

A2

EX 8690₉

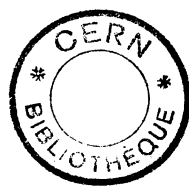
THESE de DOCTORAT d'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

23 JAN. 1979

à l'UNIVERSITE PIERRE et MARIE CURIE
PARIS 6



par Madame Marie-Claude TOUBOUL

pour obtenir le grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050406

ETUDE COMPARATIVE DES INTERACTIONS
DE MESONS π^- DE 9 GeV/c SUR DEUTON ET NEUTRON
AVEC PRODUCTION DE QUATRE PARTICULES CHARGÉES

Soutenue le 12 juin 1978 devant le jury composé de :

M.M. A.ASTIER
M. BAUBILLIER
P. FALK-VARIANT
L. JAUNEAU
A. MOREL
B. GROSSETETE

THESE de DOCTORAT d'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

**à l'UNIVERSITE PIERRE et MARIE CURIE
PARIS 6**

par Madame Marie - Claude TOUBOUL

pour obtenir le grade de DOCTEUR ES-SCIENCES

**ETUDE COMPARATIVE DES INTERACTIONS
DE MESONS π^- DE 9 GeV/c SUR DEUTON ET NEUTRON
AVEC PRODUCTION DE QUATRE PARTICULES CHARGÉES**

Soutenue le 12 juin 1978 devant le jury composé de :

**M.M. A.ASTIER
M. BAUBILLIER
P. FALK-VARIANT
L. JAUNEAU
A. MOREL
B. GROSSETETE**

INTRODUCTION

CHAPITRE I. OBTENTION DES DONNEES

I. Identification des événements

1. Introduction
2. Dépouillement
3. Mesure des événements
4. Programmes d'analyse
5. Sélection des événements
6. Séparation des réactions $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ et $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$

II. Sections efficaces

1. Généralités
2. Calcul du nombre de microbarns par événement
3. Section efficace de la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
4. Section efficace de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

CHAPITRE II. CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DES REACTIONS

$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ ET $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

I. Analyse en impulsions longitudinales

- A. La réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
 1. Masses effectives
 2. Distribution en transfert
 3. Analyse en impulsions longitudinales
- B. La réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$
 1. Masses effectives
 2. Analyse en impulsions longitudinales

II. Analyse multidimensionnelle

- A. Généralités
- B. Principe de la méthode
 1. Caractéristiques générales
 2. Méthode d'utilisation
- C. Application à la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
 1. Choix des variables
 2. Définition des classes
 3. Itérations
 4. Résultats
- D. Application à la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$
- E. Comparaison des méthodes de coupures et d'analyse multidimensionnelle
 1. La réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
 2. La réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$
 3. Conclusion

CHAPITRE III. EVALUATION DES CONTRIBUTIONS DES ECHANGES NATURELS OU NON NATURELS
DANS LES REACTIONS $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$, $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1900}^-$, $\pi^- n \rightarrow \rho^0 (\pi^- n)$

- I. Introduction
- II. Description de l'analyse
- III. Résultats expérimentaux
- IV. Conclusion
- V. Essai d'interprétation des résultats

CHAPITRE IV. DECOMPOSITION EN ONDES PARTIELLES DES SYSTEMES DE 3π

- I. Principe de l'analyse
- II. Conditions d'applications de ce formalisme aux réactions
 $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$.
 - A. Paramétrisation
 - B. Coupures d'espace de phase
 - C. Etude des distributions des angles d'Euler
 - D. Choix des ondes partielles
 - E. Paramétrisation de la dépendance en $M_{3\pi}$
- III. Résultats de l'analyse
 - A. Réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
 - B. Réaction $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$
- IV. Comparaison des résultats obtenus dans les deux réactions

CHAPITRE V. DESCRIPTION DES REACTIONS $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$ ET $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$
PAR UN MODELE D'ECHANGES DE π ET DE ρ

- I. Description des amplitudes utilisées
- II. Comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux
 - A. La réaction $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$
 - B. La réaction $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$
- III. Conclusion

CHAPITRE VI. SYNTHESE DES RESULTATS OBTENUS ET ETUDE COMPARATIVE DES
DEUX REACTIONS

- I. Résumé des résultats obtenus
- II. Comparaison des réactions $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$
et $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ à 9 GeV/c.

CONCLUSION

ANNEXES :

1. Description d'une méthode de recherche itérative d'agglomérats
2. Formalisme de l'analyse on ondes partielles de trois mésons
3. Amplitudes des modèles d'échange d'un π et d'un ρ
4. Définition de systèmes de référence
5. Quelques relations cinématiques dans la réaction
 $\alpha N \rightarrow \alpha^* \pi N$

REFERENCES

TABLE DES FIGURES

INTRODUCTION

Ce travail a été réalisé à partir de clichés d'interactions de π^- de 9 GeV/c sur du deutérium. L'utilisation d'une cible de deutérium présente un double intérêt : elle permet l'étude de la production cohérente de systèmes mésoniques ou le deuton joue le rôle de filtre d'isospin. D'autre part, en raison de la faible énergie de liaison des deux nucléons, il est possible d'utiliser le deutérium comme cible de neutrons.

L'étude que nous présentons consiste en l'analyse des deux réactions :

$$\pi^- d \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d \quad (1)$$

$$\pi^- n \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n \quad (2)$$

Nous nous intéressons dans ce travail à la comparaison de la production des systèmes de 3π sur neutron et, de façon cohérente, sur deuton et plus particulièrement à la production diffractive de ces systèmes.

D'autre part, nous comparons les propriétés de la réaction (2) à celles de la réaction "miroir" d'isospin : $\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$; les propriétés de ces deux réactions devraient être identiques et leur comparaison permet de voir l'influence de la liaison du neutron cible dans le deuton et si un simple effet d'ombre d'un nucléon sur l'autre, calculable à l'aide de la théorie de Glauber, suffit à expliquer la différence.

Dans le premier chapitre nous décrivons les techniques utilisées pour obtenir les données expérimentales. Les caractéristiques essentielles de chacune des deux réactions sont dégagées dans le chapitre suivant à l'aide de deux méthodes que nous comparons : une méthode classique de coupures dans un espace d'impulsions longitudinales et une analyse multidimensionnelle.

Les systèmes (3π) produits diffractivement sont décomposés en ondes partielles à l'aide de l'analyse d'Ascoli dans le chapitre IV

Dans le chapitre III nous présentons une évaluation des contributions des échanges naturels et non naturels dans les réactions $\pi^- n \longrightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$, $\pi^- n \longrightarrow \rho^0 \Delta_{1900}^-$ et $\pi^- n \longrightarrow \rho^0 (\pi^- n)$

Nous essayons ensuite de décrire, par un modèle de Deck d'échange Reggeisé de π et de ρ , les réactions $\pi^- d \longrightarrow \rho^0 \pi^- d$ et $\pi^- n \longrightarrow \rho^0 \pi^- n$ dans le chapitre V.

Enfin dans le dernier chapitre nous regroupons les résultats obtenus pour chaque réaction avec ces différentes analyses, regardons s'ils sont compatibles avec ceux obtenus dans des expériences analogues, puis nous comparons la production diffractive de trois pions sur neutron et sur deuton.

CHAPITRE I

OBTENTION DES DONNEES

I. IDENTIFICATION DES EVENEMENTS

1. Introduction

Cette étude a été réalisée à partir de clichés, pris en juin-juillet 1970, dans la chambre à bulles de 2 mètres du CERN remplie de deutérium; cette chambre était exposée à un faisceau séparé de π^- de 9 GeV/c.

Les clichés ont été répartis entre les deux laboratoires de la collaboration : l'Institut de physique de l'Université de Bari et le notre (L.P.N.H.E. Université Pierre et Marie Curie), et ont fait l'objet d'une analyse antérieure portant sur les réactions: $\pi^- n p_s \rightarrow \pi^- \pi^+ p_s$ et $\pi^- n p_s \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0 p_s$ (Réf. 1).

Les clichés à partir desquels est fait le travail présenté ici sont au nombre de 240.000.

2. Dépouillement

Les deux réactions que nous voulons analyser sont :

$$\pi^- n p_s \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n p_s \quad (1)$$

$$\pi^- d \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d \quad (2)$$

production d'un système de trois mésons π sur neutron (1) et, de façon cohérente, sur deuton (2). En ce qui concerne la première réaction nous faisons l'hypothèse connue sous le nom d'approximation d'impulsion : le deuton étant un système faiblement lié, le π^- incident peut interagir avec l'un des nucléons (ici le neutron), l'autre restant simple "spectateur".

Au niveau du dépouillement il n'est pas possible de distinguer les événements pour lesquels la cible est le neutron de ceux pour lesquels il s'agit du proton; nous avons donc cherché globalement les événements :

$$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n p$$

Aussi bien dans le cas de la réaction cohérente (2) que pour la réaction précédente (1) les trois pions de l'état final, légers et souvent rapides, correspondent à deux traces négatives et une trace positive claires, alors que le deuton de recul, ou le proton, est lent et se présente sous la forme d'une trace très noire, souvent courte.

Dans certains cas, même, il se peut que le deuton, ou le proton, soit trop lent pour être visible. Nous avons donc choisi les critères de dépouillement suivants : étaient retenus d'une part tous les événements avec trois traces dans l'état final, 2 négatives et une positive (événements "3 branches" ou, encore plus simplement, "3 br") d'autre part les événements ayant quatre traces : deux négatives et deux positives et pour lesquels l'une des positives était noire, s'arrêtant dans la chambre ou d'impulsion inférieure à 400 MeV/c (événements "4 branches" ou "4 br").

En fait c'est uniquement dans le lot expérimental des 80.000 clichés traités par nous que les précédents critères ont été appliqués. Dans le lot complémentaire seuls les événements à 4 branches ont été retenus.

A la fin de ce dépouillement nous avons :

Lot de Bari : 29.000 événements 4 branches
Notre lot : 29.000 événements dont 15.000 trois branches.

Donc au total nous disposons de 43.000 événements 4 branches et 15.000 événements 3 branches.

3. Mesure des événements

Les 29.000 événements de nos collaborateurs ont été mesurés sur des appareils manuels classiques.

Nous avons utilisé pour mesurer les nôtres le "Spiral Reader" du Collège de France; une description d'un appareil semi-automatique analogue est présentée dans la référence 2. Très grossièrement le principe de la mesure est le suivant : un opérateur mesure des marques "fiducielles", le vertex de l'interaction ainsi que certains points spéciaux, comme par exemple l'extrémité d'une trace qui s'arrête dans la chambre, puis un balayage automatique en spirale du cliché est fait; les données ainsi mesurées sont alors accumulées sur une bande magnétique.

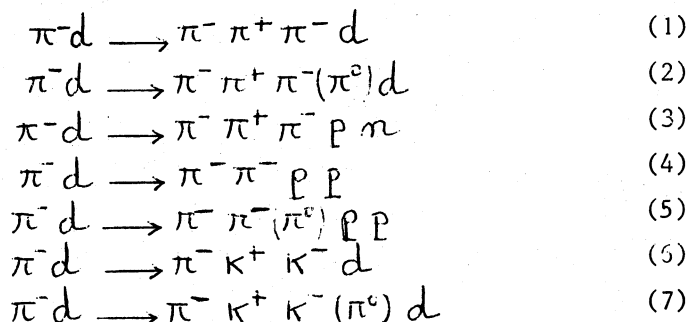
4. Programmes d'analyse

L'analyse des événements s'effectue en trois étapes :

- filtrage des traces
- reconstruction géométrique
- reconstruction cinématique

Pour les deux premières parties nous avons utilisé deux programmes (POOH et GEOM) écrits sous forme HYDRA au CERN (Réf. 3). En ce qui concerne la dernière partie nous avons utilisé le programme GRIND (Réf. 4). Ce dernier calcule, pour chaque hypothèse faite sur les masses des particules de l'état final, une probabilité en ajustant aux données les paramètres des quatre équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion.

Les hypothèses de masse que nous avons essayées sont les suivantes :



Les réactions (1), (4) et (6) sont des ajustements à 4 contraintes; en effet dans les événements à 4 branches toutes les quantités géométriques sont mesurées et sont reliées, lors de l'ajustement cinématique, par les 4 équations de conservation de l'impulsion et l'énergie. Les autres réactions sont des ajustements à une contrainte car les trois composantes du vecteur impulsion de la particule neutre sont inconnues.

Dans le cas où l'événement ne comporte que 3 branches visibles, les réactions (1) et (6) sont alors des réactions à 1 contrainte; la réaction (4) reste cependant une réaction à 4 contraintes; en effet, si l'un des protons est non visible, on fait l'hypothèse que c'est le nucléon spectateur et qu'il a donc une faible impulsion dont la direction est quelconque. Le programme GRIND associe alors à ce nucléon une impulsion nulle affectée d'une erreur $\Delta p_x = \Delta p_y = \pm 0,030 \text{ MeV}/c$, $\Delta p_z = \pm 0,040 \text{ MeV}/c$ ces erreurs sont choisies de telle façon que la distribution gaussienne d'impulsion qui en résulte soit une bonne approximation d'une "distribution de Hulthen" pour les petites impulsions.

En effet la distribution d'impulsion du nucléon spectateur, impulsion supposée non modifiée du fait de l'interaction, peut être calculée à partir de la fonction d'onde du deuton. La fonction d'onde du deuton la plus généralement utilisée est due à Hulthen (Réf. 5) : elle correspond à la distribution d'impulsion suivante pour le nucléon spectateur :

$$\frac{dN}{dp} = 4\pi p^2 A^2 \left[\frac{1}{p^2 + \alpha^2} - \frac{1}{p^2 + (\alpha + \beta)^2} \right]^2$$

avec $A = \alpha(\alpha + \beta)(2\alpha + \beta) / \pi^2 \beta^2$, $\alpha = 46 \text{ MeV}/c$ et $\beta = 240 \text{ MeV}/c$

Ainsi, même pour un événement à 3 branches, la réaction (4) correspond à un ajustement à 4 contraintes.

Enfin considérons les événements $\pi^- d \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$; lorsque ces événements sont des 4 branches, l'ajustement est à 1 contrainte puisque l'on n'a pas mesuré l'impulsion du neutron. Pour les événements à 3 branches on fait l'hypothèse que le proton est le nucléon spectateur et, ainsi que nous l'avons dit plus haut, une impulsion nulle affectée d'une erreur Δp lui est associée. Les événements à trois branches donnent ainsi également des ajustements à 1 contrainte.

5. Sélection des événements

a. Critères généraux

Nous avons tout d'abord trié les événements à l'aide des critères généraux qui suivent : une hypothèse donnée n'est retenue que si, dénotant P la probabilité associée au χ^2 de l'ajustement et MM_2 le carré de la masse manquante, on a :

- pour un ajustement à 4 contraintes :

$$P > 0,05$$

$$-0,02 \leq MM_2 \leq 0,02 \text{ (GeV/c)}^2$$

- pour un ajustement à 1 contrainte :

$$P > 0,15$$

$$-0,2 \text{ (GeV/c)} \leq MM_2 \leq 0,2 \text{ (GeV/c)} \quad \text{pour les hypothèses avec un } \pi^0$$

$$-0,2 \text{ (GeV/c)} \leq MM_2 \leq 1,7 \text{ (GeV/c)} \quad \text{pour l'hypothèse } \pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$$

(aucune coupure en probabilité n'est faite pour les 3 br de l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$).

Ainsi un événement pour lequel une, et une seule, hypothèse satisfait aux coupures générales précédentes est affecté à la réaction correspondante. Dans le cas où plusieurs hypothèses satisfont aux coupures il est considéré comme ambigu et rejeté. Les figures 1 et 2 présentent les distributions des probabilités et des carrés des masses manquantes pour les événements des hypothèses $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$ (4 br et 3 br séparés).

b. Coupure sur le parcours

Dans le cas des événements à trois branches l'ajustement est fait avec une seule contrainte; il est alors possible pour un événement avec un, ou même plusieurs π^0 , que l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ satisfasse aux coupures, l'impulsion du (ou des) π^0 étant alors incorporée dans l'impulsion du deuton manquant. Alors si le parcours associé à l'impulsion du deuton, après l'ajustement, est tel que le deuton aurait dû être visible, on peut rejeter ces événements à l'aide d'un critère de visibilité. Ce critère est le suivant : sont retenus les événements pour lesquels les quantités R et δR , parcours du deuton projeté sur le plan des caméras et erreur associée, satisfont aux inégalités :

$$\left\{ \begin{array}{l} (R - \delta R)_{\text{proj.}} < \begin{cases} 2,5 \text{ mm} \\ 4 \text{ mm} \end{cases} \text{ dans le cône avant } (\pm 15^\circ) \\ \delta R_{\text{proj.}} < 1,5 \text{ mm} \end{array} \right.$$

La coupure est moins stricte quand le deuton se trouve dans le cône avant ; en effet dans cette région, une très courte trace noire, peut ne pas avoir été vue au dépouillement, parce qu'elle était masquée par les traces des pions émis vers l'avant. La coupure sur la valeur de l'erreur δR est utilisée pour éliminer les événements qui ont une trop grande erreur.

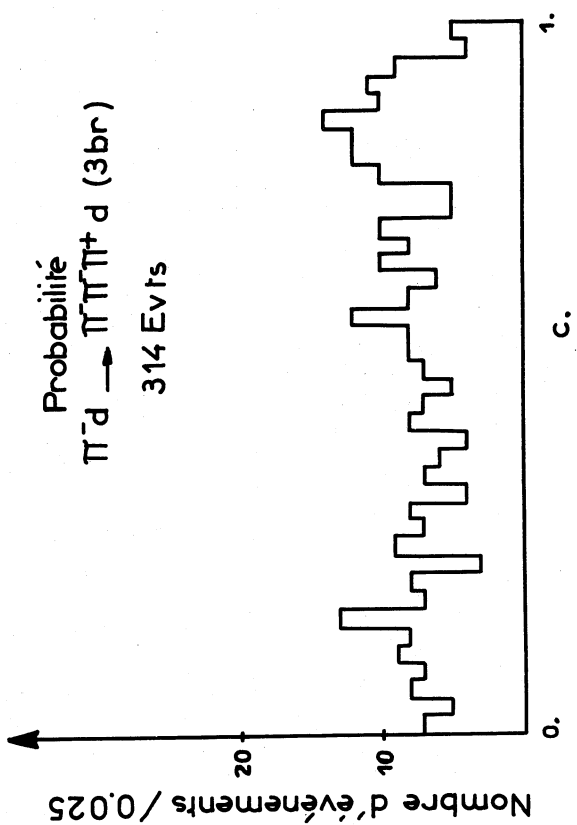
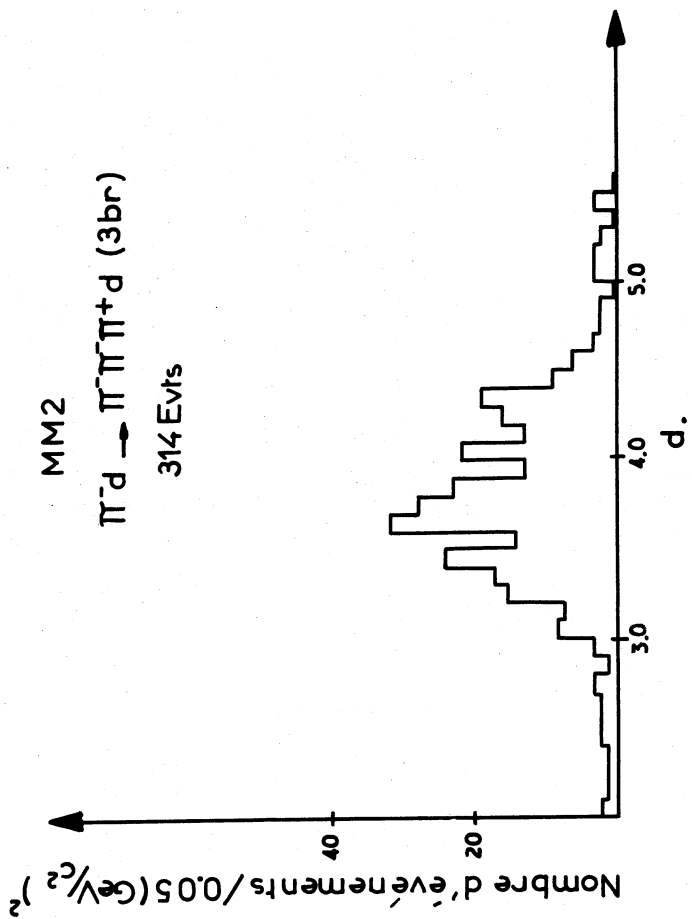
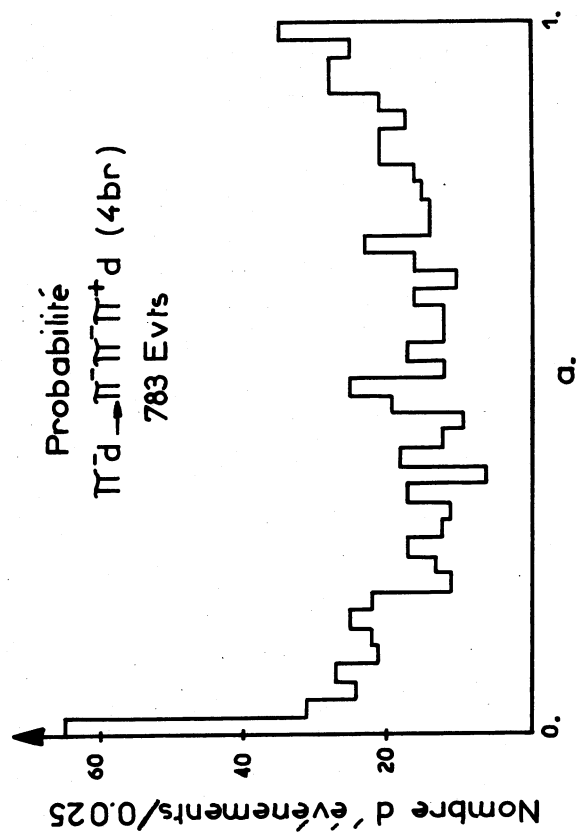
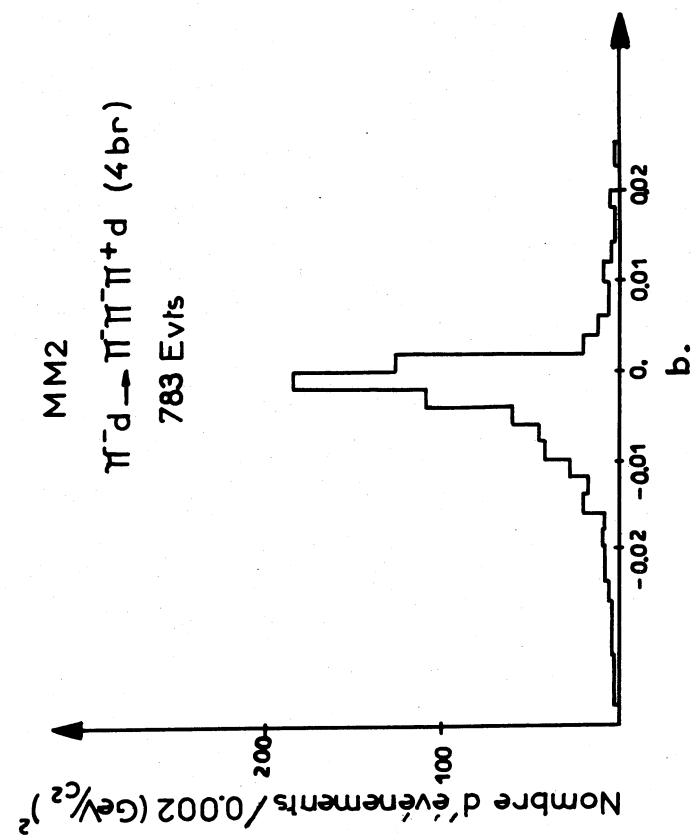


Fig.1

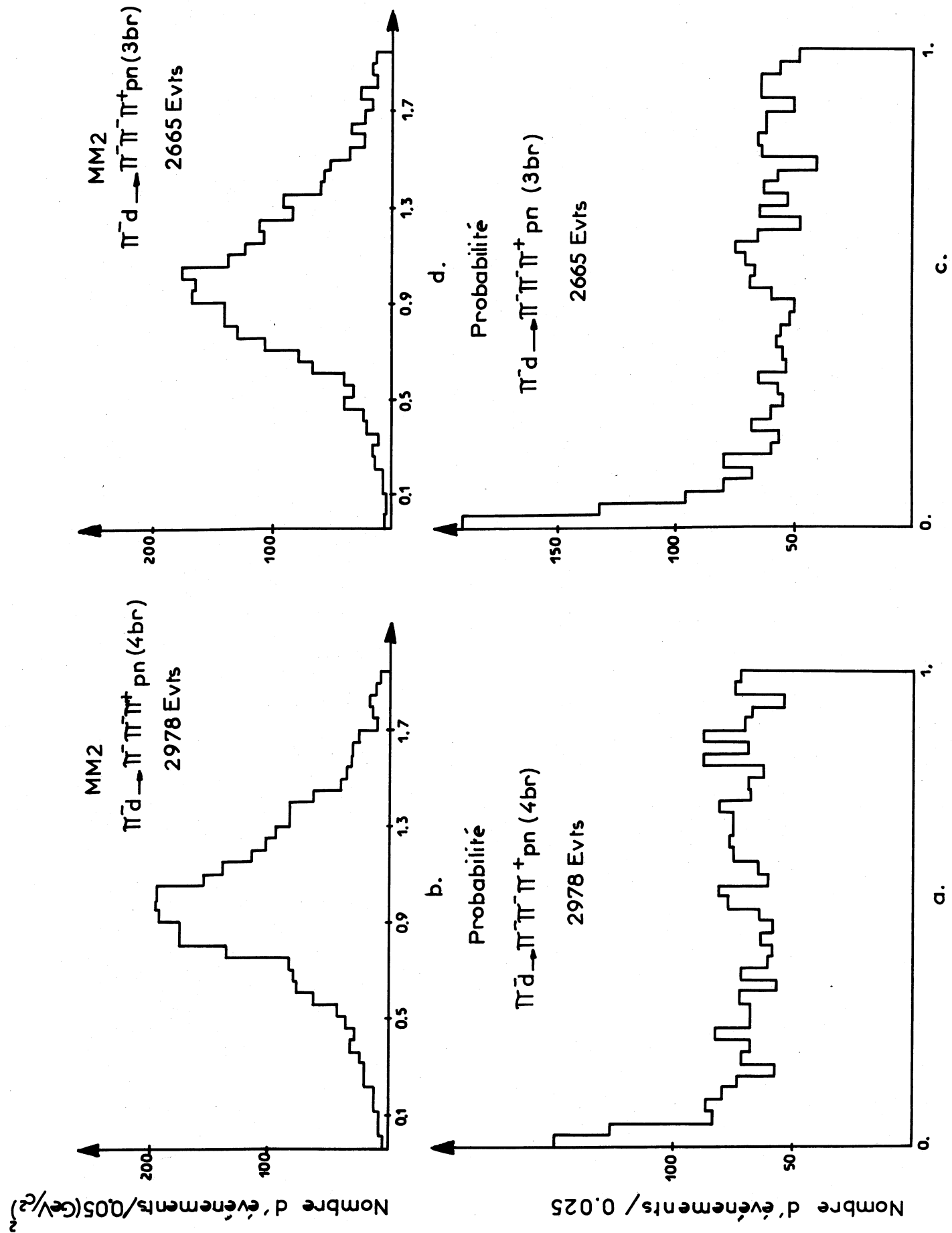


Fig.2

c. Ambiguïtés entre les hypothèses $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$

Après les coupures précédentes 80 % des événements compatibles avec l'hypothèse $\pi^- \pi^+ \pi^- d$ restent ambigus avec l'hypothèse $\pi^- \pi^+ \pi^- p n$. Pour lever cette ambiguïté nous avons fait des coupures supplémentaires.

