesure à $Q_{cm} = 16$ MeV mais en désaccord avec nos mesures près du seuil.

Le modèle de Vetter et al[16] donne des prédictions en très bon accord avec les mesures réalisées à hautes énergies avec des chambres à bulles(voir figure I.20).

Il reproduit également de manière tout à fait satisfaisante les mesures récentes de Chiavassa et al.[47] jusqu'à 1.4 GeV ($Q_{cm} \simeq 55$ MeV). Par contre à basse énergie il sous estime les sections efficaces et ceci d'autant plus que l'on se rapproche du seuil comme le montre la courbe Vetter de la figure IV.19. Ce désaccord progressif au fur et à mesure que l'énergie décroît pourrait être du à l'interaction dans l'état final des 2 protons de $pp \rightarrow pp\eta$. Cette interaction dont il n'a pas été tenu compte dans le modèle joue un rôle important à basse énergie (voir figure IV.7).

CONCLUSION



CONCLUSION

Nous avons étudié la production au seuil du méson η dans la réaction $pp \rightarrow pp\eta$. La signature du η est réalisée en reconstituant le spectre de masse manquante de $pp \rightarrow ppX$ à partir de la détection en coïncidence des deux protons diffusés au voisinage de 0° . Au voisinage du seuil de la réaction ($Q_{cm} \leq 3$ MeV) la distribution simulée en impulsion des protons associés au η présente une forte dépendance en fonction de la masse du η , caractéristique que nous avons exploitée pour mesurer cette masse. La valeur obtenue, 547.65 ± 0.18 MeV, confirme une récente mesure antérieure, 547.30 ± 0.15 MeV[45]. Il est illusoire d'imaginer aujourd'hui que la précision atteinte puisse contribuer à contraindre significativement les modèles de calculs de la masse des hadrons dont l'incertitude se chiffre en MeV. Nous pensons cependant qu'elle peut s'avérer utile pour les calculs des rapports d'embranchement du η dans ses différentes voies de désintégration: la confrontation des estimations avec les données expérimentales permet de mettre en évidence et d'étudier des violations de lois physiques. Elle peut contribuer également à mieux comprendre l'origine toujours inexpiquée de la forte différence de masse des mésons η et η' .

C'est parce que les protons associés au η de $pp \rightarrow pp\eta$ au seuil sont émis dans un cône étroit autour de 0° que nous avons pu, même avec appareillage d'acceptance angulaire modeste, mesurer les sections efficaces totales à 1260, 1265 et 1300 MeV. L'angle d'ouverture du cône croit toutefois rapidement avec l'énergie et à 1.3 GeV il s'avère significativement supérieur à l'acceptance expérimentale puisqu'à cette énergie moins de 7% des événements sont détectés. L'estimation des pertes a néanmoins été possible au moyen d'un programme de simulation que nous avons mis au point et testé de manière pleinement satisfaisante. Malgré ces fortes coupures en acceptance, la section efficace obtenue à 1.3 GeV a été confirmée par le groupe PINOT[47] qui en détectant les produits de désintégration du η en deux photons mesure une section efficace dont la valeur s'écarte de moins de 10% de la notre. Pour l'estimation de ces pertes nous avons pris en compte l'interaction des deux protons dans l'état final dont la description aux énergies de ce travail est bien établie. Nous avons également

pris en compte l'interaction η - p dans l'état final. Les grandes incertitudes attachées à la description de l'interaction η - p s'avère peu sensibles à notre mesure des sections efficaces.

La section efficace mesurée près du seuil et l'amplitude isovectorielle que nous en déduisons présentent en fonction de l'énergie une dépendance qui s'écarte de ce que donne la distribution d'espace de phase. Cette observation traduit une forte variation de l'interaction dans l'état final sur un petit domaine en énergie. Les modèles théoriques prédisent de manière satisfaisante l'ordre de grandeur des sections efficaces mesurées ce qui confirme le caractère dominant de la résonance baryonique $N^*(1535)$ dans la production du η et sur lequel ces modèles sont construits. Cependant aucun d'entre eux ne reproduit correctement la variation de la section efficace près du seuil. Ce désaccord pourrait être une manifestation d'une forte interaction attractive du système $pp\eta$ au seuil.

La méthode d'analyse que nous avons mis au point dans ce travail peut être élargie à l'étude avec le spectromètre SPESIII de la production de mésons plus lourds, allant du ω jusqu'au ϕ , pour lesquels il n'existe aucune donnée près du seuil dans l'interaction NN. A partir de la comparaison des sections efficaces de production de ces différents mésons on pourrait ainsi établir une base de données expérimentales solides pour contraindre efficacement les modèles théoriques décrivant l'interaction NN.