Supposons qu'un véritable événement cohérent soit compatible avec l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$; dans ce cas la masse équivalente du système (pn), M_{pn} , doit être très voisine de la masse du deuton. D'autre part, lors de l'ajustement, la trace courte est associée à un proton; or on peut calculer, à l'aide de l'égalité reliant l'impulsion et le parcours d'une particule de masse m :

$$\frac{P}{m} = 0,155 \left(\frac{R}{m} \right)^{1/3,45} \quad (\text{ou } P \text{ est en GeV/c et } R \text{ en cm}) \quad (\text{Réf. 6})$$

le lieu entre les impulsions d'un proton et d'un deuton de même parcours :

on trouve alors $|\vec{P}_d| / |\vec{P}_p| = 1,65$. Du fait de la conservation de l'impulsion $\vec{P}_d = \vec{P}_p + \vec{P}_n$, $\vec{P}_p$ et $\vec{P}_n$ doivent être colinéaires et alors le rapport :

$$R = |\vec{P}_n| / |\vec{P}_p| = 0,65$$

Enfin considérons Θ_{pn} l'angle entre le proton et le neutron ; lorsqu'un véritable événement cohérent est compatible avec une hypothèse pn, cet angle doit être voisin de 0 ou de 180° : en effet si c'est un quatre branches, la trace courte est prise comme proton et son impulsion $\vec{P}_p = 0,66 \vec{P}_d$ (voir plus haut); donc, pour satisfaire la conservation de l'impulsion, le neutron doit avoir une impulsion parallèle à celle du proton, donc $\Theta_{pn} = 0^\circ$. Si c'est un 3 branches l'impulsion du spectateur est choisie nulle; ainsi la direction de l'impulsion du nucléon non spectateur est celle du deuton, et lors de l'ajustement la direction de l'impulsion du nucléon spectateur est alors définie parallèle ou "anti parallèle" à la direction du nucléon non spectateur, donc Θ_{pn} est nul ou égal à 180°.

Nous présentons sur les figures 3 a-b-c les distributions M_{pn} , $\cos \Theta_{pn}$ et R pour les deux hypothèses. D'après l'allure de ces distributions et à l'aide des remarques précédentes nous avons choisi les coupures qui suivent :

L'hypothèse cohérente est retenue quand :

$$M_{pn} < 1,895 \text{ GeV}/c^2 \quad |\cos \Theta_{pn}| \geq 0,75$$

$$0,35 < R = |\vec{P}_n| / |\vec{P}_p| < 1,05$$

d. Conclusions

A la fin de ces diverses sélections nous obtenons pour l'ensemble de la collaboration le nombre d'événements donné dans le tableau 1. En extrapolant les distributions M_{pn} , $\cos \Theta_{pn}$ et R à l'extérieur des coupures, nous estimons que la contamination de la réaction cohérente par la réaction (pn) est de l'ordre de 4 ± 1 %.

$$R = \frac{|P_n|}{|P_p|}$$

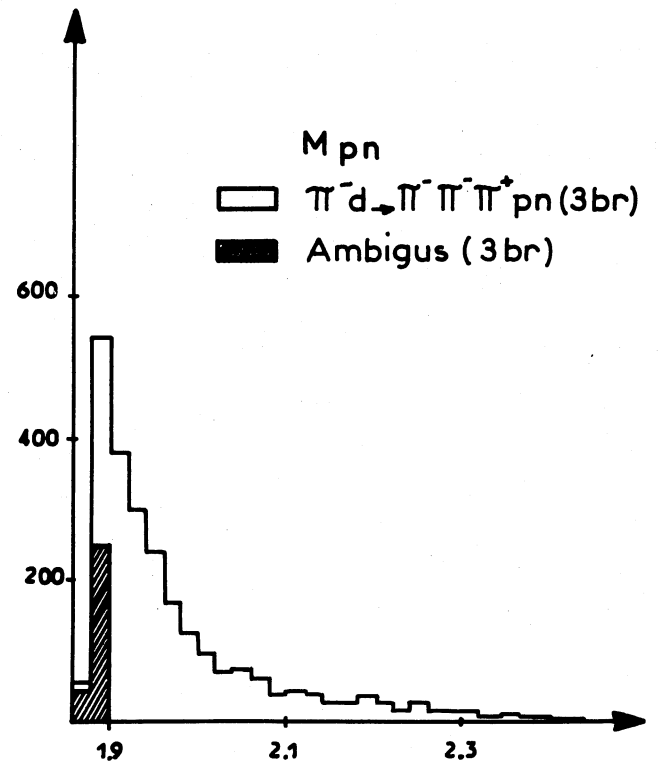
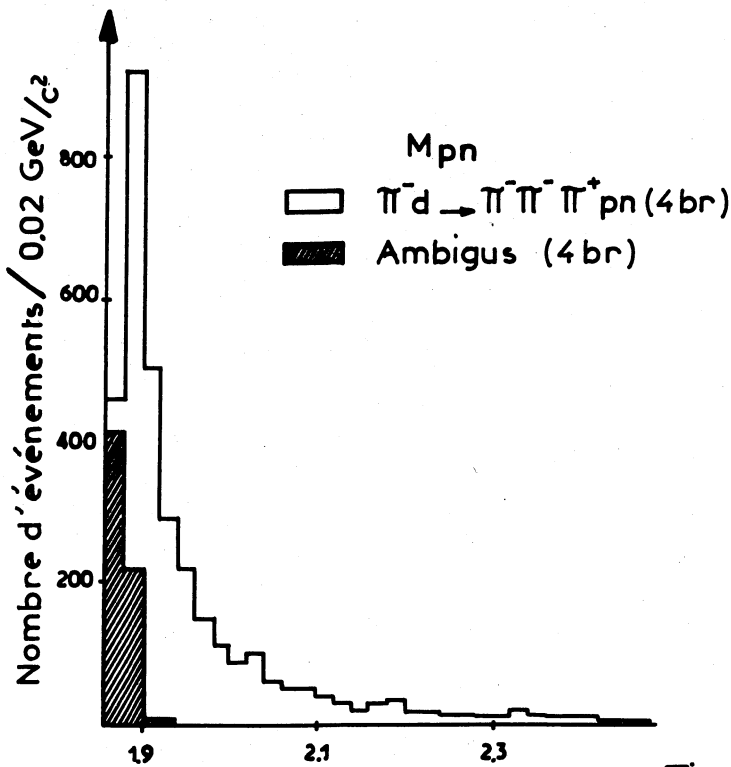
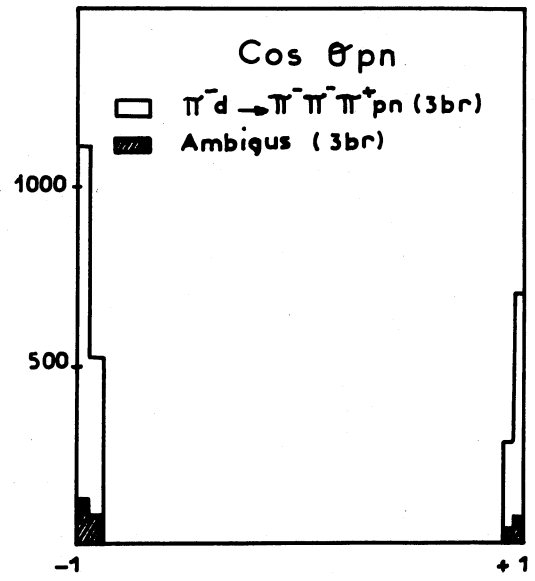
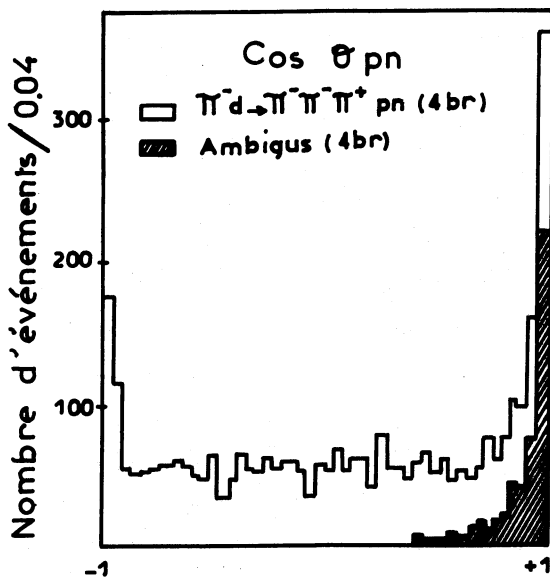
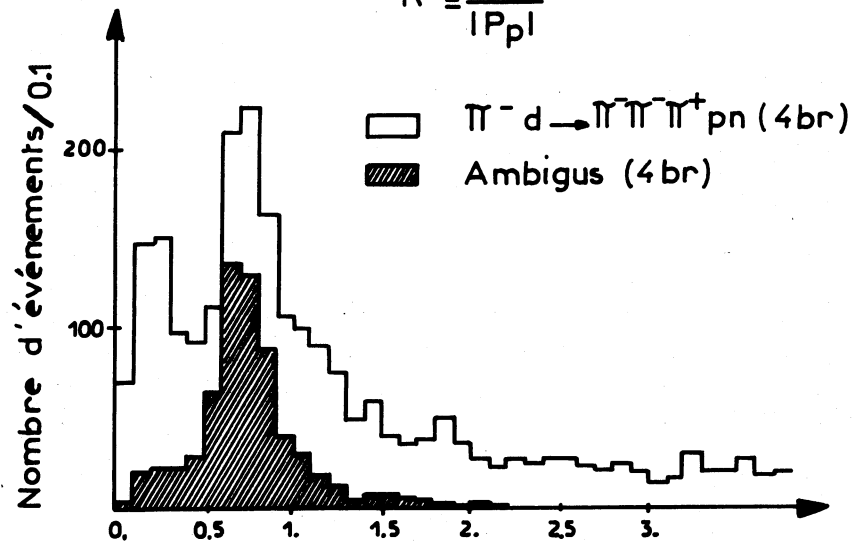


Fig.3

TABLEAU 1				
Hypothèse		Nombre total d'événements	4 branches	3 branches
$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$	Bari	868	868	0
	Paris	777	486	291
	Total	1645	1354	291
$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$	Bari	2589	2294	295
	Paris	3157	1629	1528
	Total	5746	3923	1823

6. Séparation des réactions $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ et $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$

Nous avons séparé les événements pour lesquels le neutron est la cible des événements pour lesquels le proton est la cible en choisissant comme nucléon spectateur le plus lent des deux. En ce qui concerne les événements 3 branches ils sont tous classés dans la catégorie $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ puisque dans l'ajustement cinématique, l'impulsion du proton non visible est choisie égale à 0.

Sur la figure 4 nous présentons la distribution en impulsion du proton spectateur pour les événements $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ de notre lot expérimental (lot homogène en 3 branches et 4 branches). On voit que, comme l'ajustement est fait avec une seule contrainte, le proton spectateur n'est pas reconstitué correctement lorsqu'il n'est pas visible.

Cependant si l'interaction a lieu réellement sur le neutron, l'impulsion du proton spectateur doit être isotrope. Sur la figure 5 sont représentées les distributions P_x , P_y , P_z du proton spectateur (toujours pour notre lot expérimental), trois branches et quatre branches séparés.

Nous voyons que ces distributions sont à peu près symétriques par rapport à la valeur 0.

La perte d'événements 4 branches dans la distribution P_y au voisinage de $|p_y| = 0$ correspond aux événements pour lesquels le proton spectateur est émis dans la direction du faisceau et est donc moins visible (en effet l'axe y est l'axe perpendiculaire à la direction du faisceau dans le plan des caméras). Les événements passent alors dans la catégorie des trois branches ou sont reconstruits avec moins de précision.

Nous pouvons évaluer l'erreur commise en définissant le nucléon le plus lent comme nucléon spectateur. A cet effet nous générons, à l'aide d'un programme de Monte Carlo, des événements $\pi^- n(p_s) \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n(p_s)$ avec une impulsion pour le proton spectateur tirée suivant une distribution de Hulthen, ces événements étant d'autre part pondérés par le carré d'un élément de matrice d'échanges de π et de ρ (voir chapitre V).

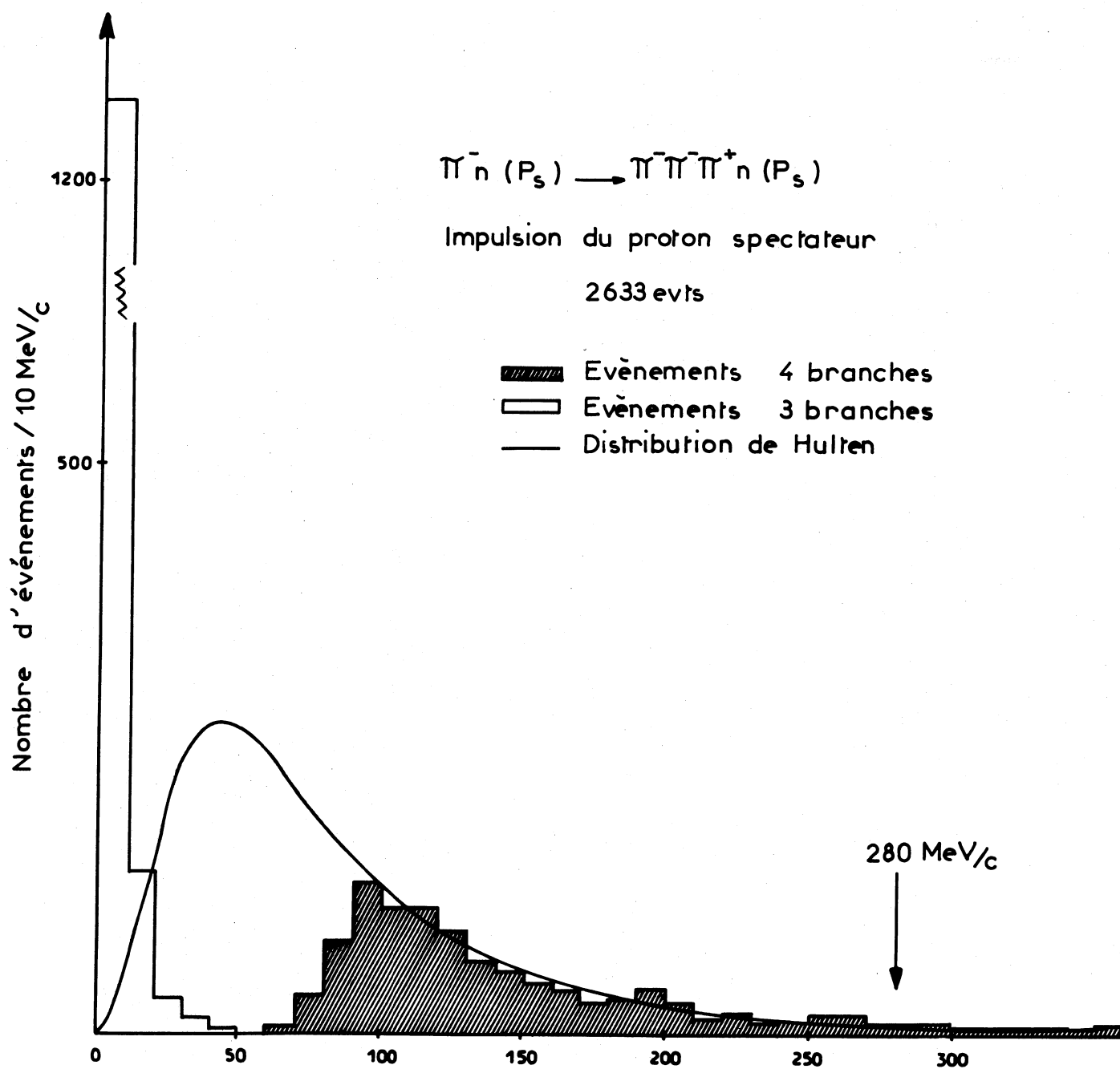


Fig.4

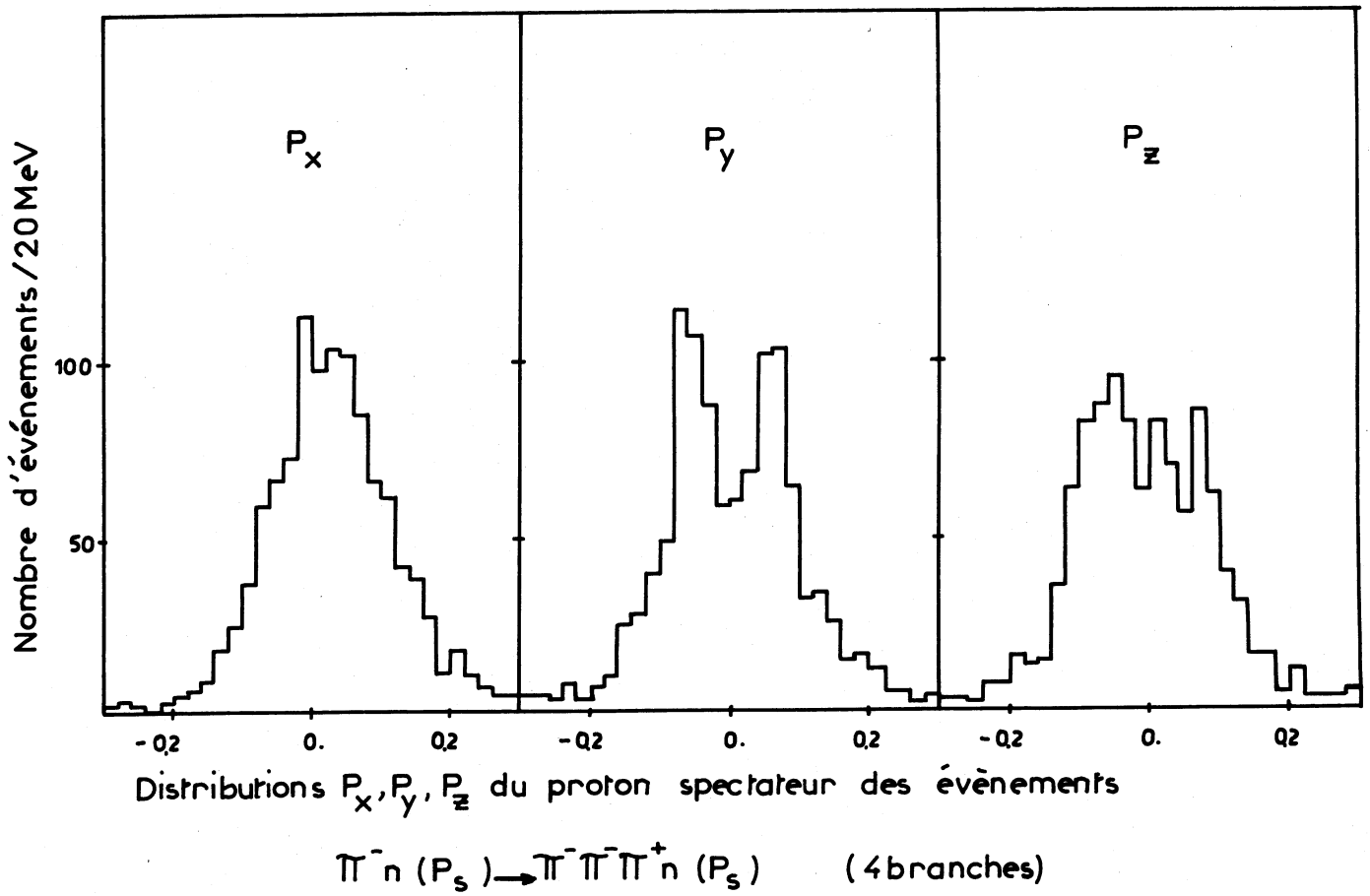
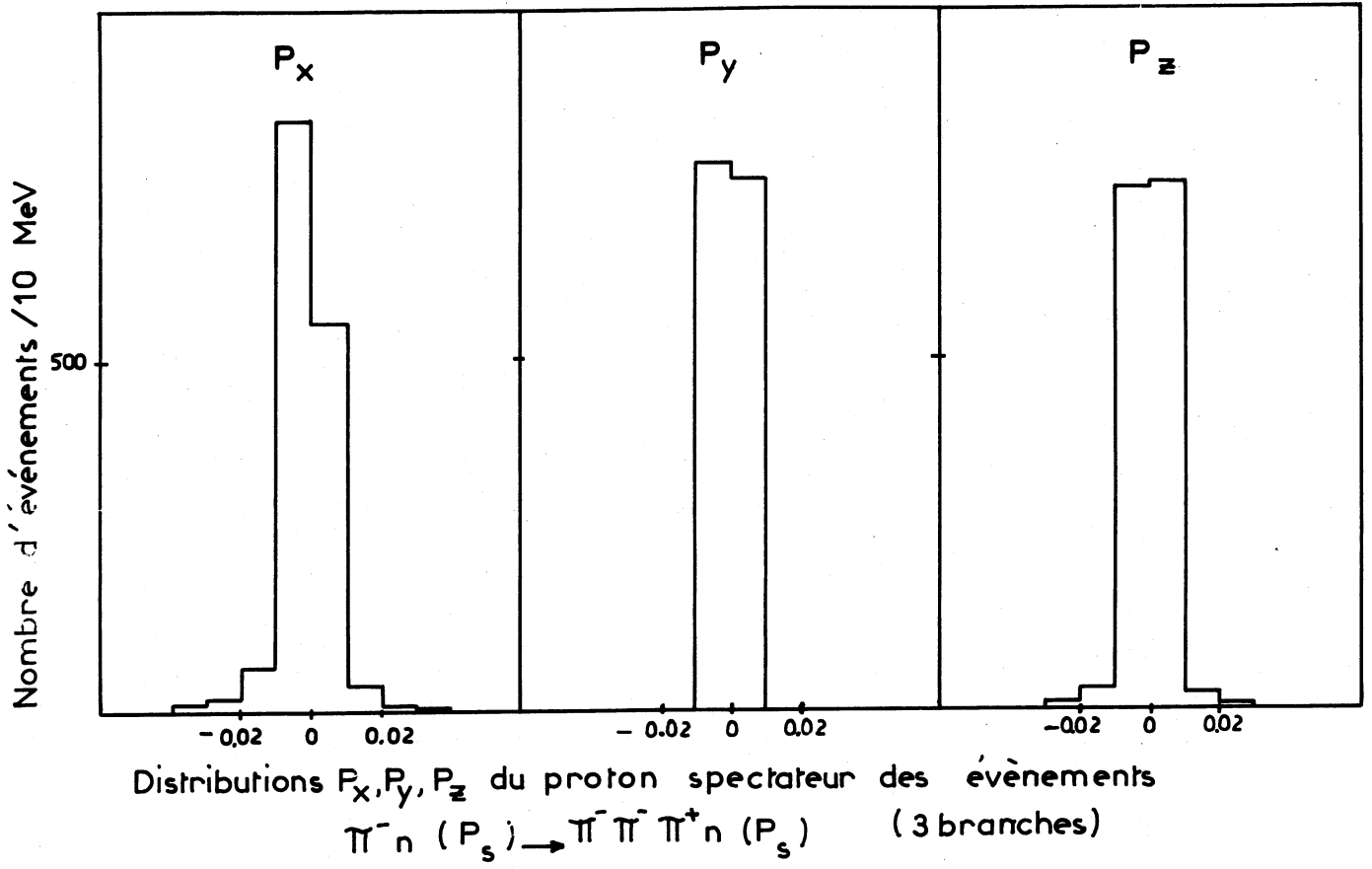


Fig.5

Il est alors possible de calculer quel pourcentage de ces événements ont un neutron d'impulsion inférieure à celle du proton spectateur, c'est-à-dire quel pourcentage d'événements ont été rejetés par erreur, le pourcentage obtenu est égal à 2 %.

Ces événements rejetés par erreur sont d'ailleurs tous des 4 branches ; en effet cinématiquement dans une réaction $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^-) n$ avec un système 3π émis vers l'avant, ce qui est le cas de beaucoup de nos événements, on peut montrer que le neutron final, dans le référentiel du laboratoire, a toujours une impulsion supérieure à quelques dizaines de MeV/c. Donc le rejet d'un tel événement signifie que l'impulsion du proton est supérieure à cette limite qui correspond grossièrement au seuil de visibilité d'un proton (trace d'environ 1 mm) lors du dépouillement.

En conclusion on peut donc penser que, du fait de ce choix du nucléon spectateur, on ne perd pas d'événements dans la catégorie des trois branches et environ 2 % dans la catégorie des quatre branches.

Cependant il est probable que cela n'influe pas sur le nombre total d'événements; en effet le raisonnement précédent peut se faire de façon symétrique sur une réaction $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ et donc nous avons pris aussi par erreur 2 % des événements de la précédente réaction.

Nous avons de plus imposé au proton spectateur d'avoir une impulsion inférieure à 280 MeV/c, et en définitive nous avons obtenu pour la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ et l'ensemble de la collaboration le nombre d'événements qui suit :

TABLEAU 2				
Réaction		4 branches	3 branches	Total
$\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$	Bari	1468	295	1763
	Paris	983	1528	2511
	Total	2451	1823	4274

(les 295 événements 3 branches de Bari correspondent à des événements à 4 branches dont la trace de recul était trop courte pour être correctement mesurée et qui ont alors été traités comme des trois branches).

II. SECTIONS EFFICACES

Le calcul des sections efficaces des deux réactions est fait à partir de notre lot expérimental uniquement.

1. Généralités

La section efficace d'une réaction peut se calculer à l'aide de l'égalité :

$$\sigma = \frac{\text{Nombre de réactions}}{n \times N_0 \times \int_0^L e^{-\tau_T n x} dx}$$

- ou . L est la longueur utile de la chambre à bulles
- . n est le nombre de noyaux de deutérium par unité de volume
- . N_0 est le nombre total de π^- incidents
- . σ_T est la section efficace totale πd

De façon générale la section efficace σ d'une réaction donnée est égale au produit du nombre d'interactions par un facteur α représentant le nombre de microbarns par événement

$$\alpha = 1 / (n \times N_0 \times \int_0^L e^{-\tau_T n x} dx)$$

2. Calcul du "nombre de microbarns par événement"

La longueur moyenne d'une trace de particule n'interagissant pas à l'intérieur de la zone de dépouillement est de (135 ± 1) cm. Si l'on tient compte du grossissement ξ de la table de dépouillement ($\xi = 1,21 \pm 0,03$) nous obtenons la valeur :

$$L = (112 \pm 3) \text{ cm.}$$

Le nombre de noyaux de deutérium par cm^3 est égal au produit de la densité ρ du deutérium dans la chambre à bulles et du nombre d'Avogadro, le tout divisé par la masse d'un atome gramme de deutérium M_D ; nous avons pris $\rho = 0,140 \text{ g/cm}^3$ et $M_D = 2,015 \text{ g}$ donc

$$n = 0,419 \cdot 10^{23} \text{ noyaux/cm}^3$$

Nous avons utilisé une valeur tabulée pour la section efficace totale πd (Réf. 8) , valeur égale à $(50 \pm 1) \text{ mb}$. Le nombre moyen de π^- incidents par film est de 7820 ± 6 et comme nous avons utilisé 106 films, cela donne un nombre total N_0 de π^- incidents de 828920 ± 636 .

Ainsi nous trouvons un nombre de microbarns par événement :

$$\alpha = 0,287 \pm 0,007 \text{ } \mu\text{b} / \text{événement.}$$

3. Calcul de la section efficace de la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- n^+ n^- d$

Nous venons de voir qu'après les coupures faites pour sélectionner les événements (paragraphe A.5) nous obtenons pour notre lot expérimental, 777 événements dont 291 trois branches.

Pour connaître le nombre total d'interactions nous devons appliquer un certain nombre de facteurs correctifs au nombre de 777 événements précédents.

. 4 branches

L'efficacité du dépouillement est de 76 % (nous n'avons fait qu'un seul dépouillement).

L'efficacité globale de la chaîne (mesure + analyse) est de 80 % pour les 4 br.

Nous avons fait une coupure sur la probabilité associée au χ^2 de l'ajustement; cette probabilité doit être supérieure à 5 %; nous devons donc introduire un facteur correctif 0,95.

Enfin nous négligeons les corrections correspondant aux coupures en masse effective (pn), $\cos \theta_{pn}$, $R = |\vec{p}_n| / |\vec{p}_p|$ et sur le carré de la masse manquante.

D'autre part nous devons retirer du lot des 4 branches 35 événements provenant d'une autre expérience. Le véritable nombre de 4 branches est donc égal à 781.

. 3 branches

En étudiant la distribution $\frac{dN}{dt_{dd}}$ ou t_{dd} est le transfert du deuton au deuton pour les 4 branches, nous avons pu évaluer le nombre de 3 branches, en calculant combien il manque d'événements aux petits transferts.

Le nombre que nous avons trouvé est de $(299 \pm 150) \text{ evt/s}$, valeur tout à fait compatible avec le nombre expérimental de 291 événements à 3 branches.

Sachant que l'efficacité de dépouillement pour les trois branches est de 76 % également, que l'efficacité de la chaîne de mesure-analyse est de 88 % et que d'autre part on néglige, comme pour les 4 branches, les corrections liées aux autres coupures nous obtenons alors un nombre d'événements trois branches égal à 435.

Finalement le nombre global d'événements, soit 1212 evt/s , nous donne une section efficace :

$$\sigma = (340 \pm 60) \mu\text{b}$$

ce résultat est tout à fait compatible avec la valeur prévue à cette énergie dans une compilation des sections efficaces de la réaction conjuguée de charge $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ présentée dans la référence [11.m], cette compilation est représentée sur la figure (12.a) avec notre résultat expérimental.

4. Calcul de la section efficace de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

Les événements sélectionnés pour cette réaction sont au nombre de 1528 trois branches et 1105 quatre branches (avant la coupure à 280 MeV/c pour l'impulsion du proton spectateur).

. 4 branches

Nous devons appliquer comme facteurs correctifs :

- un facteur 0,76 correspondant à l'efficacité de dépouillement
- un facteur 0,80 correspondant à l'efficacité de la chaîne de mesure-analyse
- un facteur 0,85 traduisant le fait que nous rejetons les événements avec une probabilité inférieure à 15 %
- un facteur 0,99 correspondant à la coupure sur le carré de la masse manquante.

Ce qui donne un nombre de 2160 interactions

. 3 branches

L'efficacité de dépouillement est aussi de 76 %, celle de mesure est de 88 % et la correction due à la coupure en probabilité est la même que pour les quatre branches. La correction due à la coupure sur le carré de la masse manquante peut être négligée.

De plus si nous regardons la distribution $\frac{dN}{d\ln s}$, ou t'_{nn} est le transfert du neutron au neutron, pour l'ensemble des trois branches et des quatre branches, il semble qu'il manque encore quelques événements à petit transfert. L'ajustement d'une exponentielle sur cette distribution montre que le nombre d'événements qui manquent est 50 ± 45 .

Nous obtenons alors au total 2776 interactions du type 3 branches.

Ce nombre total de 4936 interactions donne alors une section efficace égale à :

$$\sigma = (1420 \pm 100) \mu b$$

Cette valeur est nettement inférieure à la section efficace de la réaction "miroir d'isospin" $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$; il est en effet prévu (Réf. 9) qu'à 9 GeV/c cette réaction doit avoir une section efficace d'environ 1800 μb (Fig 12 b).

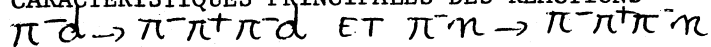
La différence entre ces deux résultats est explicable pour une faible part par ce que l'on appelle l'effet d'ombre décrit par Glauber :

La présence du proton dans le deuton crée un léger effet d'écran si bien que le nombre réel de cibles neutrons par cm^3 est légèrement inférieur au nombre de deutons par cm^3 . On a calculé (Réf. 10) que la section efficace sur neutron lié est, de ce fait, inférieure à la section efficace sur neutron libre d'environ 5 %. Ce qui donne donc une section efficace d'environ 1500 μb encore nettement inférieure à celle de la réaction "miroir d'isospin".

Le désaccord entre les valeurs de ces sections efficaces est plus longuement discuté dans le chapitre VI.

CHAPITRE II

CARACTERISTIQUES PRINCIPALES DES REACTIONS



I. ANALYSE EN IMPULSIONS LONGITUDINALES

A. La réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ (1645 eVts)

1. Distributions des masses effectives

L'étude des distributions des principales masses effectives permet de dégager les caractéristiques générales qui suivent :

Le système $\pi^+ \pi^-$ est dominé par la production de la résonance ρ^0 (Fig. 6); on peut cependant voir que le méson f^0 (1270 MeV) est également présent. Le système $\pi^- \pi^+$ (Fig. 6) ne présente aucune structure visible.

Sur la distribution des masses 3π (Fig. 7) deux larges accumulations d'événements sont visibles au voisinage des masses des effets A_1 (1100 MeV) et A_3 (1640 MeV).

Nous présentons (Fig. 8) les spectres des masses $\pi^+ \pi^-$ des événements formant ces accumulations :

le A_1 est essentiellement un système $\rho\pi$, mais les événements ayant une masse voisine de celle du A_3 sont associées aussi bien à des effets $\rho\pi$ que $f\pi$.

Enfin un important effet d^{*0} ainsi qu'un léger d^{*++} sont visibles sur les figures 9 et 10.

Les courbes présentées sur ces figures correspondent aux prédictions d'un modèle de Deck Reggeisé dont on trouvera une description dans le chapitre V et à la fin de l'annexe 3.

2. Distribution en transfert

La distribution $(d\sigma/d|t_{dd}|)$ est représentée sur la figure 11 ($|t_{dd}| = t_{dd} - t_{min}$ est égal au transfert du deuton cible au deuton final t_{dd} diminué d'une quantité t_{min} qui est la valeur minimum que peut prendre ce transfert pour une masse (3π) fixée).

La zone hachurée correspond à la contribution de nos événements à trois branches. Nous avons ajusté cette distribution, pour des valeurs du transfert $|t_{dd}|$ comprises entre 0.02 et 0.1 (GeV/c)², avec une fonction exponentielle $A \exp(-b|t_{dd}|)$ et avons obtenu une pente $b = 31 \pm 2$ (GeV/c)⁻², résultat en accord avec ceux obtenus de façon analogue dans diverses expériences de production cohérente de systèmes $(3\pi)^\pm$ sur deuton (Réf. 11).

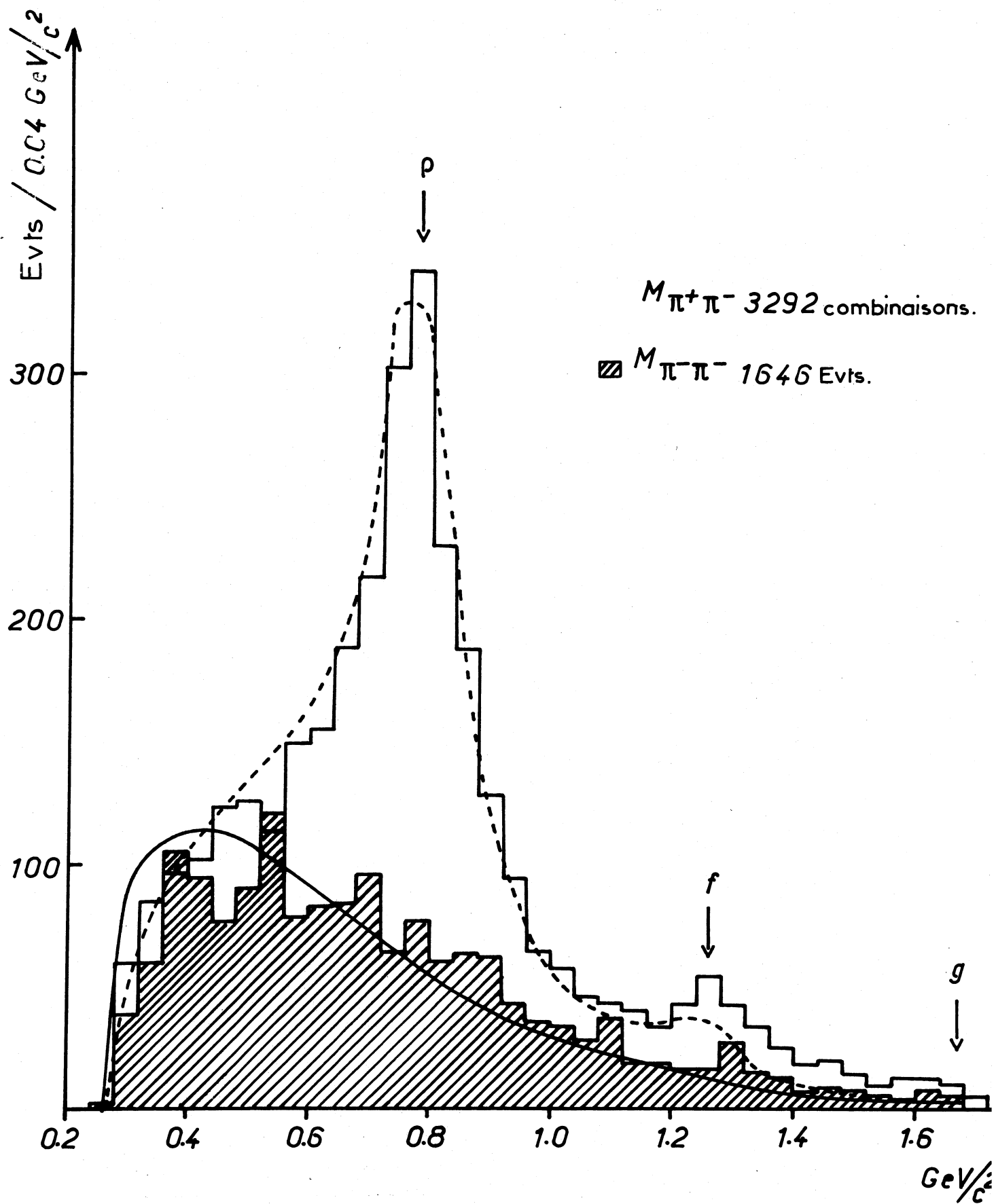
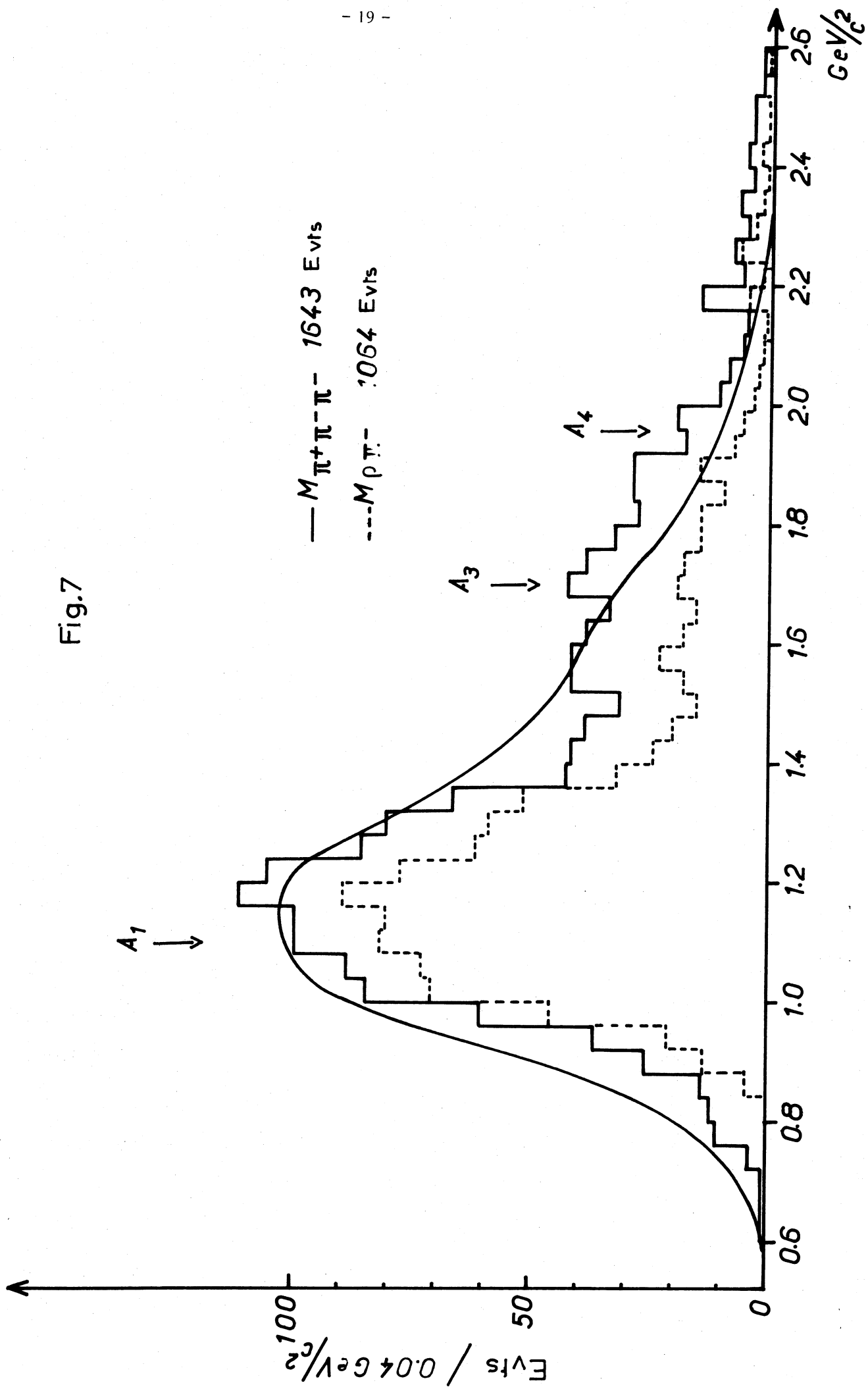


Fig.6



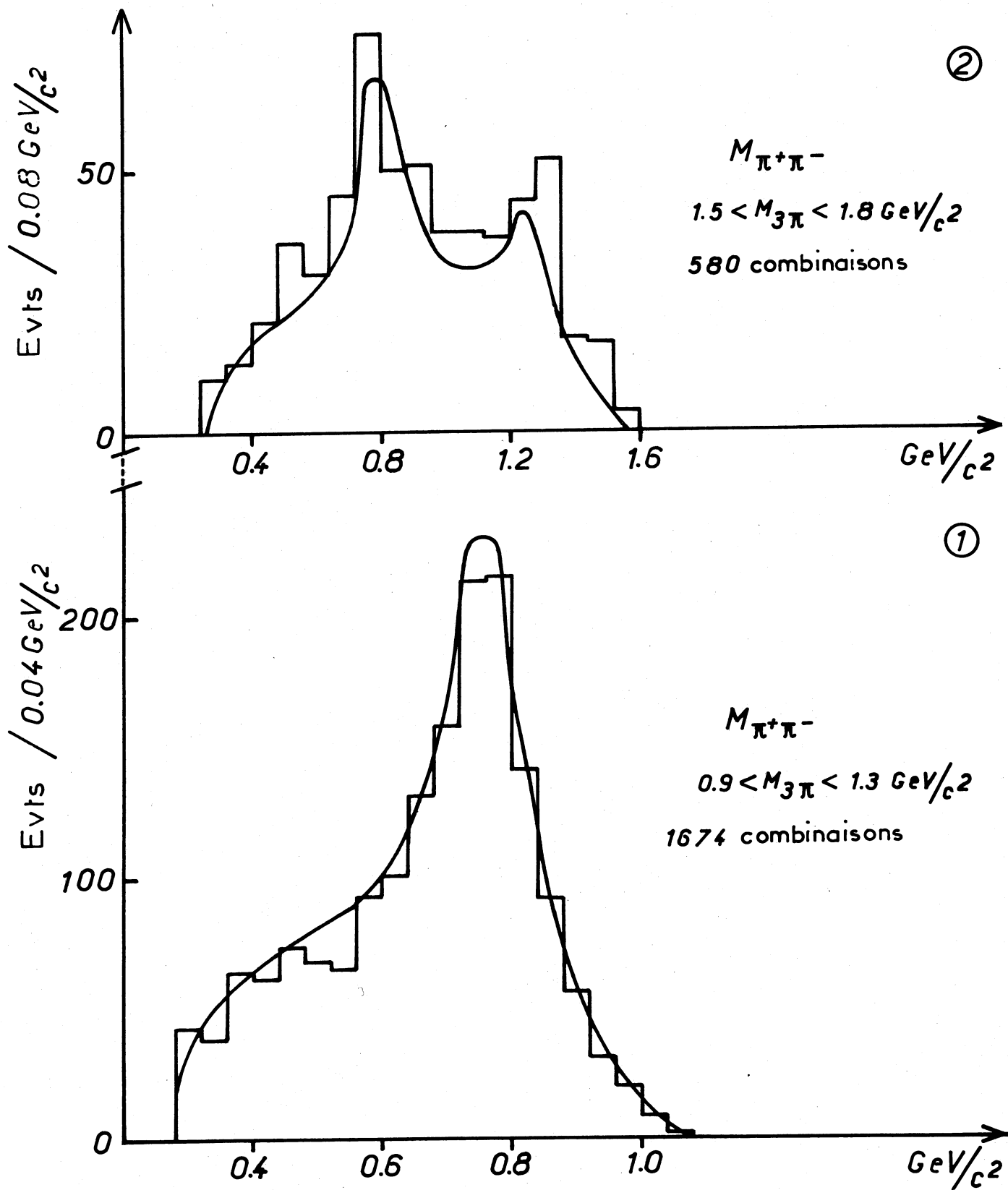
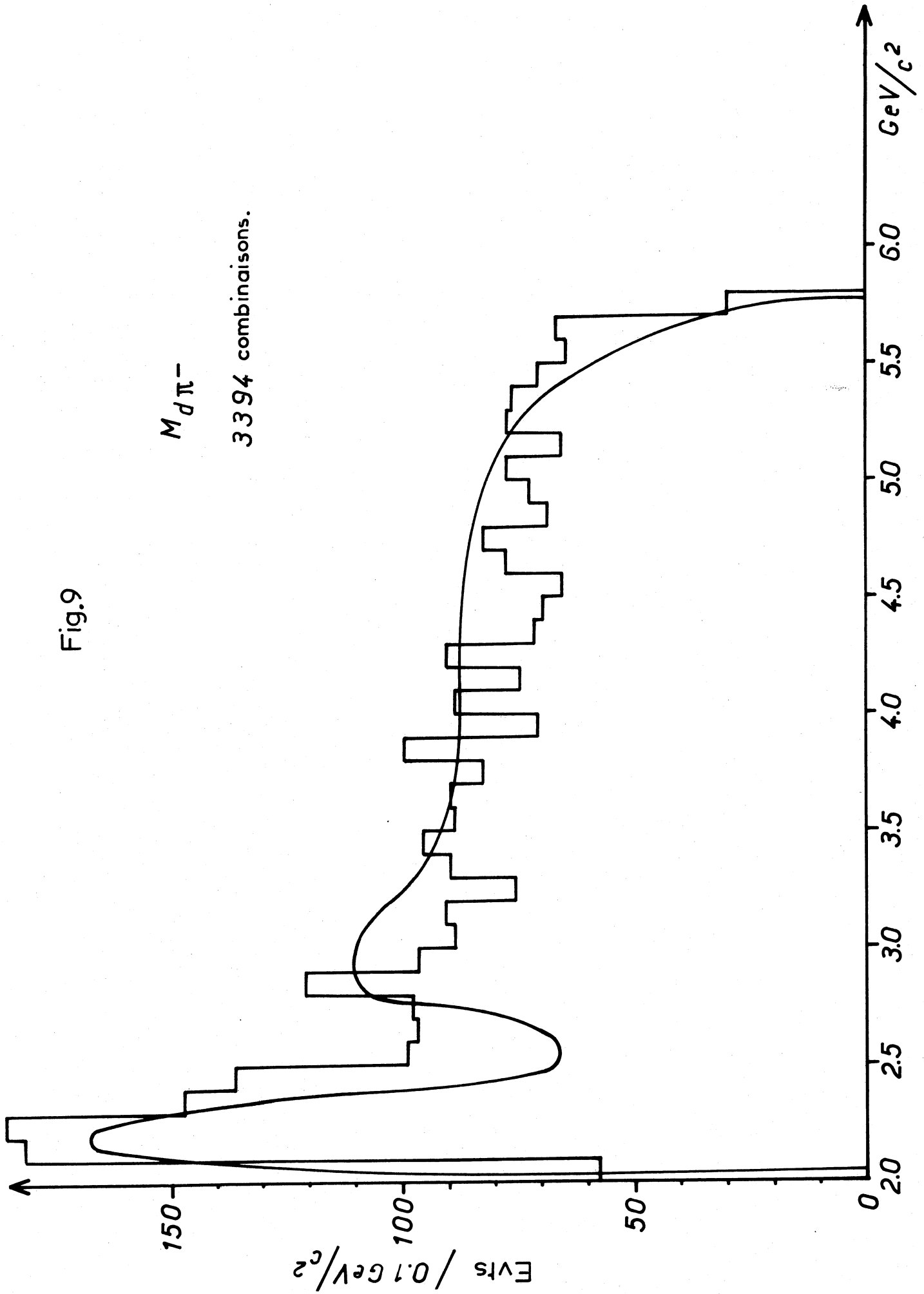


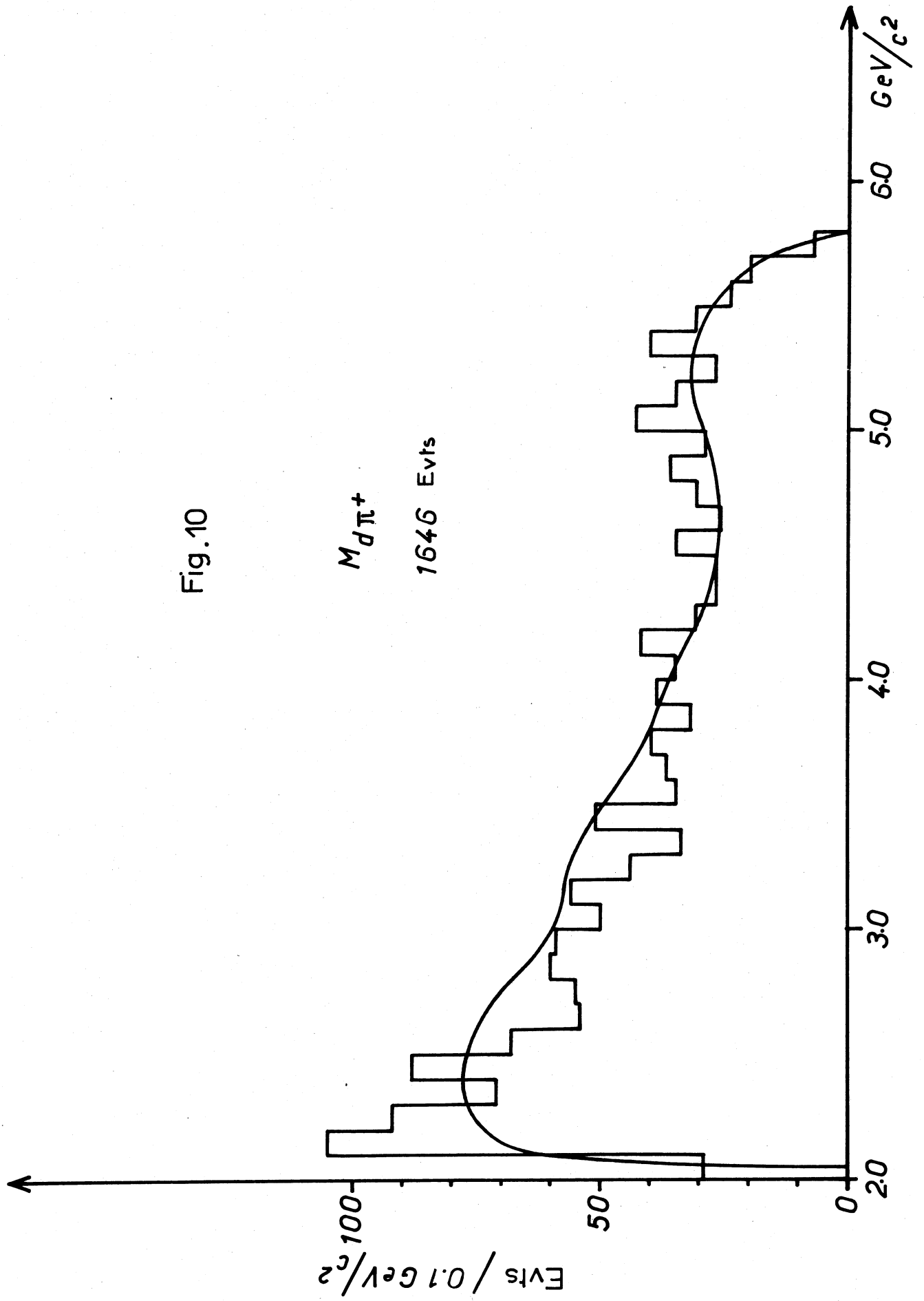
Fig.8

Fig.9

$M_d \pi^-$

3394 combinaisons.