BIBLIOGRAPHIE

Bibliographie

- [1] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Rev. D50, 1173(1994).
- [2] P. Berthet et al., Nucl. Phys. A443, 589(1985).
- [3] A. De Paoli et al., Phys. Lett. B219, 194(1989).
- [4] D. Morgan and M. R. Pennington, Phys. Lett. B258, 444(1991).
- [5] B. G. Duff, Fundamental Particles, Ed.: Taylor et Francis(1986).
- [6] H. O. Meyer et al., Nucl. Phys. A539, 633(1992).
- [7] V. Flaminio et al., Compilation of Cross Section, Report CERN-HERA 84-01, 082(1984).
- [8] Compilation by H. Genzel, P. Joos, et W. Pfeil, in Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series I/8 (Springer, New York,1973), p. 278;
Compilation by R. Baldini et al., in Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology, New Series I/12b (Springer, New York, 1988), p. 361;
S. Homma et al., J. Phys. Soc. Japn. 57, 828(1988);
S. A. Dytman et al., Bull. Am. Phys. Soc. 35, 1679(1990);
W. W. Daehnick, in Particle Production Near Threshold, Nashville, Indiana, 1990, edited by Hermann Nann and Edward J. Stephenson (American Institut of Physics, New York, 1991), p. 106.
- [9] M. Benmerrouche et al., Phys. Rev. Lett. 67, 1070(1991).

- [10] V. Flaminio et al., Compilation of Cross Section, Report CERN-HERA 83-01, 248(1983).
- [11] J. C. Peng et al., Phys. Rev. Lett. 63, 2353(1989).
- [12] J. Berger et al., Phys. Rev. Lett. 61, 919(1988).
- [13] S. Okubo, Phys. Lett. 5, 165(1963);
G. Zweig, CERN/TH 401 and CERN/TH 412 (unpublished);
J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. 37-38, 21(1966).
Pour une discussion phénoménologique et théorique de la règle de OZI, voir H. J. Lipkin, Nucl. Phys. B244, 147(1984); B291, 720(1987).
- [14] J. F. Germond et C. Wilkin, Nucl. Phys. A518, 308(1990).
- [15] J. M. Laget, F. Wellers et J. F. Lecomte, Phys. Lett. B257, 254(1991).
- [16] T. Vetter, A. Engel, T. Birò et U. Mosel, Phys. Lett. B263, 153(1991).
- [17] F. Plouin et al., Nucl. Phys. A302, 413(1978).
- [18] A. Abashian et al., Phys. Rev. 132, 2296(1963).
N. Booth et al., Phys. Rev. 132, 2305(1963).
- [19] F. Plouin, P. Fleury et C. Wilkin, Phys. Rev. Lett. 65, 690(1990).
- [20] D. A. Hutcheon et al., Phys. Rev. Lett. 64, 116(1990).
- [21] H. Brody et al., Phys. Rev. D9, 1917(1974).
- [22] J. M. Laget et J.F. Lecomte, Phys. Rev. Lett. 61, 2069(1988).
- [23] J. F. Germond et C. Wilkin, J. Phys. G15, 437(1989).
- [24] T. Kirchner, Thèse de Doctorat de l'Université, Orsay(1993).
- [25] Gy. Wolf, W. Cassing et U. Mosel, Nucl. Phys. A552, 549(1993).
- [26] L. C. Liu et Q. Haider, Phys. Rev. C34, 1845(1986).

-
- [27] E. Chiavassa et al., *Z. Phys.* A344, 345(1993).
- [28] R. S. Bhalerao et L. C. Liu, *Phys. Rev. Lett.* 54, 865(1985).
- [29] R. M. Brown et al., *Nucl. Phys.* B153, 89(1979).
- [30] L. C. Liu et al., *Phys. Lett.* B195, 515(1987).
- [31] M. Kohno et H. Tanabe, *Nucl. Phys.* A519, 755(1990).
- [32] C. Wilkin, *Phys. Rev.* C47, R938(1993).
- [33] R. E. Chrien et al., *Phys. Rev. Lett.* 60, 2595(1988).
- [34] J. D. Johnson et al., *Phys. Rev.* C47, 2571(1993).
- [35] Du nucléon à la matière nucléaire. Rapport sur la physique nucléaire aux énergies intermédiaires. IN2P3. Janvier 1992
- [36] W. Bertozzi et al., *N.I.M.* 141(1977).
- [37] M. P. Comets, Thèse de Doctorat de l'Université, Orsay(1989).
- [38] H. Quechon, Thèse de Doctorat de l'Université, Orsay(1980).
- [39] C. Kerboul, Thèse de Doctorat de l'Université, Strasbourg(1984).
- [40] D. Benabdelouahed, Thèse de Doctorat de l'Université, Strasbourg(1987).
- [41] F. Méot et S. Valero, Manuel d'utilisation de Zgoubi, LNS 88-13, CEA-CEN/Saclay, 08/1988.
- [42] FOWL, CERN COMPUTER CENTER, PROGRAM LIBRARY 1970.
- [43] M. Akemoto et al., *Phys. Lett.* 149B, 321(1984).
- [44] H. P. Noyes, *Ann. Rev. Sci.*, 22, 465(1972).
- [45] F. Plouin et al., *Phys. Lett.* 276B, 526(1992).
- [46] A. M. Bergdolt et al., *Phys. Rev.* D48, R2969(1993).
-

[47] E. Chiavassa et al., Phys. Lett. B322, 270(1994).

[48] J. M. Laget (communication privée).