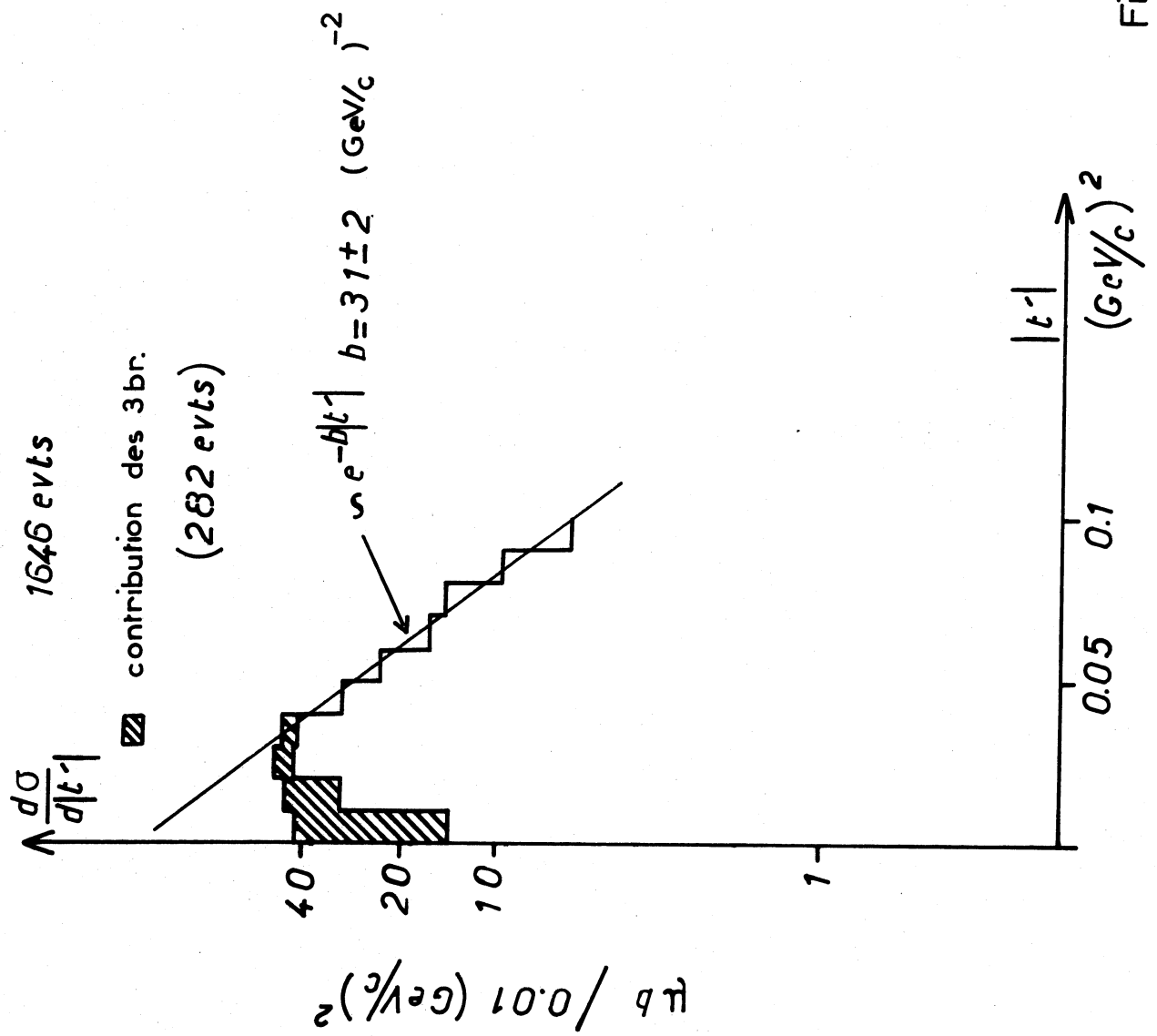
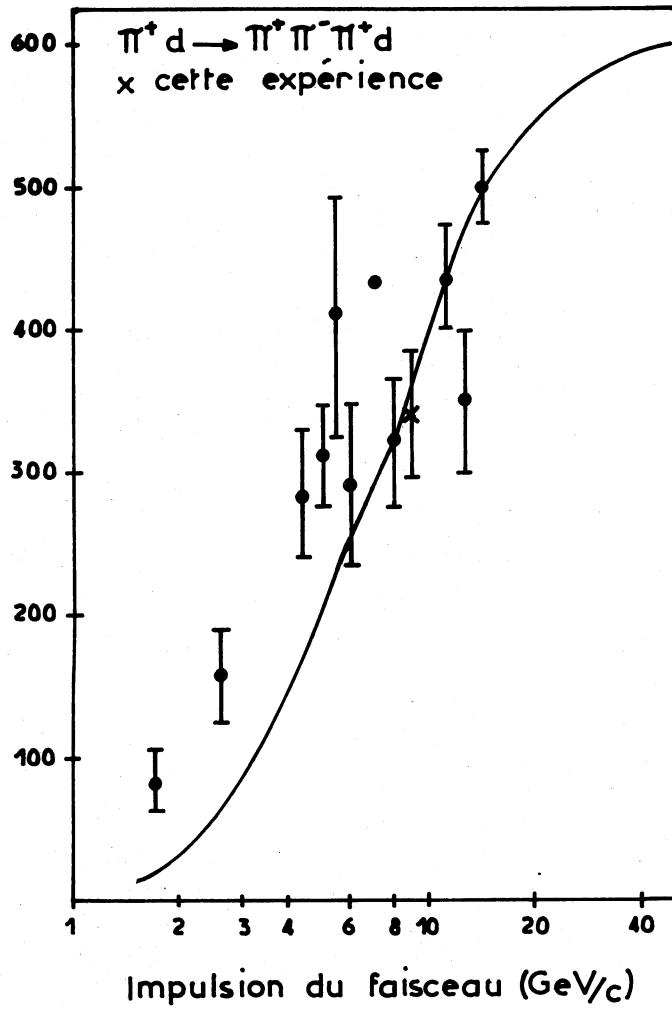
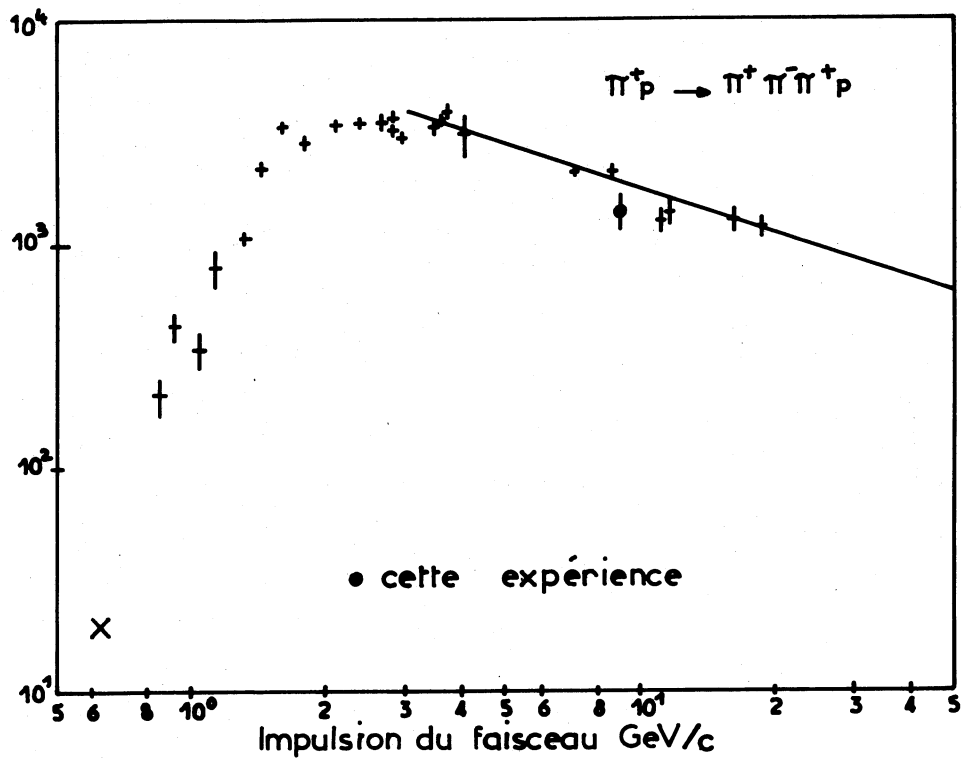


Fig. 11



a.



b.

Fig.12

3. Analyse en Impulsions Longitudinales

Dans la réaction cohérente les trois pions sont presque toujours produits vers l'avant, donc avec des impulsions longitudinales positives. Nous avons donc réparti les événements en catégories différentes suivant le signe de l'impulsion longitudinale de chacune des quatre particules de l'état final. La répartition de nos événements dans les catégories précédemment définies peut se voir sur un diagramme des angles θ et φ de Van Hove (Fig. 13). Rappelons la définition de ces angles :

En appelant q_i l'impulsion longitudinale de la particule i de l'état final, il est alors possible de définir trois variables de Van Hove : (nous avons classé les deux π^- en π^-_r : π^-_r le plus rapide et π^-_l le plus lent).

$$X_{VH} = \sqrt{3/8} (q_{\pi^+_r} - q_{\pi^-_l})$$

$$Y_{VH} = \frac{3}{\sqrt{8}} (q_{\pi^-_r} + \frac{1}{3} q_d)$$

$$Z_{VH} = -q_d$$

Les angles θ et φ sont alors définis par :

$$\text{tg } \theta = \frac{\sqrt{X_{VH}^2 + Y_{VH}^2}}{Z_{VH}} \quad \text{et} \quad \text{tg } \varphi = -\frac{X_{VH}}{Y_{VH}}$$

Le diagramme (θ/φ) est représenté sur la figure 13; les courbes qui le divisent en secteurs correspondent à des événements qui ont une particule d'impulsion longitudinale nulle; ces courbes sont données par les équations :

$$\theta = \frac{\pi}{2}, \quad \text{tg } \theta = \pm \frac{1}{\sqrt{8} \sin(\varphi \mp 30^\circ)}, \quad \text{tg } \theta = \frac{1}{\sqrt{8} \cos \varphi}$$

Il apparaît sur cette figure que tous les événements de la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- d$ ont un deuton d'impulsion longitudinale négative et que les événements ayant trois particules d'impulsion négative sont très peu nombreux.

Nous donnons dans le tableau 3 le nombre d'événements dans chaque secteur ainsi que la section efficace correspondante.

a. Systèmes 3π produits vers l'avant (1258 événements)

La majorité des événements correspond à cette catégorie; nous présentons sur la figure 14 leurs distributions de masses effectives 3π , $\pi^+ \pi^-_r$ et $\pi^+ \pi^-_l$.

Une importante accumulation d'événements apparaît dans la région de masse du A_1 ainsi que, plus faiblement au voisinage du A_3 . Dans les spectres $\pi^+ \pi^-$ des signaux sont visibles aux masses des mésons ρ^0 et ϕ^0 .

La sélection des événements avec une masse 3π voisine de celle du A_1 permet de constater qu'ils ont, presque tous, une masse effective $\pi^+ \pi^-$ voisine de la masse du ρ ; ce n'est pas le cas des événements A_3 (Fig. 15) qui sont associés aussi bien à un méson ρ^0 qu'à un méson ϕ^0 .

Nous donnons dans le tableau 4 les coupures qui ont permis de chiffrer le nombre d'événements de chaque canal, nombre donné dans le tableau 3 avec la section efficace correspondante.

(θ / φ) VAN HOVE

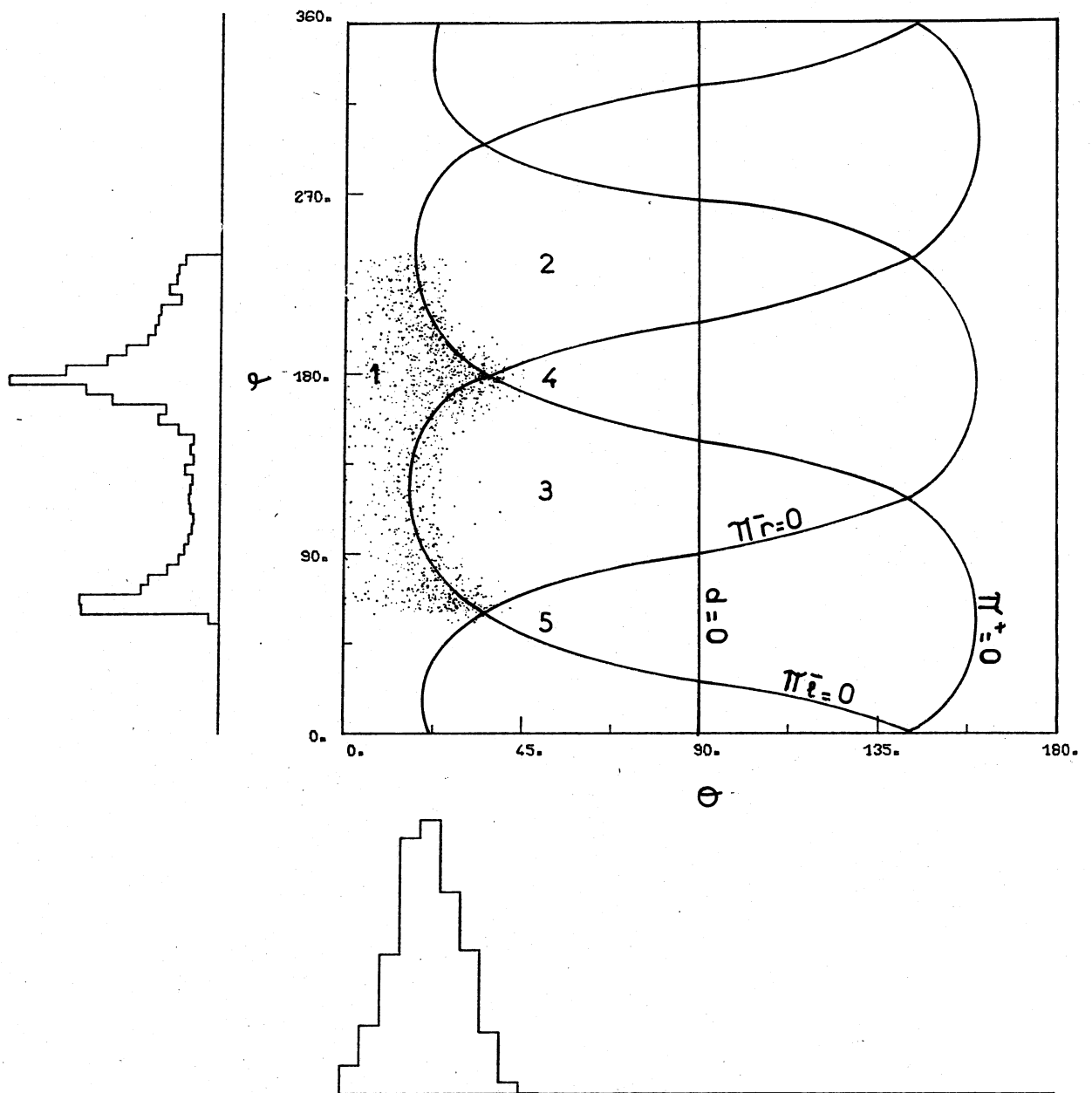
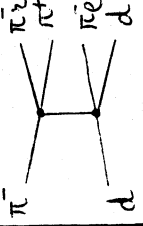
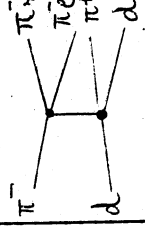
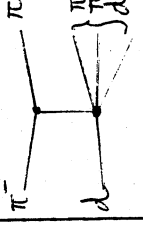


Fig.13

TABEAU 3

Régions du diagramme (θ/φ)	Impulsions Longitudinales	Schéma	Nombre d'événements	Section Efficace μb	Réaction	Nombre d'événements	Section Efficace μb
1	$q_{\pi^-}, q_{\pi^+}, q_d > 0$ $q_d < 0$		1258	260 ± 80	$\pi^- d \rightarrow A_1^- d \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^-$ $\pi^- d \rightarrow A_3^- d \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^-$ $\pi^- d \rightarrow A_3^- d \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^-$	769 109 92	160 ± 40 23 ± 10 19 ± 5
3	$q_{\pi^-}, q_{\pi^+} > 0$ $q_{\pi^0}, q_d < 0$		243	50 ± 20	$\pi^- d \rightarrow \rho^- d^{*0} \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ $\pi^- d \rightarrow \rho^- d^{*0} \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$	125 33	26 ± 10 7 ± 2
2	$q_{\pi^-}, q_{\pi^0} > 0$ $q_{\pi^+}, q_d < 0$		106	22 ± 10	$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^- d^{*++}$	106	22 ± 10
4,5	$q_{\pi^+} \text{ ou } q_{\pi^-} > 0$ $q_{\pi^0}(q_{\pi^+}) q_{\pi^-}, q_d < 0$		38	8 ± 4			

Les erreurs sont égales aux erreurs statistiques multipliées par 2.

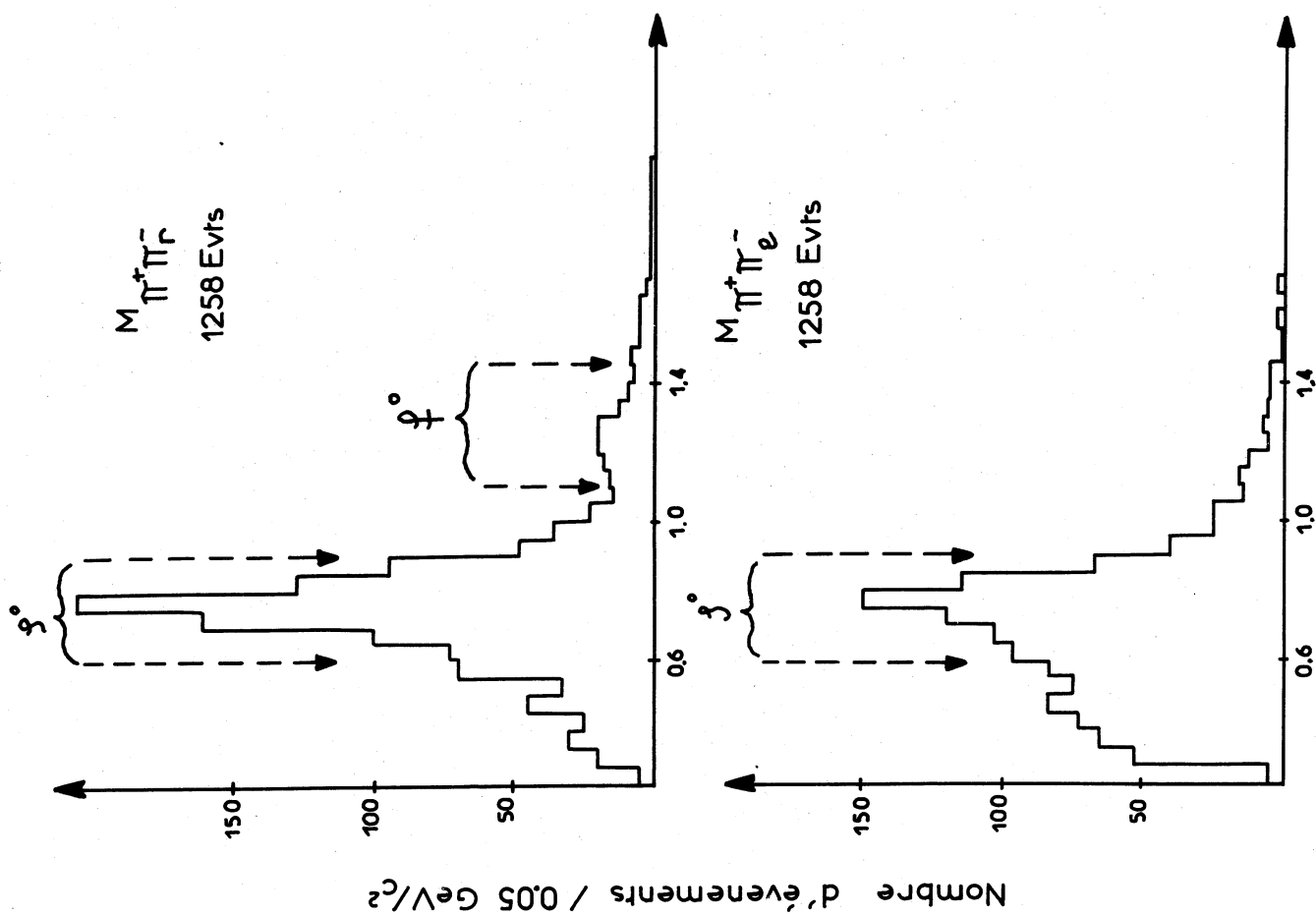
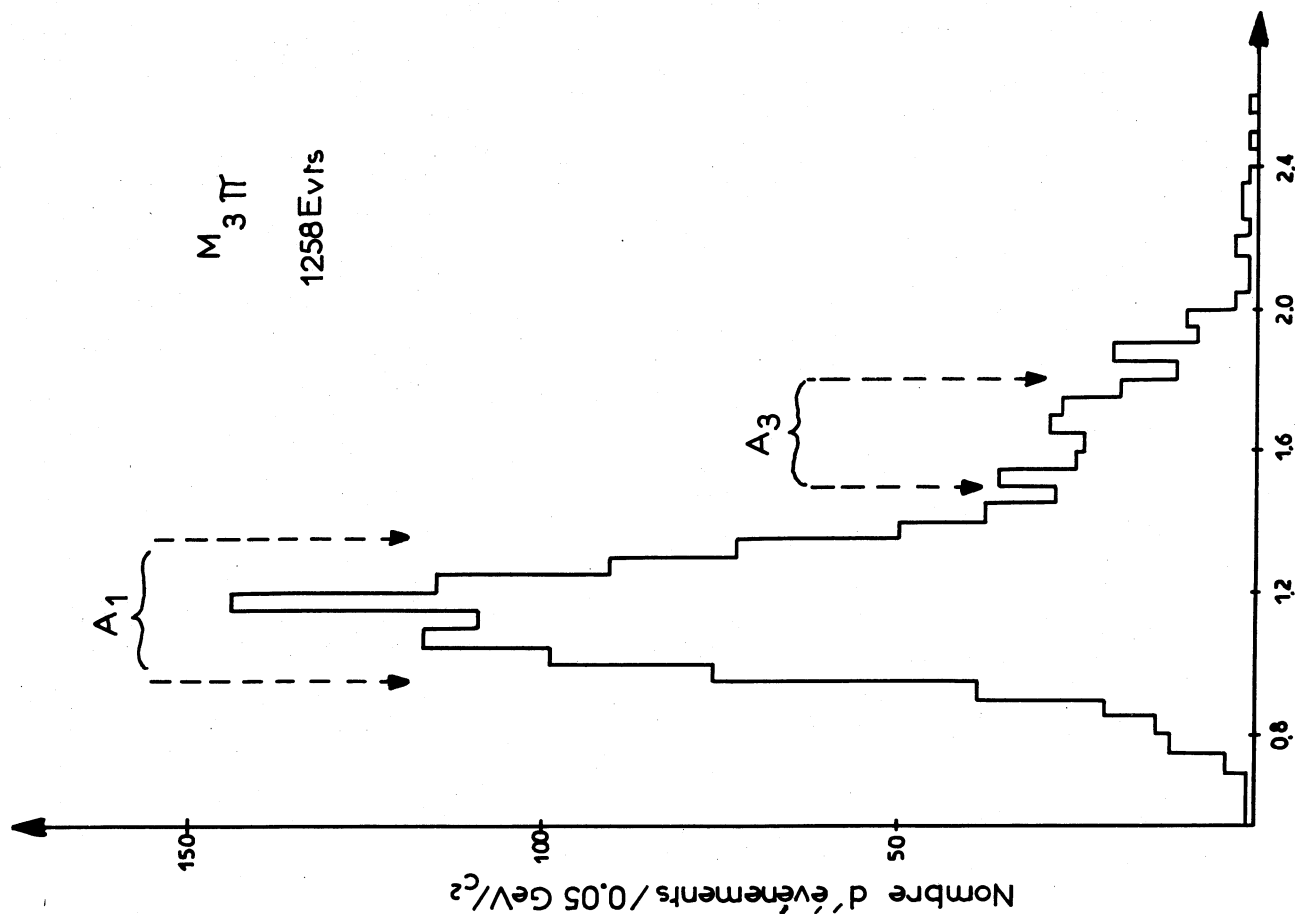


Fig.14



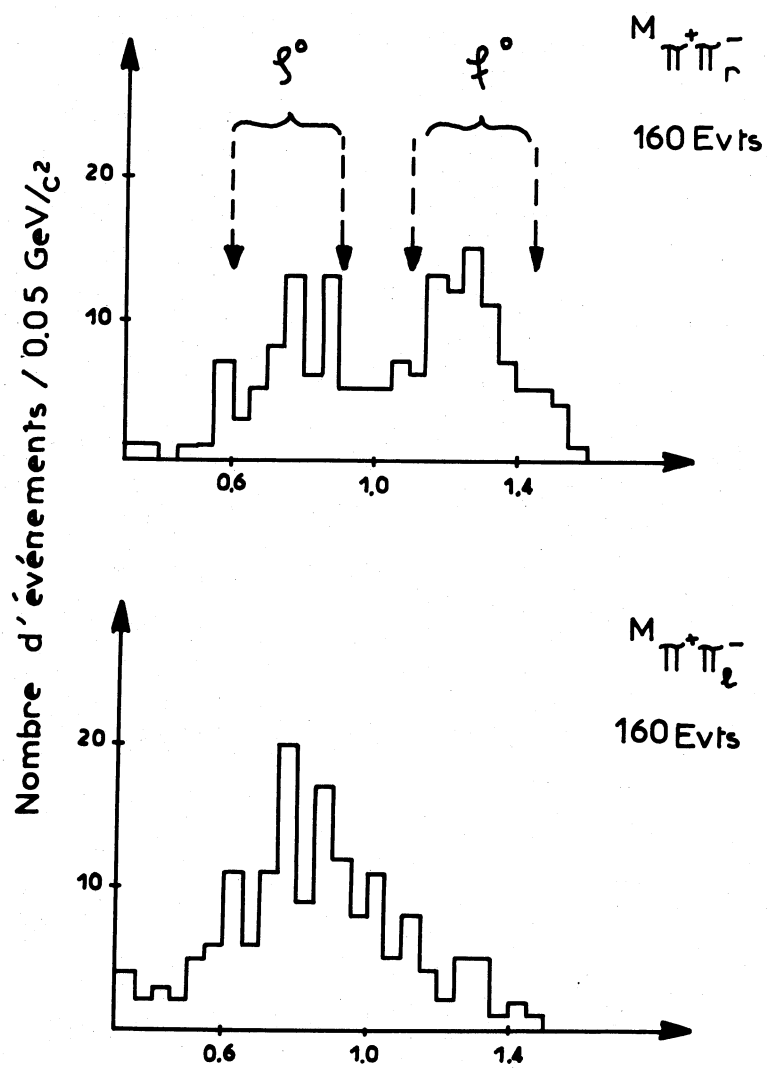


Fig.15

TABLEAU 4	
$A_1 (1.1 \text{ GeV}/c^2)$	$0.95 \leq M_{3\pi} \leq 1.35 \text{ GeV}/c^2$
$A_3 (1.64 \text{ GeV}/c^2)$	$1.5 \leq M_{3\pi} \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$
$\varphi^0 (0.77 \text{ GeV}/c^2)$	$0.6 \leq M_{2\pi} \leq 0.9 \text{ GeV}/c^2$
$\rho^0 (1.27 \text{ GeV}/c^2)$	$1.1 \leq M_{2\pi} \leq 1.45 \text{ GeV}/c^2$

Sur la figure 17 est représentée la distribution en transfert des événements $\pi^- d \rightarrow A_1^- d$
 $\hookrightarrow \varphi^0 \pi^-$

En utilisant les événements ayant un transfert de valeur absolue comprise entre 0.02 et 0.1 GeV/c² nous avons ajusté une exponentielle et avons trouvé comme pente : $b = -31.7 \pm 1.4 (\text{GeV}/c)^{-2}$

b. Secteurs $\pi^- d \rightarrow (\pi^+ \pi^-)(\pi^- d)$

Les masses effectives $\pi^+ \pi^-$, $\pi^- d$ et $\pi^+ d$ sont représentées sur la figure 16 :

Les 243 événements du secteur $\pi^- d \rightarrow (\pi^+ \pi^-)(\pi^- d)$ sont dominés par la production de d^{*0} et de φ^0 . Il y a également production de ρ^0 .

En utilisant les coupures définies dans le tableau 4 pour le φ^0 et en imposant à la masse $\pi^- d$ d'être inférieure à 2,5 GeV/c², nous obtenons 125 événements pour le canal $\pi^- d \rightarrow d^{*0} \varphi^0$; de même nous trouvons 33 événements $\pi^- d \rightarrow d^{*0} \rho^0$.

Le secteur $\pi^- d \rightarrow (\pi^+ \pi^-)(\pi^- d)$ contient 106 événements, tous du type $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^- d^{*++}$

Les sections efficaces correspondant à ces nombres d'événements sont données dans le tableau 3.

B. La réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ (4275 eV/s)

1. Distribution des masses effectives

Les distributions des masses effectives les plus significatives sont présentées sur les figures 18, 19 et 20 (les deux π^- sont classés en π^-_{rapide} et π^-_{lent}).

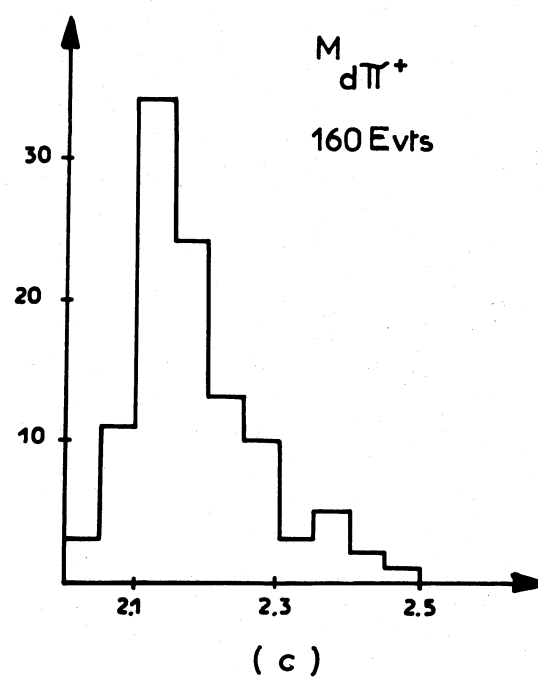
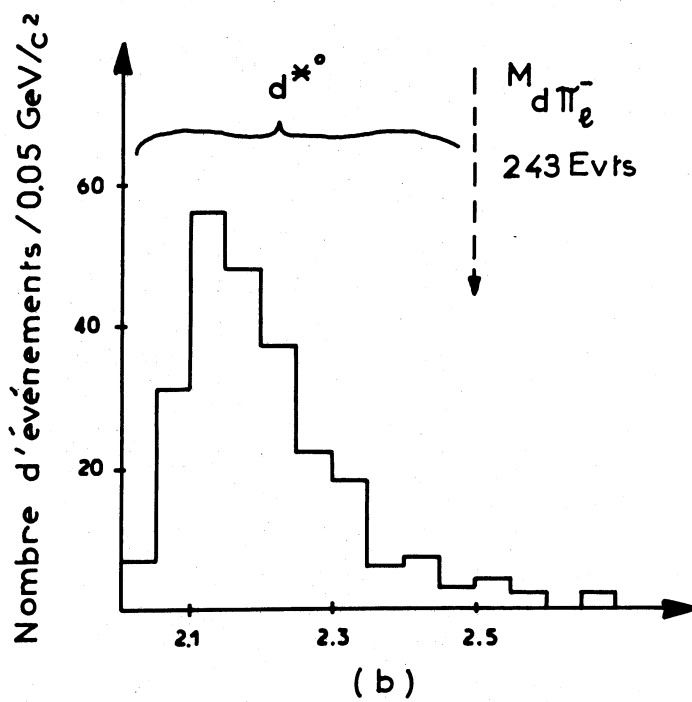
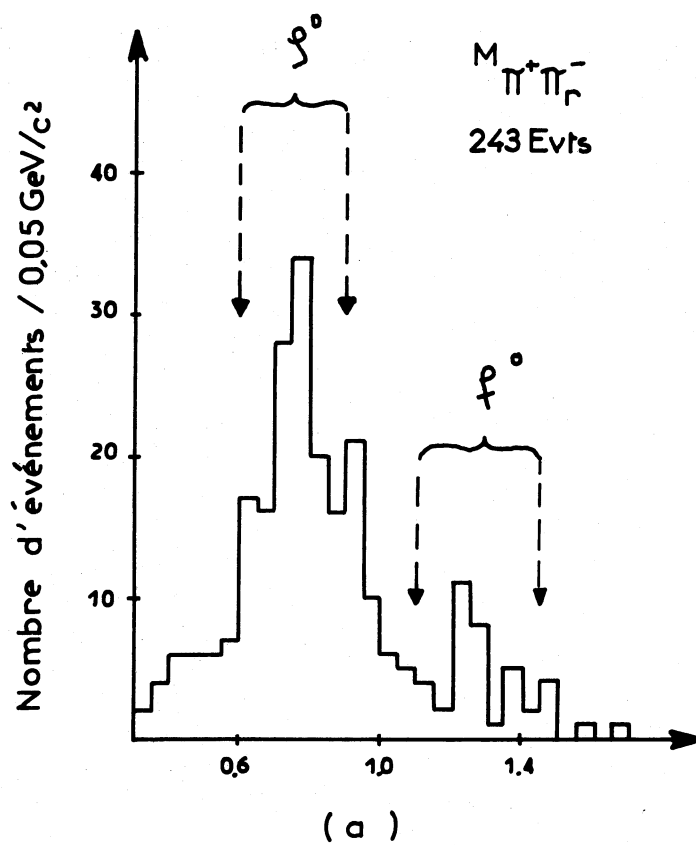


Fig.16

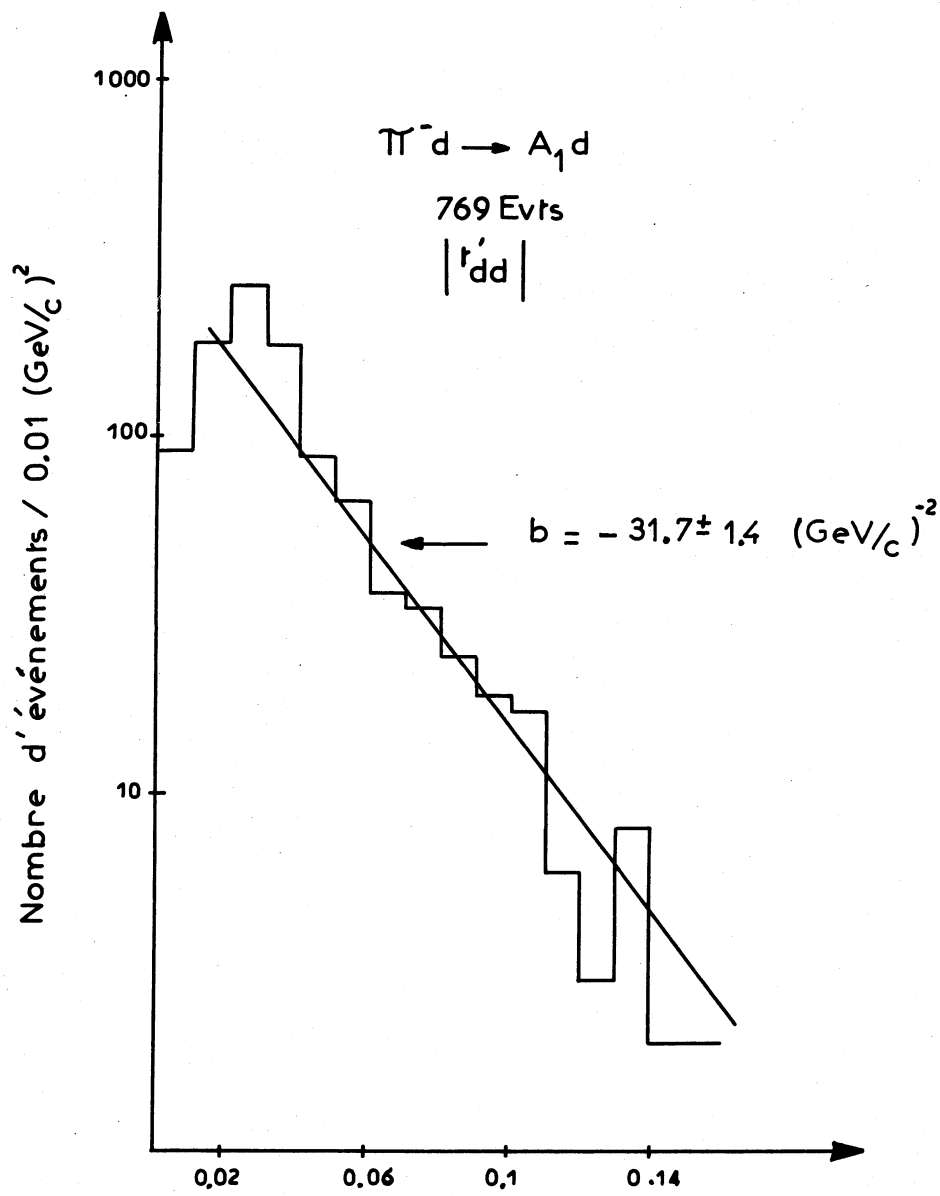


Fig.17

Une forte production de la résonance ρ^0 ainsi que la présence d'un peu de ρ^0 sont visibles dans la distribution $\pi^+\pi^-\pi^0$ ainsi que, moins nettement, en $\pi^+\pi^-\pi^0$.

La distribution de la masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ est dominée par la production de la résonance Δ_{1236}^+ , alors que la masse $M_{\pi^+\pi^0}$ présente entre 1.1 et 1.6 MeV une large accumulation regroupant probablement les productions de Δ_{1236}^+ et N_{1470}^{*+} .

Dans la distribution de la masse $\pi^+\pi^-\pi^0$ on voit de larges accumulations d'événements aux voisinages des masses des A1 (1100 MeV) et A2 (1310 MeV) d'une part, du A3 (1640 MeV) d'autre part.

Enfin dans la distribution $M_{\pi^+\pi^0}$ apparaît essentiellement une large bosse aux environs de 1700 MeV.

2. Analyse en Impulsions Longitudinales

Nous présentons sur la figure 21 le diagramme des angles θ et φ de Van Hove : il est peuplé très différemment du diagramme correspondant pour la réaction cohérente (Fig. 13). Il y a, par exemple, des événements qui ont un neutron d'impulsion longitudinale positive.

Nous avons classé les événements suivant les signes des impulsions longitudinales; les nombres d'événements appartenant à chaque secteur sont donnés dans le tableau 5; (les lettres M et B associées au différents schémas, dans ce tableau, signifient échange mésonique ou baryonique).

a. Systèmes 3π produits vers l'avant (1183 evts)

La section efficace de ce canal est égale à $393 \pm 60 \mu b$

Nous présentons sur la figure 22 les masses effectives $M_{3\pi}$, $M_{\pi^+\pi^0}$, $M_{\pi^+\pi^-}$. Des accumulations aux masses des A1 et A2 sont nettement visibles ainsi qu'un léger épaulement au voisinage du A3. Nous avons réparti les événements en trois groupes : "A1", "A2" et "A3" suivant la valeur de leur masse effective 3π ; l'allure des distributions $\pi^+\pi^-$ pour ces différentes catégories nous montre que les événements "A1" ou "A2" sont essentiellement des systèmes $\rho^0\pi^-$, mais que les événements "A3" sont associés aussi bien à des effets $\rho^0\pi^-$ que $\rho^0\pi^+$.

Les nombres d'événements dans chaque catégorie, ainsi que les coupures qui ont permis de les établir, sont résumés dans le tableau 6.

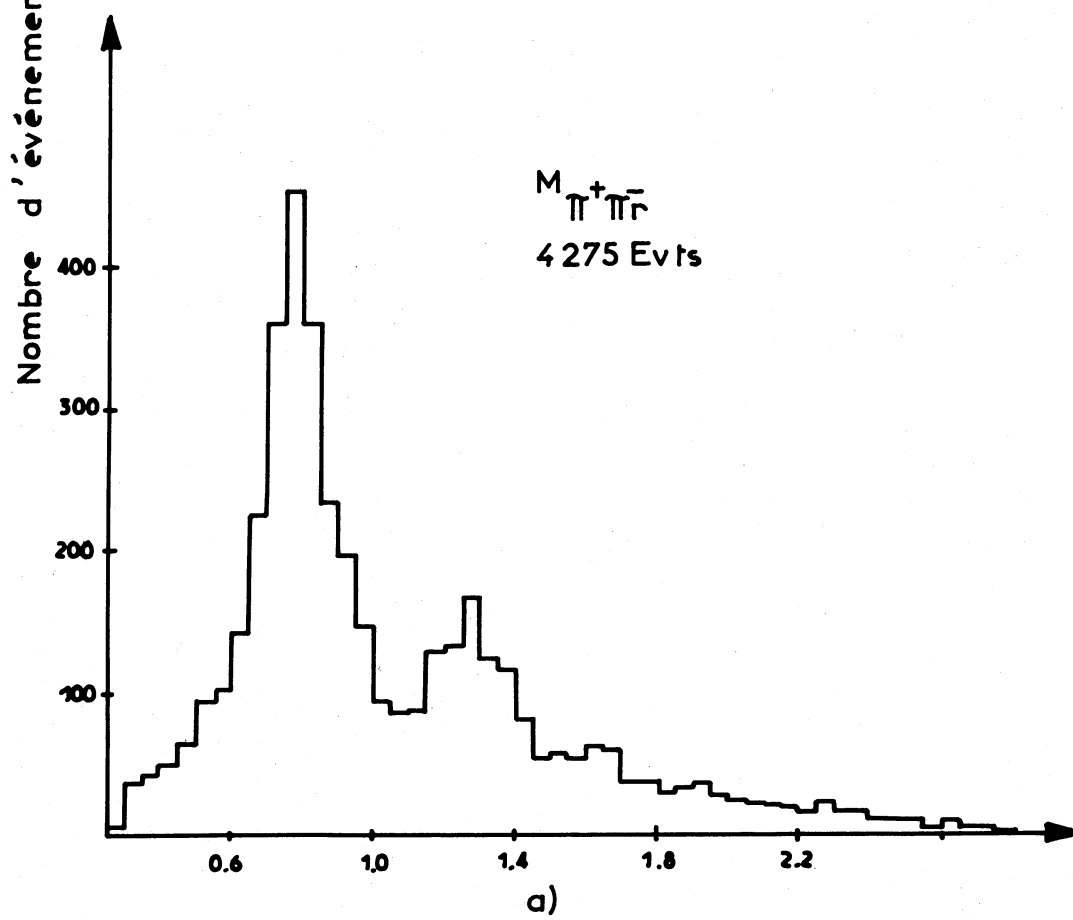
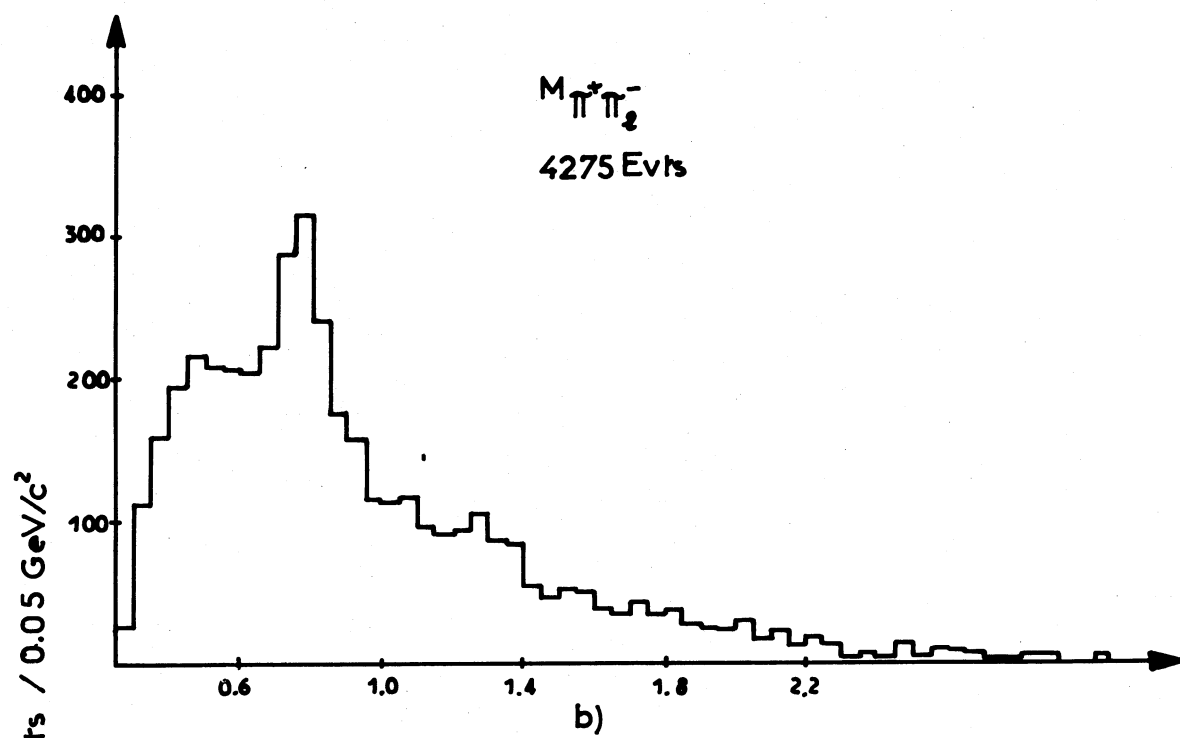


Fig.18

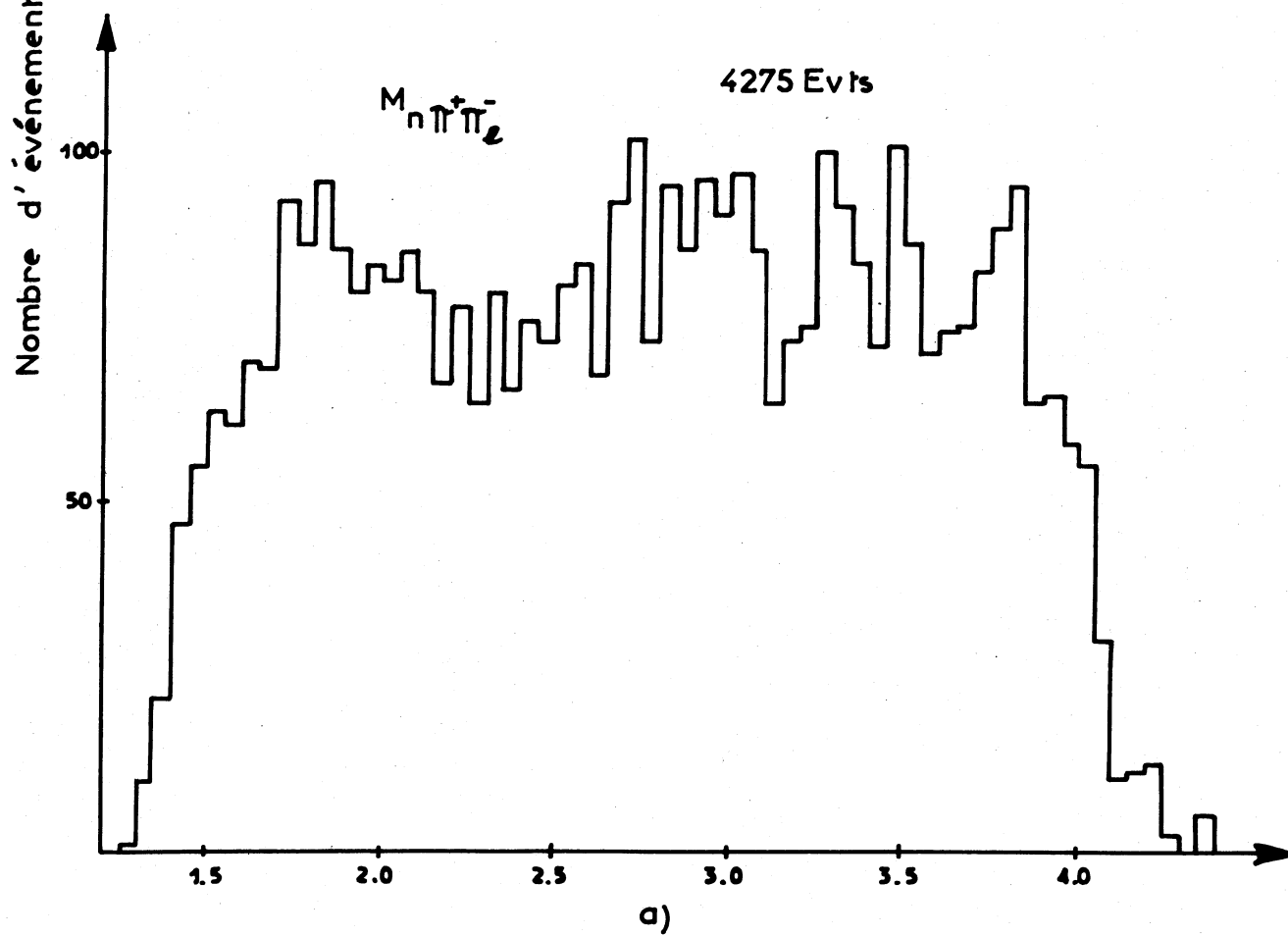
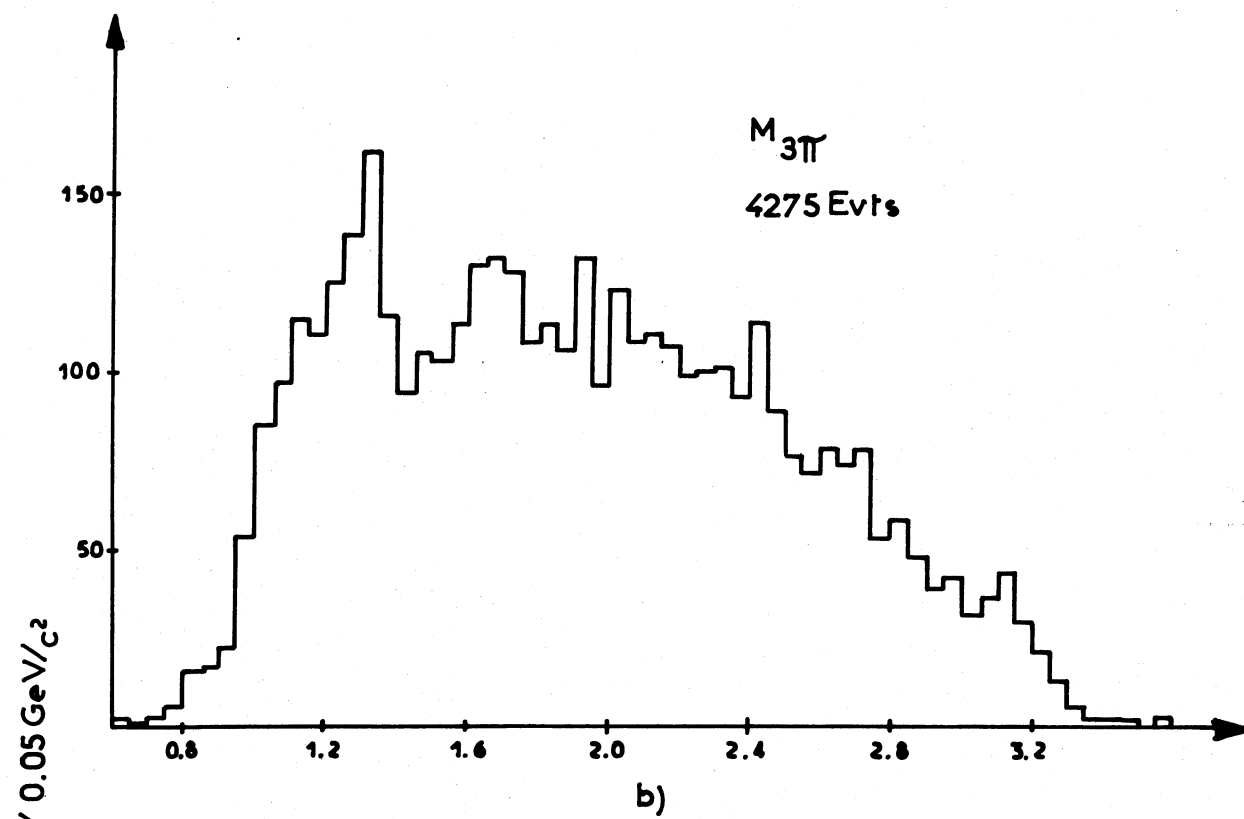


Fig.19

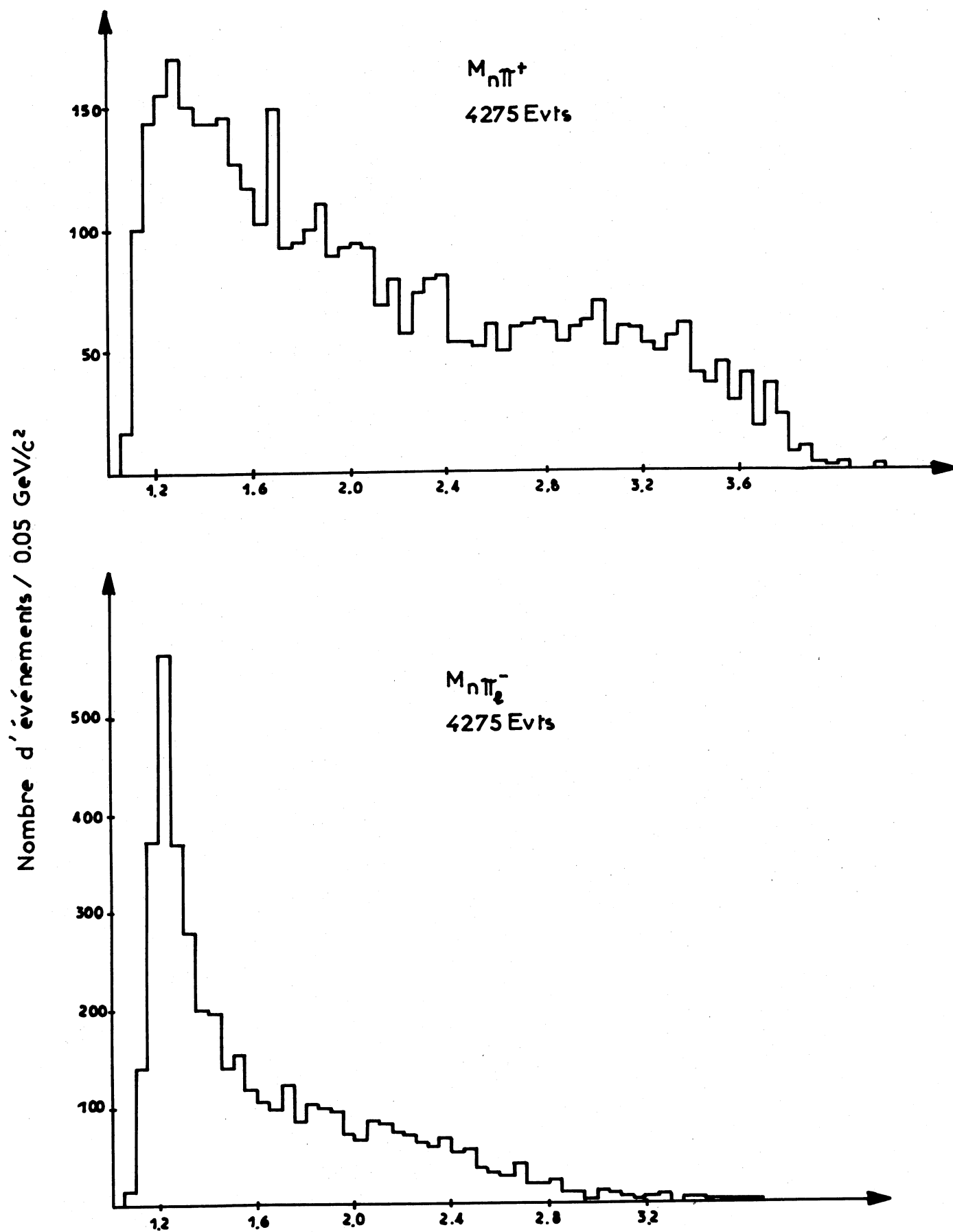


Fig.20

(θ/φ)

VAN HOVE

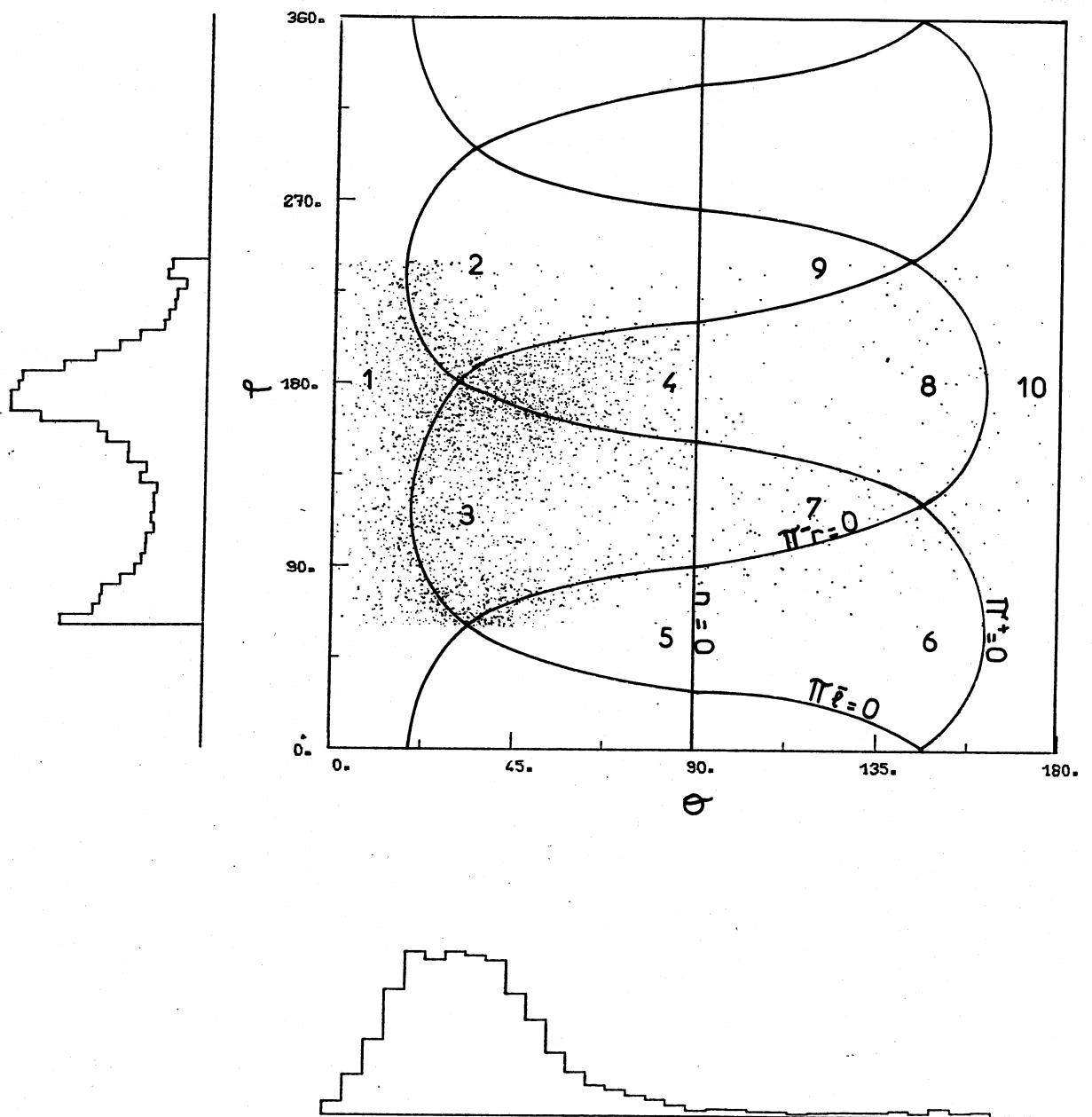


Fig.21

TABLEAU 5

Secteur Van Hove	Schéma	Nombre d'événements	Section Efficace μb
1		1183	393 ± 60
3		1701	564 ± 80
2		369	122 ± 20
4		672	223 ± 30
5		145	48 ± 10
10		40	70 ± 15
8		75	
6		26	
9		8	
7		56	
TOTAL		4275	1420 ± 100

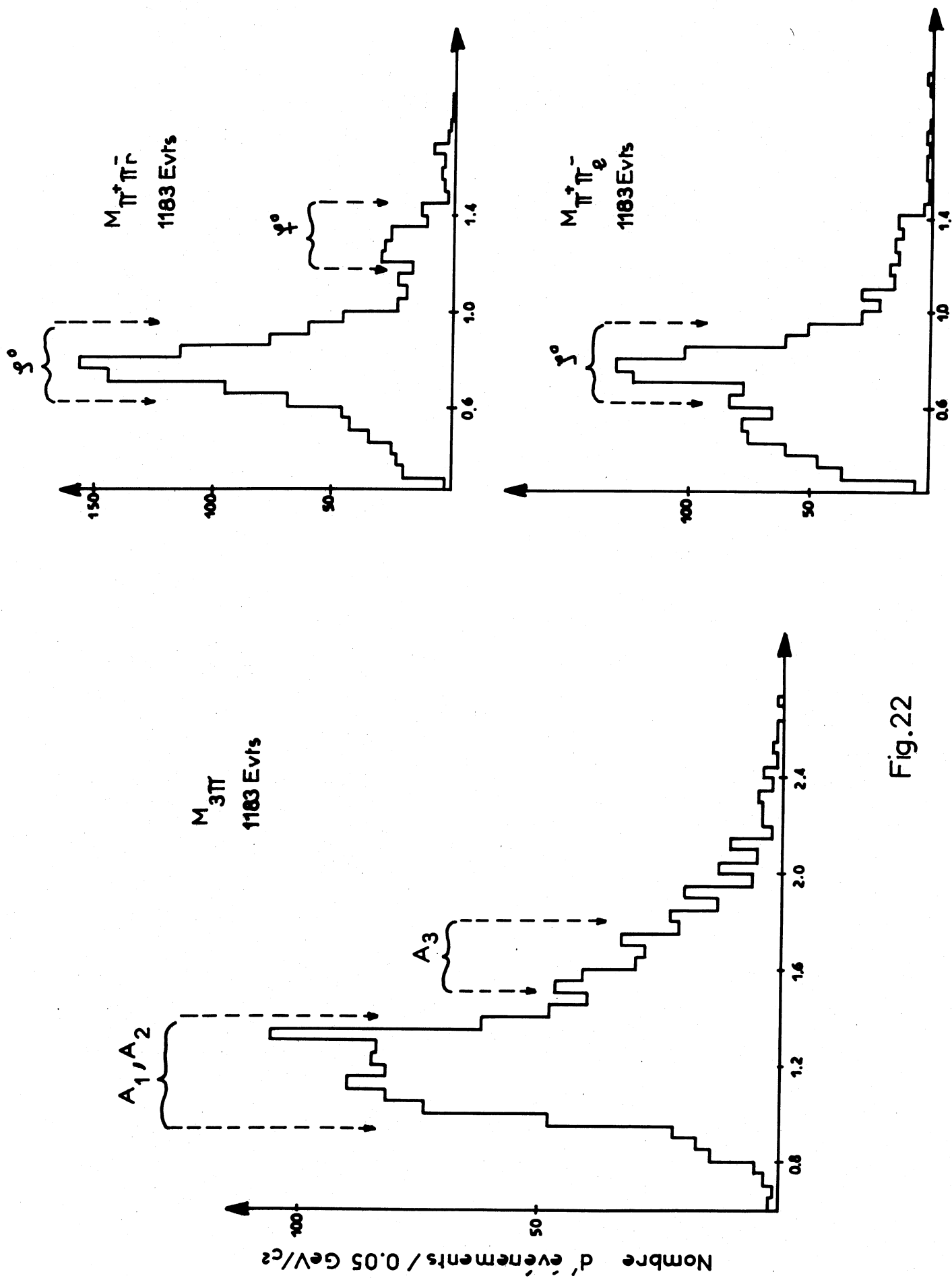


Fig.22

TABLEAU 6

Catégorie	"A1"	"A2"	"A3"
Région de masse 3π en GeV/c^2	0.95 - 1.2	1.2 - 1.4	1.5 - 1.8
Nombre d'événements	376 $A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^- : 342$ $A_1^- \text{ ou } A_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^- : 638$	337 $A_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^- : 296$	200 $A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^- : 129$ $A_3^- \rightarrow f^0 \pi^- : 104$
zone de masse du ρ^0	$0.6 \leq M_{\pi^+ \pi^-} \leq 0.9 \text{ GeV}/c^2$		
zone de masse du f^0	$1.15 \leq M_{\pi^+ \pi^-} \leq 1.45 \text{ GeV}/c^2$		

A priori il paraît inutile de distinguer les deux premières catégories "A1" et "A2", car il est évident qu'il y a beaucoup de "A1" dans la catégorie "A2" et réciproquement. Cependant sur la figure 23 sont représentées les distributions $d\sigma/d|t_{nn}|$ pour ces deux lots d'événements et nous avons ajusté une exponentielle sur chacune d'elles ; les pentes obtenues pour les lots "A1" et "A2" sont très différentes : $13.6 \pm 1.3 (\text{GeV}/c)^{-2}$ pour la catégorie A1, $5.9 \pm 1.5 (\text{GeV}/c)^{-2}$ pour la catégorie A2

b. Secteurs $\pi^- n \rightarrow (\pi\pi)(\pi n)$

Sur la figure 24 sont présentées les masses effectives $n\pi_{\bar{e}}$ et $\pi^+\pi_{\bar{e}}$ des 1701 événements du secteur $\pi^- n \rightarrow (\pi^+\pi_{\bar{e}})(\pi_{\bar{e}} n)$; une importante production de Δ_{1236}^- , ainsi que de ρ^0 et f^0 est visible, et également une faible accumulation d'événements, dans la distribution $n\pi_{\bar{e}}$, vers 1900 MeV.

La production de f^0 et ρ^0 , visible dans la distribution des masses $\pi^+\pi_{\bar{e}}$, accompagne celle des Δ_{1236}^- et Δ_{1900}^- (Fig. 25)

Dans le tableau 7 sont regroupés, pour chaque canal de production associée, les nombres d'événements et sections efficaces ainsi que les coupures utilisées pour les calculer.

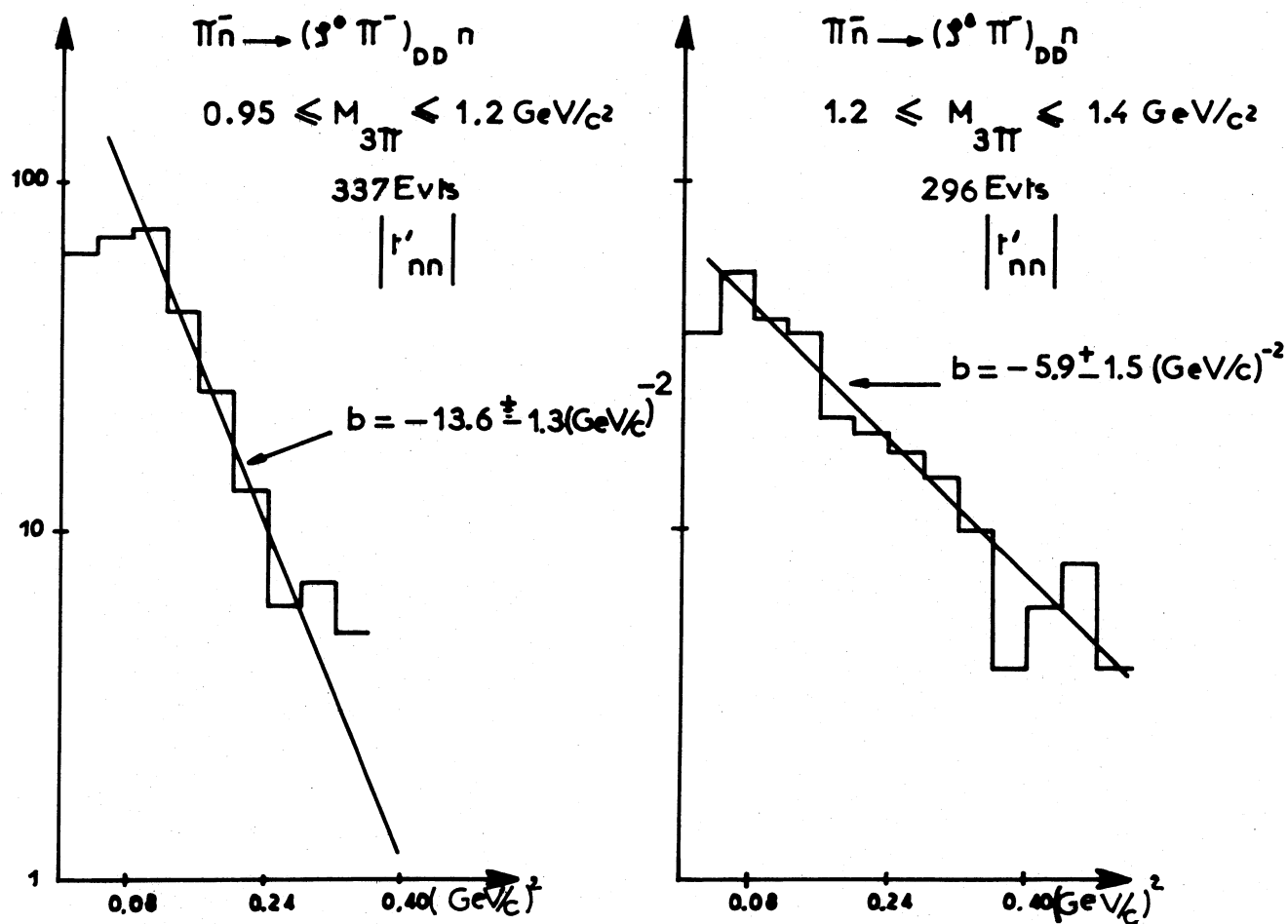


Fig.23

TABLEAU 7

Coupures :	Δ_{1236}^-	$M_{n\pi\bar{\ell}} \leq 1.45 \text{ GeV}/c^2$
	Δ_{1900}^-	$1.75 \leq M_{n\pi\bar{\ell}} \leq 2.05 \text{ GeV}/c^2$
	Σ^0	$0.65 \leq M_{\pi^+\pi\bar{\ell}} \leq 0.95 \text{ GeV}/c^2$
	$\bar{p}$	$1.15 \leq M_{\pi^+\pi\bar{\ell}} \leq 1.45 \text{ GeV}/c^2$
Réaction	Nombre d'événements	Section efficace μb
$\pi^- n \rightarrow \Sigma^0 \Delta_{1236}^-$	727	241 ± 40
$\pi^- n \rightarrow \Sigma^0 \Delta_{1900}^-$	76	25 ± 5
$\pi^- n \rightarrow \bar{p}^0 \Delta_{1236}^-$	206	68 ± 10
$\pi^- n \rightarrow \bar{p}^0 \Delta_{1900}^-$	16	5 ± 2

Les distributions $dN/d|\epsilon_{\pi\bar{\ell}}|$ des événements des réactions $\pi^- n \rightarrow \Sigma^0 \Delta_{1236}^-$ et $\pi^- n \rightarrow \bar{p}^0 \Delta_{1236}^-$ sont représentées sur la figure 26; en ce qui concerne la première réaction deux exponentielles semblent nécessaires pour reproduire la distribution (les résultats de l'ajustement sont donnés dans le chapitre suivant).

Notons enfin que ce secteur est légèrement contaminé par des événements du canal $\pi^- n \rightarrow \Lambda_3^- n$

Le secteur $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^-)(n \pi^+)$ contient 369 événements dont 252 qui correspondent à la réaction $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^-) \Delta_{1236}^+$ (coupure : $M_{n\pi^+} < 1.45 \text{ GeV}/c^2$)

c. Secteur $\pi^- n \rightarrow \pi^- n (\pi^+ \pi^- n)$ (672 evts)

De larges accumulations d'événements sont visibles dans la distribution des masses effectives $n \pi^+ \pi^-$ aux masses d'environ 1500, 1700, 1900 MeV/c² (Fig. 27). Etant donné le grand nombre d'états résonnants $n \pi \pi$ qui existent dans ces zones de masse, il est difficile d'associer, sans ambiguïté, les accumulations d'événements observées à des résonances précises. Les termes " N_{1470}^* ", " N_{1700}^* " et " N_{1900}^* " désignent donc simplement des accumulations d'événements centrées sur ces masses.

Des signaux nets sont visibles aux voisinages des masses des Δ_{1236}^+ et N_{1470}^{*+} dans la distribution de masse $n \pi^+$, et au voisinage du Δ_{1236}^- pour la masse $n \pi^-$

Nous avons réparti les événements en 3 catégories suivant la valeur de leur masse $n \pi^+ \pi^-$

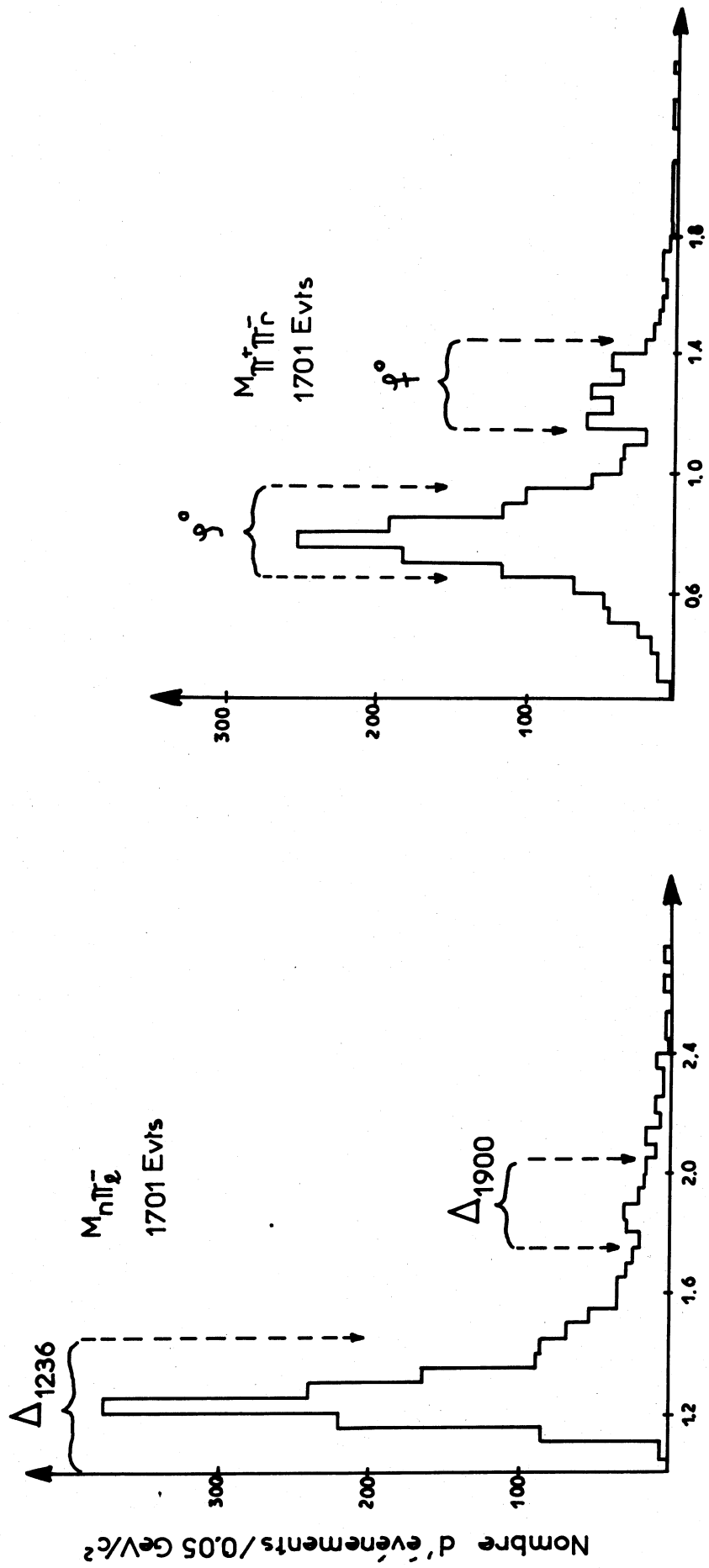


Fig.24

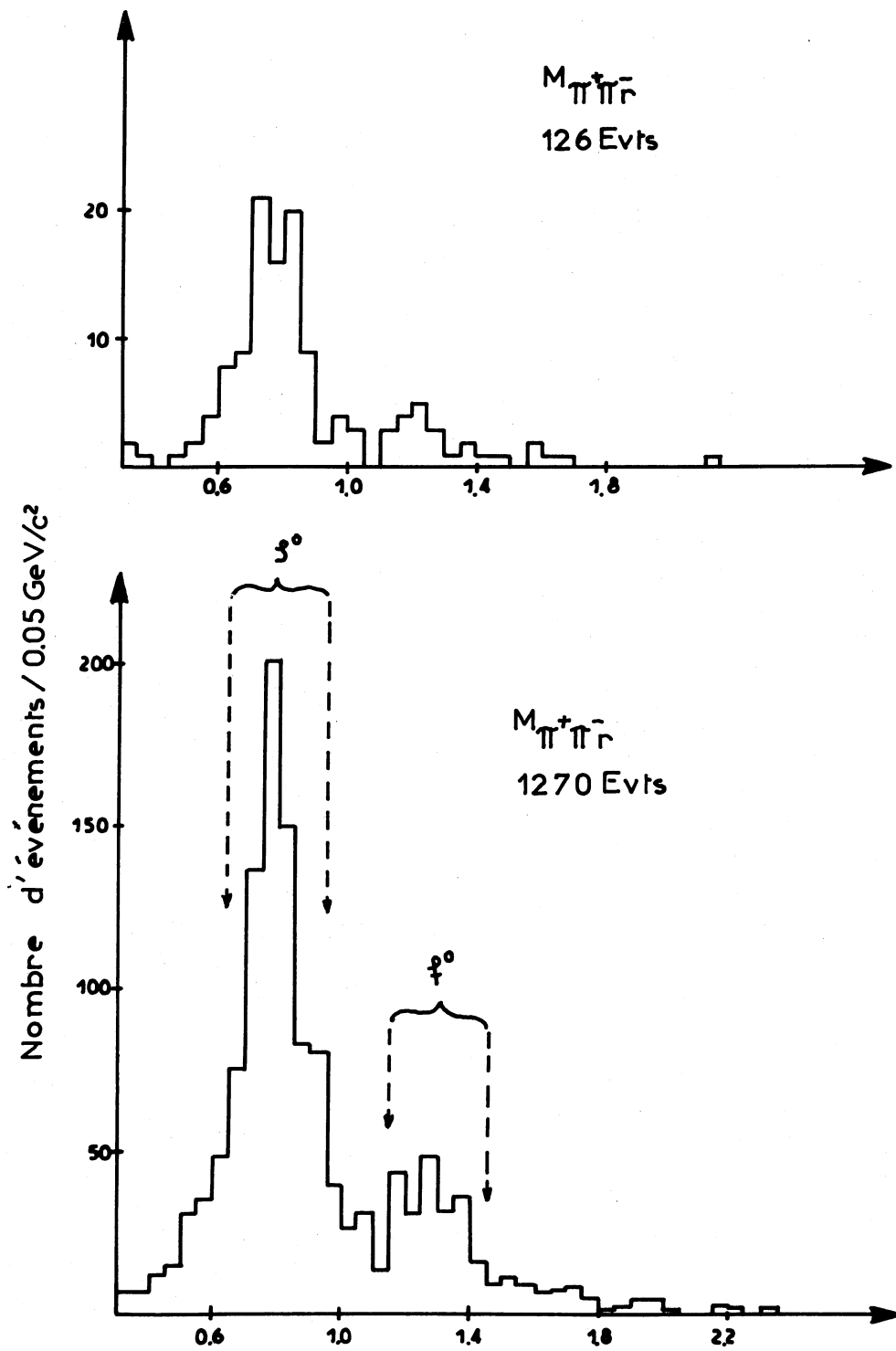


Fig.25

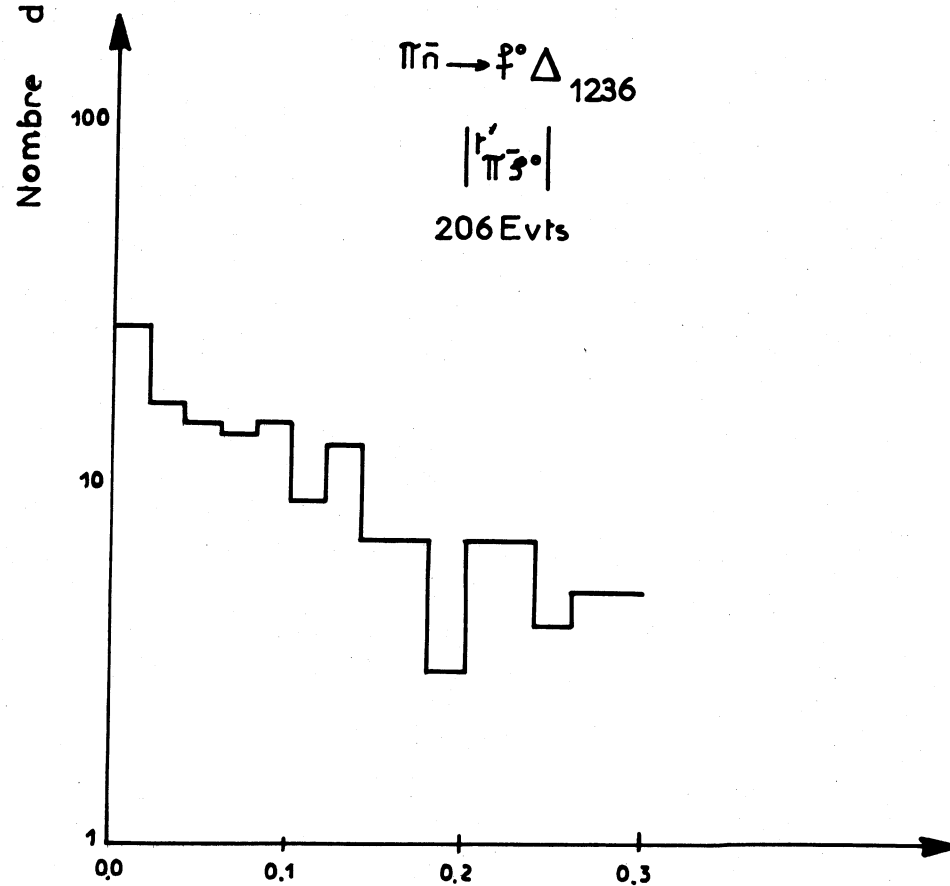
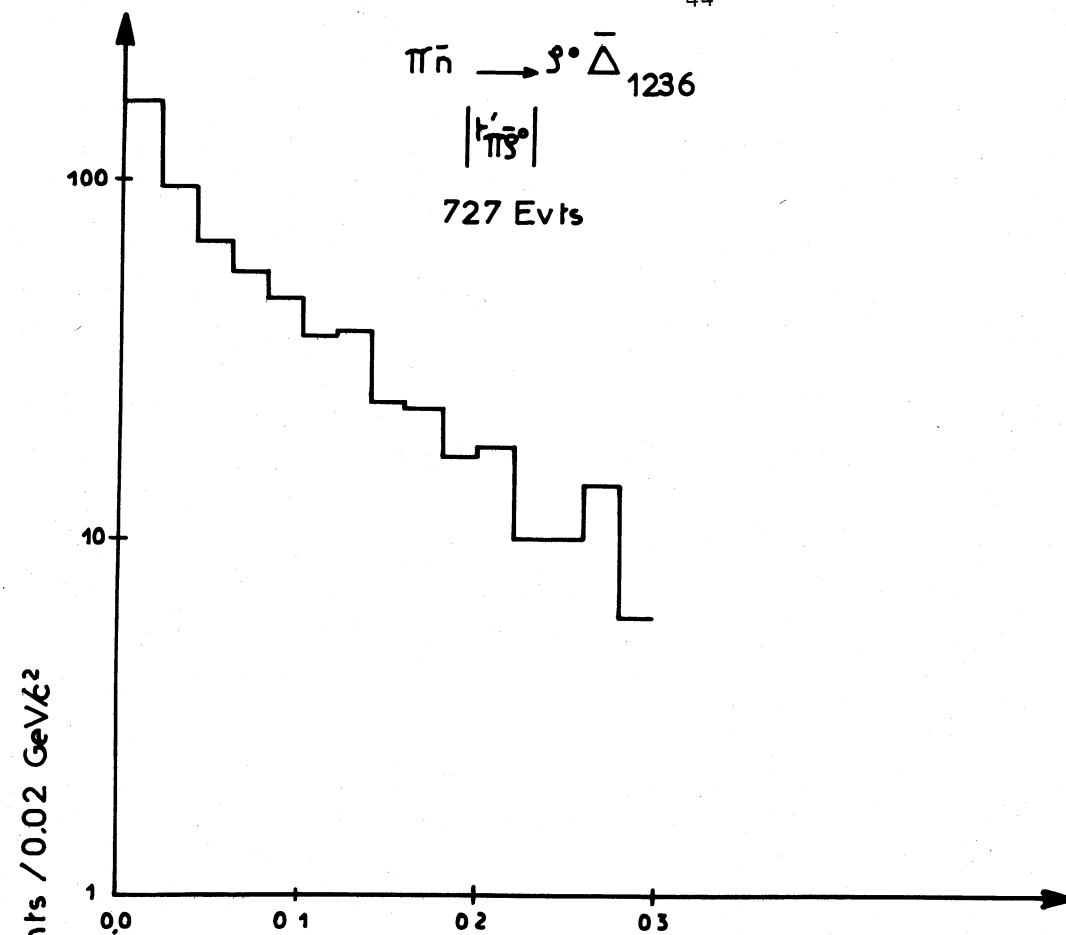


Fig.26

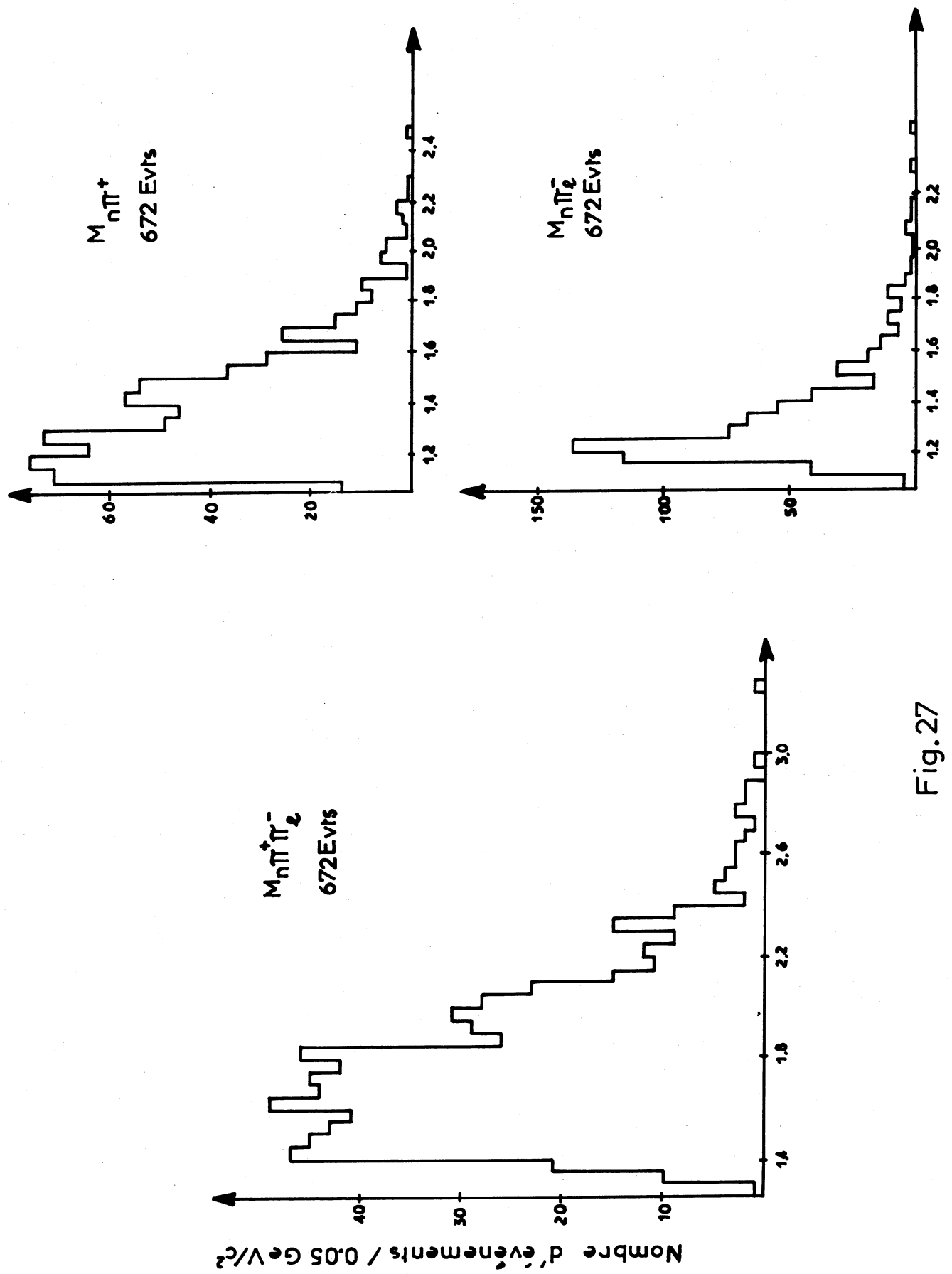


Fig.27

"N [*] ₁₄₇₀ "	176 evts	$1.4 \leq M_{n\pi^+\pi^-} \leq 1.6 \text{ GeV}/c^2$
"N [*] ₁₇₀₀ "	226 evts	$1.6 \leq M_{n\pi^+\pi^-} \leq 1.85 \text{ GeV}/c^2$
"N [*] ₁₉₅₀ "	137 evts	$1.85 \leq M_{n\pi^+\pi^-} \leq 2.1 \text{ GeV}/c^2$

Il apparaît alors que :

- les événements "N^{*}₁₄₇₀" semblent être des systèmes $\Delta_{1236}^+ \pi^\pm$
- les événements "N^{*}₁₇₀₀" se désintègrent principalement en $\Delta_{1236}^- \pi^+$ et $N_{1470}^+ \pi^-$
- aucune structure nette n'est visible dans les masses $n\pi^+$ et $n\pi^-$ pour les événements de la catégorie "N^{*}₁₉₅₀"

II. ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE

A. Généralités

L'étude qui précède nous a permis de mettre en évidence, pour chaque réaction, l'existence de plusieurs canaux et de répartir les événements expérimentaux dans ces canaux. Cependant nous avons utilisé pour réaliser cette répartition un certain nombre de coupures et ceci présente deux inconvénients :

- d'une part il est possible que certains événements, n'appartenant pas à la catégorie recherchée, soient cependant sélectionnés par hasard par ces coupures ce qui introduit une certaine contamination,
- d'autre part, à moins de choisir des coupures très peu strictes, on perd toujours un certain nombre d'événements.

Il est bien sûr souvent possible d'évaluer le taux de contamination ainsi que la perte d'événements dans le canal considéré, mais il est plus difficile de prévoir les biais que cela peut introduire dans l'étude des propriétés de la réaction.

L'analyse multidimensionnelle est une autre méthode de répartition des événements dans les différents canaux et dans la suite nous comparerons les résultats qu'elle donne pour nos réactions à ceux obtenus par la sélection en impulsions longitudinales.

B. Principe de la méthode

1. Caractéristiques générales

Dans une réaction donnée, comportant n corps dans l'état final, un événement est caractérisé par $3n$ quantités (par exemple les n vecteurs impulsions des particules de l'état final). Cependant ces $3n$ paramètres ne sont pas indépendants : ils sont reliés par 5 relations; trois d'entre elles proviennent de la conservation de l'impulsion, une de la conservation de l'énergie totale et la dernière est liée à la symétrie de révolution autour de la direction de propagation de la particule incidente. Ceci ramène à $3n-5$ le nombre de variables indépendantes pour représenter complètement un événement.

L'idée sur laquelle est fondée l'analyse multidimensionnelle est que certaines au moins des variables des événements d'un même canal doivent avoir des valeurs très voisines les unes des autres. En d'autres termes les événements d'une même réaction doivent être groupés dans une région bien précise d'un espace à $(3n-5)$ dimensions.

Le principe de la méthode est donc de rechercher, dans cet espace à $(3n-5)$ dimensions, des agglomérats d'événements que l'on appelle "classes".

Ceci n'est en fait qu'une généralisation de l'idée qui est à la base de la méthode des coupures ; en effet sélectionner des événements en faisant une coupure en masse effective, par exemple, est bien lié au fait que les événements cherchés ont des valeurs de cette variable, masse effective, très voisines les unes des autres.

Dans l'analyse multidimensionnelle on étend cette recherche de "proximité" des événements à l'ensemble des $(3n-5)$ variables indépendantes au lieu de se limiter à l'étude du comportement de 2 ou 3 variables.

Cette recherche d'agglomérats dans un espace à k dimensions peut se faire de diverses façons, nous avons utilisé pour l'étude de nos réactions un programme d'analyse multidimensionnelle développé au CERN (Réf. 12). La méthode utilisée dans ce programme est résumée dans l'annexe 1.

2. Méthode d'utilisation

L'analyse se déroule de la manière suivante :

- premièrement il faut choisir pour décrire les événements $(3n-5)$ variables indépendantes dont on fait l'hypothèse qu'elles sont gaussiennes à l'intérieur de chaque classe (voir Annexe 1),
- ensuite on fixe avant le début de l'analyse le nombre de classes. Celles-ci sont disjointes et un événement est attribué à une classe au plus
- ces classes doivent être définies par l'attribution qu'on leur fait d'un petit nombre d'événements très caractéristiques.

Le programme travaille alors événement par événement; il essaie chaque événement i dans chaque classe k et calcule alors une fonction $\Delta\eta_k^i$ qui mesure la variation d'une pseudo densité (voir annexe 1) de la classe k lors de l'addition de l'événement i , les valeurs de ces fonctions $\Delta\eta_k^i$ sont histogrammées pour chaque classe.

L'utilisateur soumet alors au programme, pour chaque classe k , une valeur $\Delta\eta_k^{min}$ qui permet de limiter l'extension de la classe. Pour chaque événement i le programme détermine la classe K_c telle que :

$$\Delta\eta_{K_c}^i = \sup_k (\Delta\eta_k^i)$$

et rattache alors l'événement i à cette classe K_0 à condition, toutefois, que $\Delta\gamma_{K_0}^i$ ne soit pas inférieure à la limite précédemment fixée par l'utilisateur. Dans le cas contraire l'événement est considéré comme non classé.

Le programme travaille ainsi par iterations successives. L'arrêt de ces iterations est bien sûr décidé par l'utilisateur; deux conditions doivent être pour cela remplies :

- Le nombre d'événements dans chaque classe doit être stable : à chaque iteration les nombres d'événements soustraits et ajoutés doivent être sensiblement égaux.

- Il faut que les caractéristiques des événements de chaque classe correspondent bien aux caractéristiques physiques que l'on avait définies, au départ, pour cette classe.

Enfin il est nécessaire de vérifier qu'il n'y a pas contamination d'une classe par les événements d'une autre.

C. Application à la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

1. Choix des variables

Nous avons vu précédemment que le nombre de variables indépendantes qui caractérisent un événement est égal à $3n-5$, si n est le nombre de particules dans l'état final : il nous faut donc 7 variables pour décrire un événement.

Nous avons choisi les trois variables de Van Hove, les trois énergies simples (Réf. 13) ainsi définies :

$$X_{vh} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} (q_{\pi^+} - q_{\pi^-})$$

$$Y_{vh} = \frac{3}{2\sqrt{2}} (q_{\pi^-} + \frac{1}{3} q_d) = \frac{1}{2\sqrt{2}} (2q_{\pi^-} - q_{\pi^+} - q_{\pi^-})$$

$$Z_{vh} = -q_d = q_{\pi^+} + q_{\pi^-} + q_{\pi^-}$$

$$X_{ES} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{2}} (E_{\pi^+}^s - E_{\pi^-}^s)$$

$$Y_{ES} = \frac{3}{2\sqrt{2}} (E_{\pi^-}^s + \frac{1}{3} E_d^s)$$

$$Z_{ES} = -E_d^s$$

ou q_i est l'impulsion longitudinale de la particule i et E_i^s son énergie diminuée de la quantité $\frac{1}{4}\sqrt{s}$

(Les deux π^- de la réaction ont été classés en π^- rapide (π^-_r) et π^- lent (π^-_l))

Enfin nous avons pris comme septième variable la masse effective du système $\pi^- \pi^-$

La raison de ce choix de 7 variables réside essentiellement dans le fait que les distributions de leurs valeurs sont, sinon gaussiennes, du moins très régulières et homogènes en dimensions si l'on fait $C = 1$.

2. Choix des classes

Les caractéristiques de la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ déduites de l'analyse en impulsions longitudinales, nous ont conduits à choisir comme classes les cinq qui suivent :

$$\pi^- d \rightarrow A_1^- d \xrightarrow{\quad} S^0 \pi^- \quad (1)$$

$$\pi^- d \rightarrow A_3^- d \xrightarrow{\quad} P^0 \pi^- \quad (2)$$

$$\pi^- d \rightarrow P^0 d^{*0} \quad (3)$$

$$\pi^- d \rightarrow P^0 d^{*0} \quad (4)$$

$$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^- d^{*++} \quad (5)$$

Nous avons également essayé d'introduire une classe $A_3^- \rightarrow S^0 \pi^-$ mais n'avons pu réussir à la stabiliser.

Pour définir les noyaux initiaux nous avons utilisé des coupures très strictes sur deux types de variables :

- les angles θ et φ de Van Hove, ce qui correspond à une sélection en impulsions longitudinales
- les masses effectives (3π) et ($\pi^+ \pi^-$) pour les deux premières classes, ($\pi^+ \pi^-$) et ($d \pi^-$) pour les classes 3 et 4 et ($d \pi^+$) en ce qui concerne la classe 5.

3. Les itérations

Après 5 ou 6 itérations le nombre d'événements de chaque classe s'est stabilisé. Cependant nous avons constaté que, parmi les événements non classés, il subsistait un signal net à la masse du S^0 aussi bien dans la distribution ($\pi^+ \pi^-$) que dans la distribution ($\pi^+ \pi^-$), ces événements ne correspondant cependant pas à une région de masses précises. Nous avons alors introduit deux nouvelles classes :

$$\pi^- d \rightarrow S^0 \pi^- d \xrightarrow{\quad} \pi^+ \pi^-$$

$$\pi^- d \rightarrow S^0 \pi^- d \xrightarrow{\quad} \pi^+ \pi^-$$

De plus nous avons remarqué que les événements de la classe $\pi^- d \rightarrow A_1^- d$ étaient aussi bien du type $A_1^- \rightarrow S^0 \pi^-$ que du type $A_1^- \rightarrow S^0 \pi^-$ et que ces deux catégories peuplaient différemment le diagramme (θ/φ)_{VH} (Fig. 28-29).

(θ/φ) VAN HOVE
Classe $A_1^- \rightarrow S_r^0 \pi_\ell^-$
543 Evt

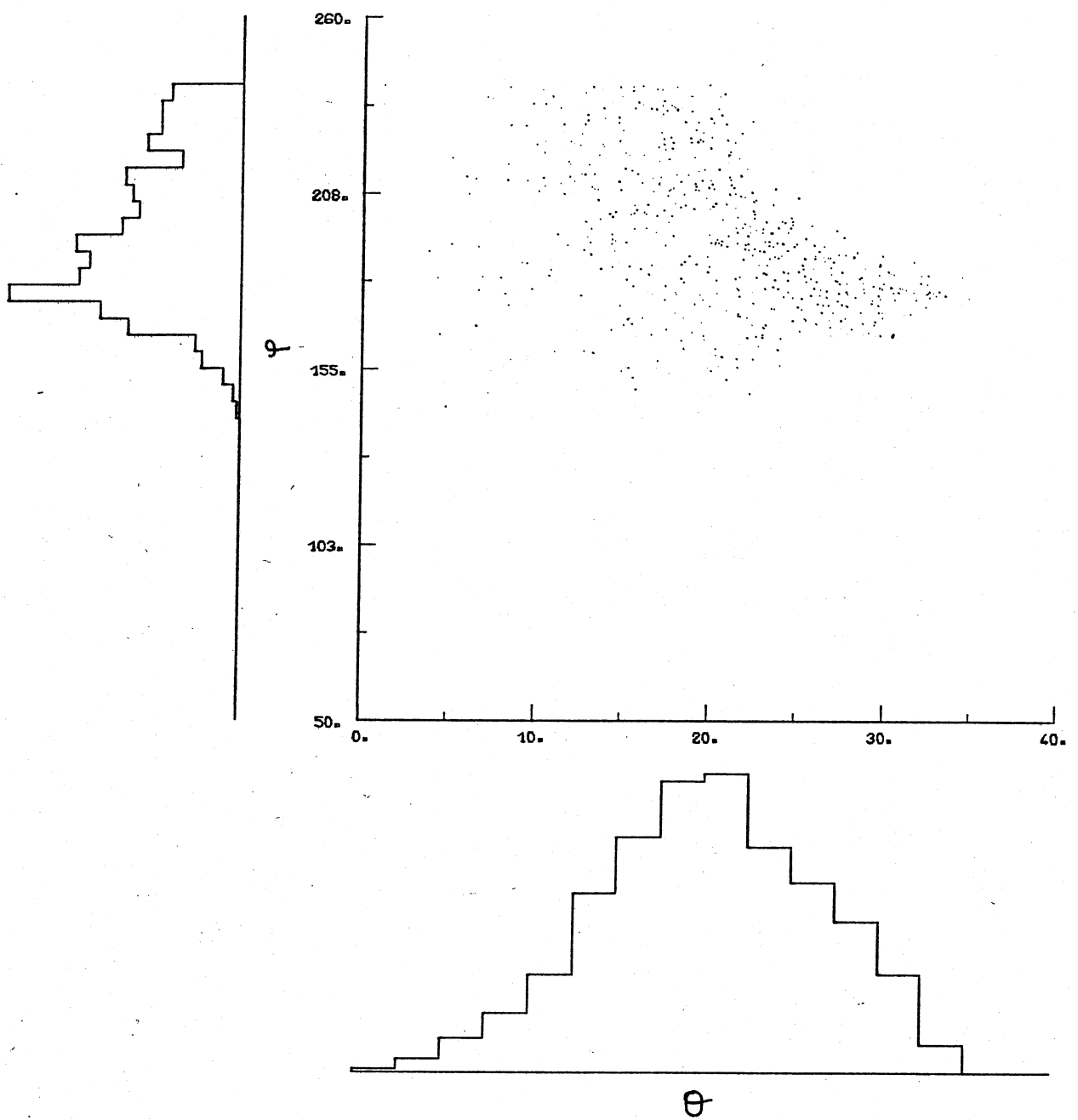


Fig.28

(θ/φ) VAN HOVE

Classe $A_1^- \rightarrow \pi_1^0 \pi^-$

265 Evts

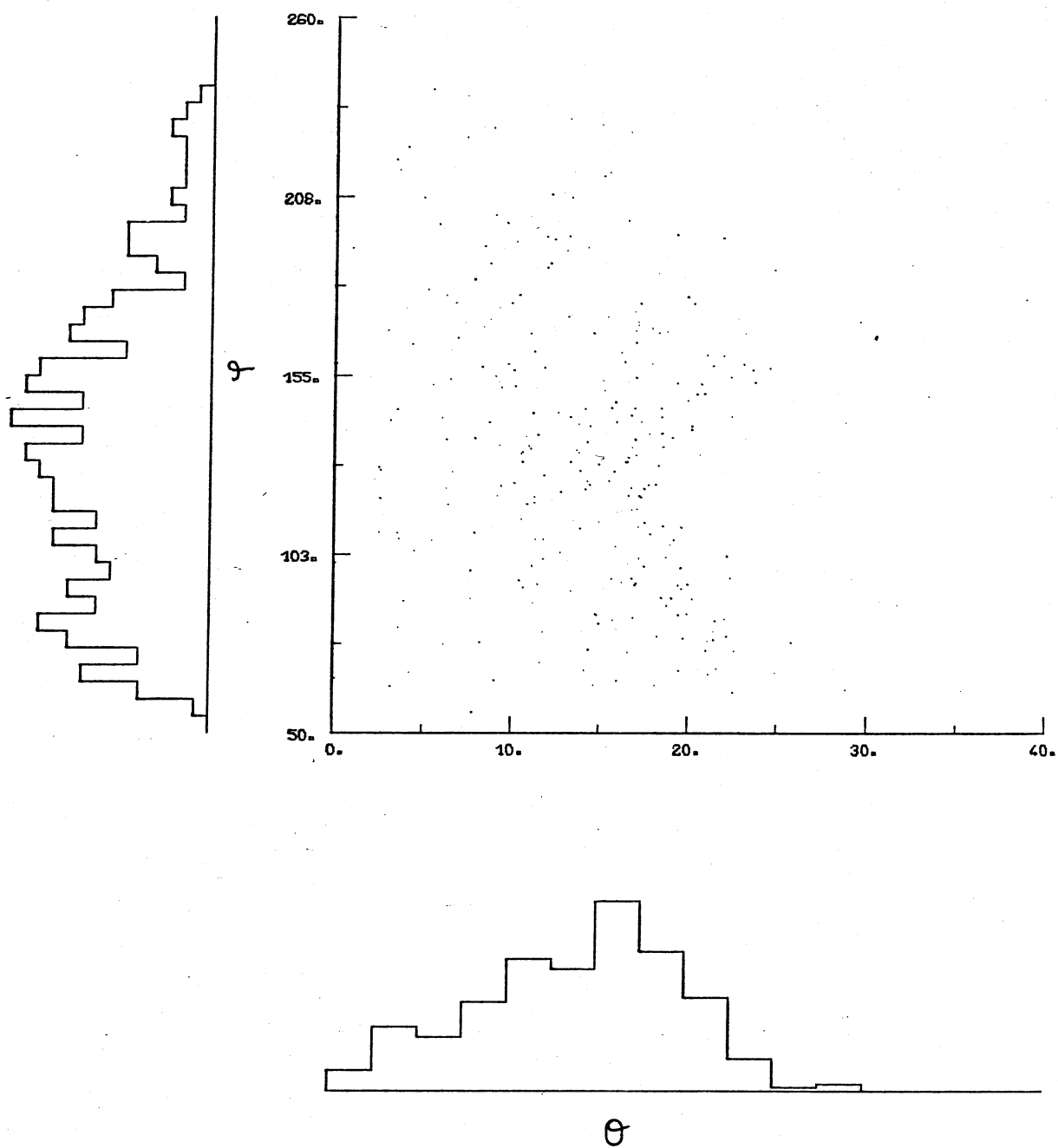


Fig.29

En utilisant ce fait nous avons partagé en deux la classe

A_1 :

$$\begin{aligned}\pi^- d &\rightarrow A_{12}^- d \\ &\quad \hookrightarrow \rho_2^0 \pi^- \\ \pi^- d &\rightarrow A_{1e}^- d \\ &\quad \hookrightarrow \rho_2^0 \pi^- \end{aligned}$$

Avec ces huit classes nous avons alors recommencé l'analyse. Après quelques itérations les classes se sont à nouveau stabilisées, de façon plus ou moins rapide suivant les classes. En effet il est visible sur la figure 30, qui représente des distributions de valeurs des fonctions $\Delta\gamma$ que les classes ne sont pas toutes bien localisées; il est certainement plus aisé de choisir des limitations de volume pour les classes $d^{*0}\rho_2^0$ et $A_{12}^- d$ (Fig 30 a et b) que pour la classe $\rho_2^0 \pi^- d$ (Fig. 30 c)

Enfin nous avons arrêté les itérations quand plus aucune structure n'était visible dans les distributions des événements non classés.

4. Résultats de l'analyse

Les nombres d'événements dans chaque classe ainsi que les sections efficaces correspondantes sont résumés dans le tableau 8 qui suit :

TABLEAU 8

Réaction	Nombre d'événements	Section Efficace μb
$\pi^- d \rightarrow A_{12}^- d \hookrightarrow \rho_2^0 \pi^-$ (1)	543	} 167 ± 40
$\pi^- d \rightarrow A_{1e}^- d \hookrightarrow \rho_2^0 \pi^-$ (2)	265	
$\pi^- d \rightarrow A_3^- d \hookrightarrow \rho^0 \pi^-$ (3)	41	8 ± 5
$\pi^- d \rightarrow \rho^0 d^{*0}$ (4)	222	46 ± 10
$\pi^- d \rightarrow \rho^0 d^{*0}$ (5)	51	10 ± 5
$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^- d^{*++}$ (6)	107	20 ± 5
$\pi^- d \rightarrow \rho_2^0 \pi^- d \hookrightarrow \pi^+ \pi^-$ (7)	233	} 64 ± 11
$\pi^- d \rightarrow \rho_2^0 \pi^- d \hookrightarrow \pi^+ \pi^-$ (8)	76	
Evénements non classés	107	
Total	1645	340 ± 60

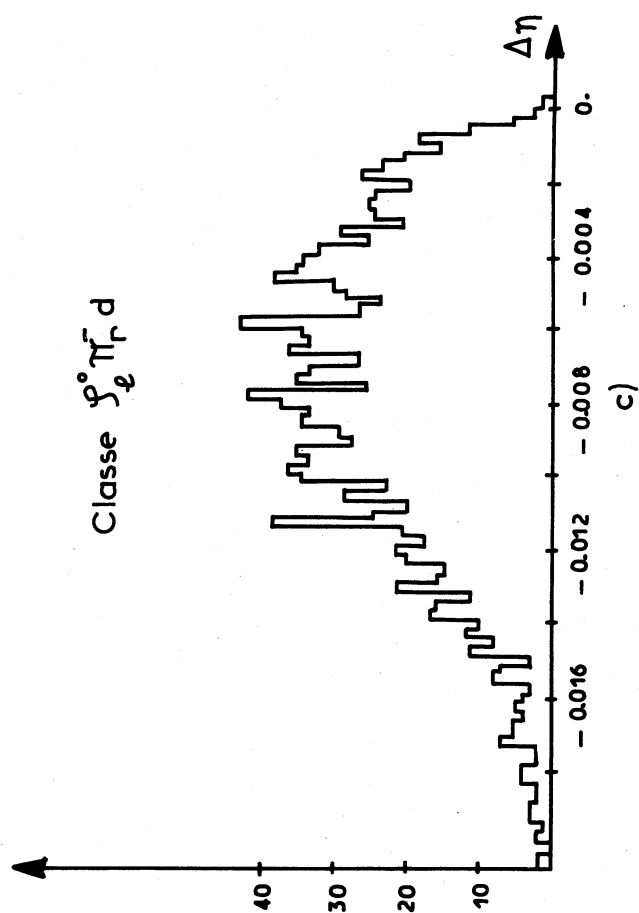
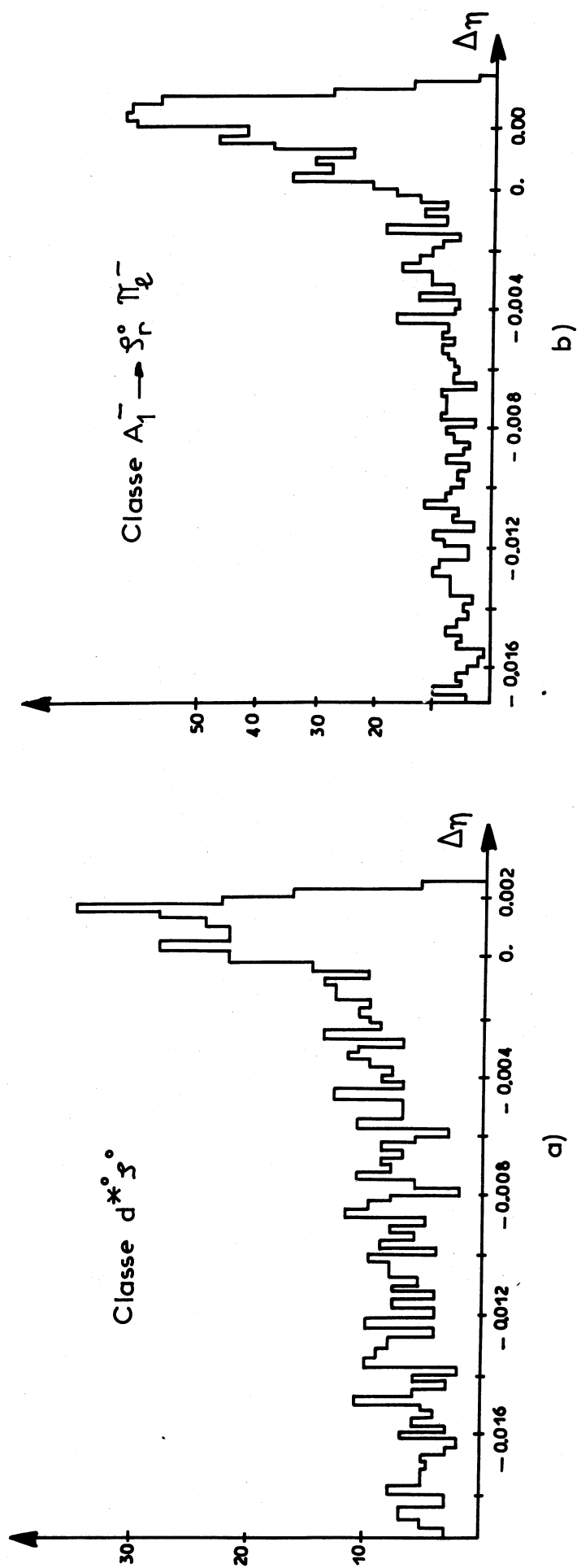


Fig.30

Nous regroupons pour les calculs de section efficace, les classes (1) et (2) d'une part, (7) et (8) d'autre part car il est très probable que cette subdivision, si elle a permis un tri des événements plus aisé par le programme, n'a en réalité pas de sens physique.

Nous avons vérifié cette affirmation pour les classes (1) et (2):

en effet ces classes correspondent à des effets "A1" de masses légèrement différentes ; nous avons alors regardé si les événements "A1" avaient un comportement différent suivant la région de masse 3π sélectionnée : les légères différences apparaissant dans un angle de désintégration et dans la mesure de la périphéralité sont tout à fait reproduites par un modèle de Deck d'échange de π et de ρ (voir chapitre V), et nous ne pouvons donc penser que ces deux classes correspondent à des effets A1 de natures différentes.

Les distributions de masses effectives les plus caractéristiques de chaque classe sont représentées sur les figures 31 à 35.

Il apparaît sur la figure 36 que les événements non classés ne présentent plus de structure.

D. Application à la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

Les variables que nous avons choisies sont les mêmes que celles définies dans le paragraphe 3 précédent (en remplaçant, bien sûr, q_d et E_d^S par q_n et E_n^S).

Les caractéristiques générales de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ présentées dans le paragraphe I. B nous ont conduit à choisir comme premières classes les trois suivantes :

$$\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$$

$$\pi^- n \rightarrow (3\pi)_{DD}^- n$$

$$\pi^- n \rightarrow \pi^- (\pi^+ \pi^-)_{DD}$$

(DD signifiant dissociation diffractive).

Cependant très rapidement nous avons constaté que ce nombre de classes était insuffisant. Après plusieurs ensembles d'itérations, et redéfinitions des classes de départ, nous nous sommes arrêtés à une analyse portant sur 12 classes : 5 correspondent à la production associée, 5 à la dissociation diffractive du π et 2 la dissociation diffractive du n .

La définition de ces classes ainsi que le nombre d'événements et la section efficace qui correspond sont regroupés dans le tableau 8 bis.

Les cinq classes relatives à la production associée sont les suivantes :

$$\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^- \quad (1) \text{ et } (2)$$

$$\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$$

$$\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1900}^-$$

$$\pi^- n \rightarrow \rho^0 (\pi^+ \pi^-)$$

Tableau 8 bis

Classes	Nombre d'événements	Section efficace μb
1. $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$ (1)	420	} 228 $\pm$ 30
2. $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$ (2)	266	
3. $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$	351	117 $\pm$ 20
4. $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1900}^-$	237	79 $\pm$ 15
5. $\pi^- n \rightarrow \rho^0 (n\pi^-)$	175	58 $\pm$ 10
6. $\pi^- n \rightarrow A_1^- n$	524	174 $\pm$ 25
7. $\pi^- n \rightarrow A_1^- n$	253	84 $\pm$ 15
8. $\pi^- n \rightarrow A_3^- n$ $\hookrightarrow \rho^0 \pi^-$	141	47 $\pm$ 10
9. $\pi^- n \rightarrow A_3^- n$ $\hookrightarrow \rho^0 \pi^-$	85	28 $\pm$ 5
10. $\pi^- n \rightarrow (3\pi)_{DD} n$	267	89 $\pm$ 15
11. $\pi^- n \rightarrow \pi^- N_{1470}^*$	279	93 $\pm$ 15
12. $\pi^- n \rightarrow \pi^- N_{1700}^*$	330	110 $\pm$ 20
Non classés	947	
TOTAL	4275	1420 $\pm$ 100

Classe $A_1 \rightarrow \rho^0 \pi^- e^-$

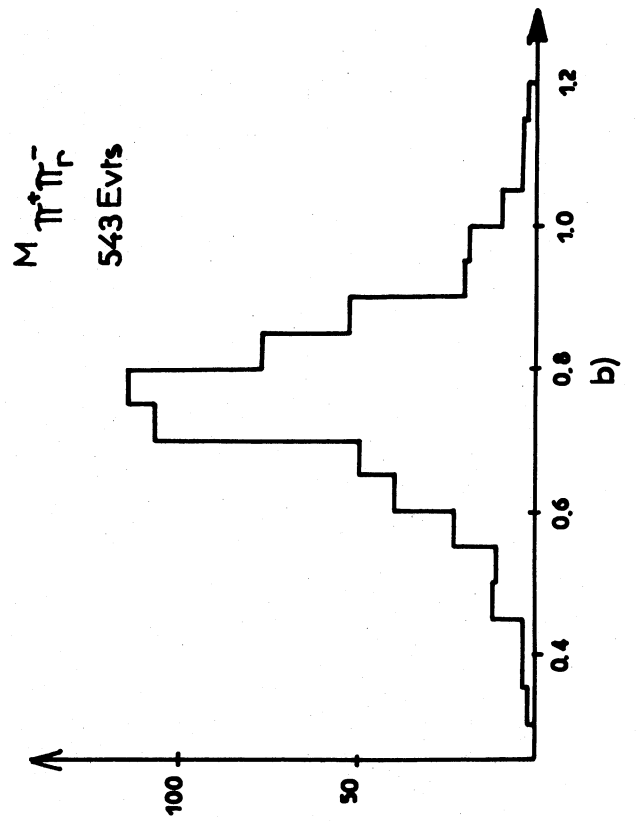
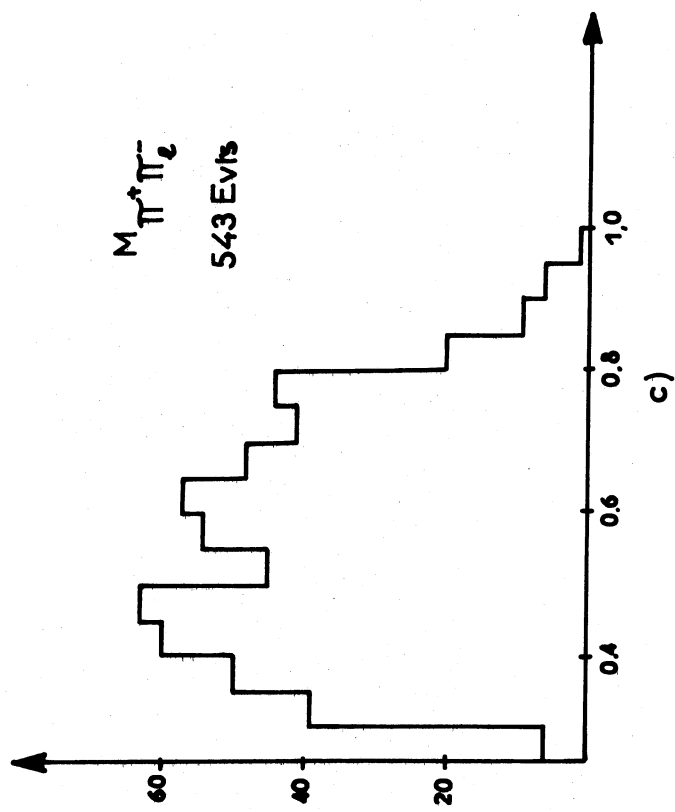
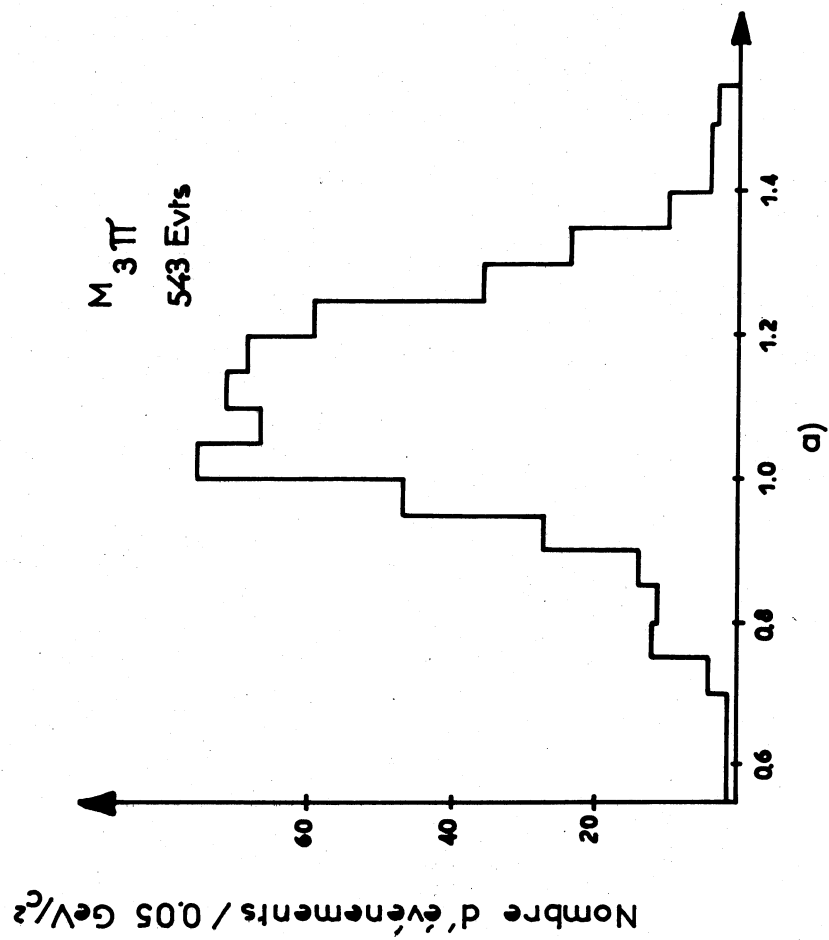


Fig.31

Classe $A_1^- \rightarrow \rho_0^- \pi^+ \pi^-$

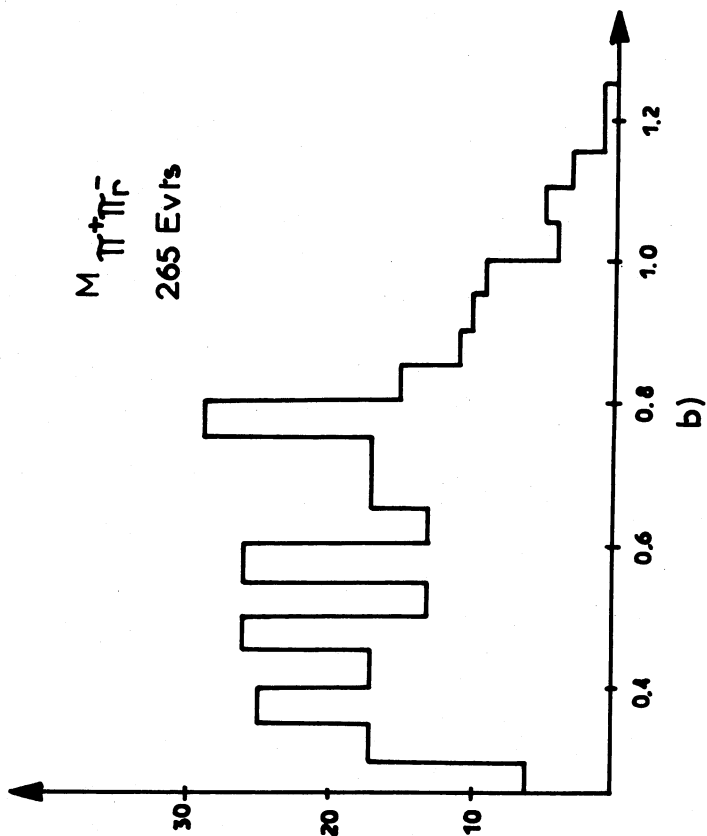
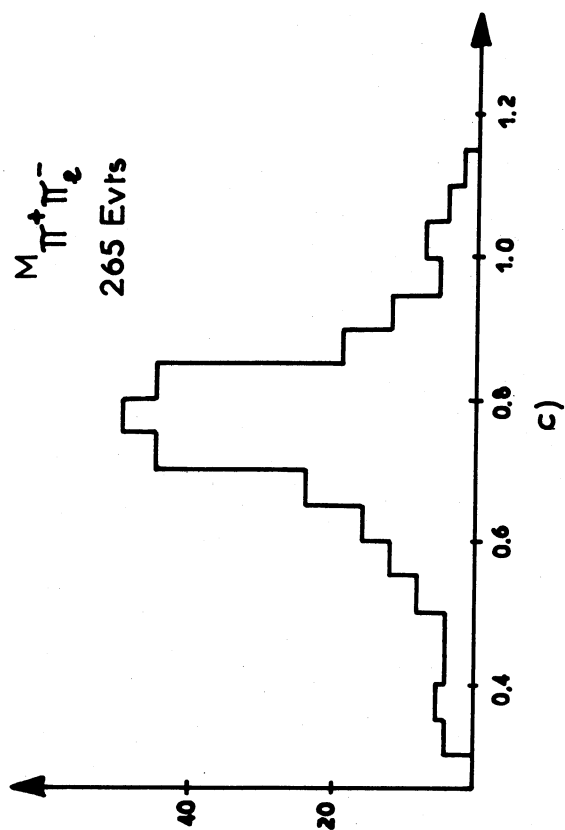
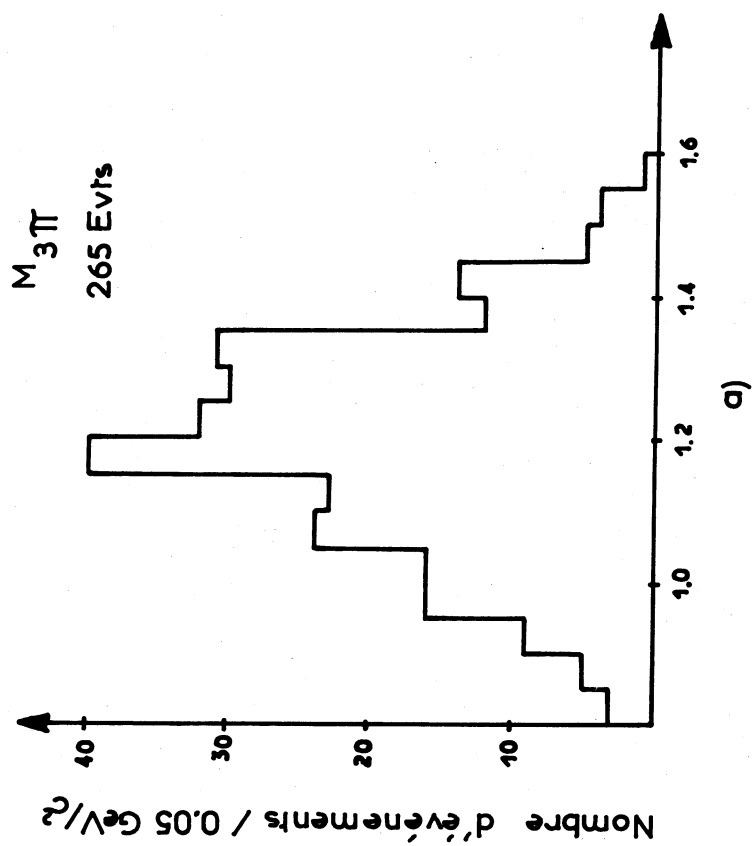
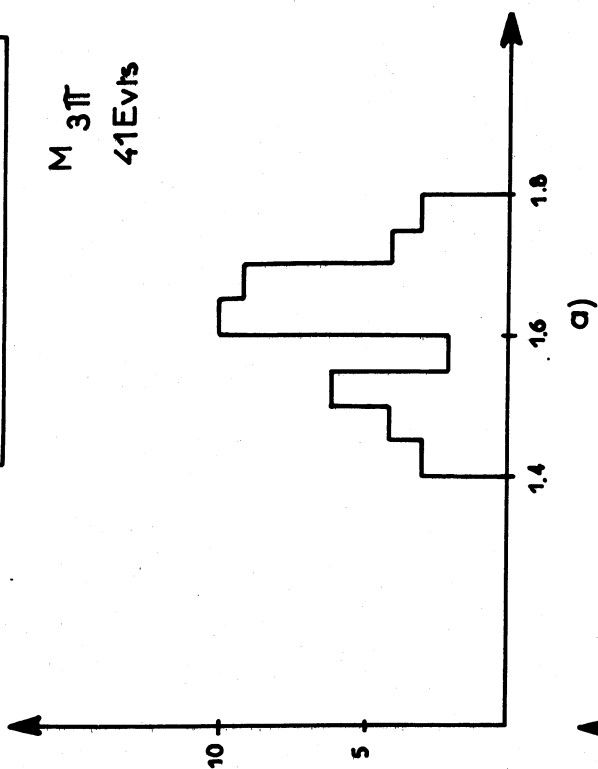


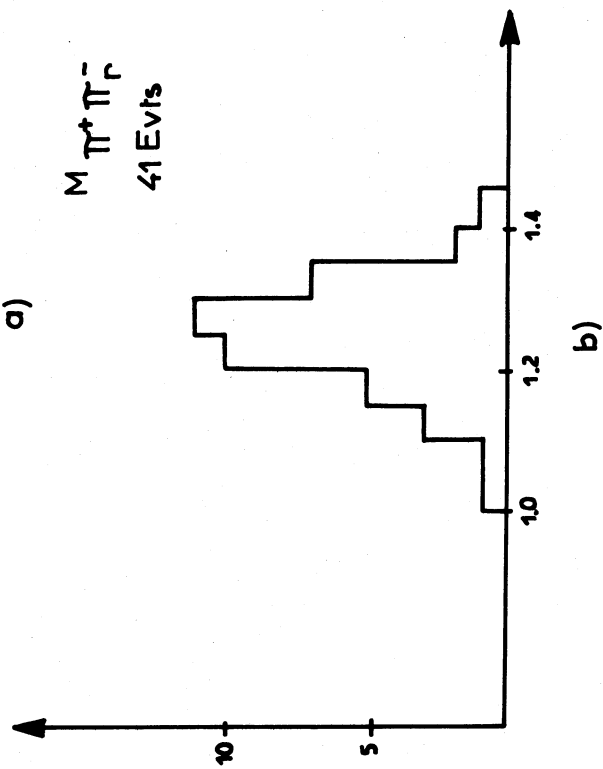
Fig.32

Classe $A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$

$M_{3\pi}$
41 Evts



$M_{\pi^+\pi^-\pi^-}$
41 Evts



Classe $d^{*++} \pi^+ \pi^-$

$M_{d \pi^+}$
107 Evts

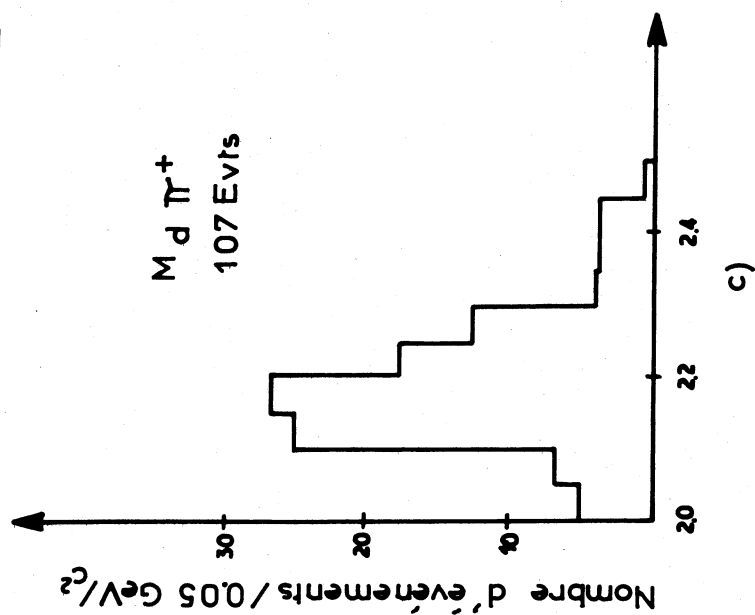


Fig.33

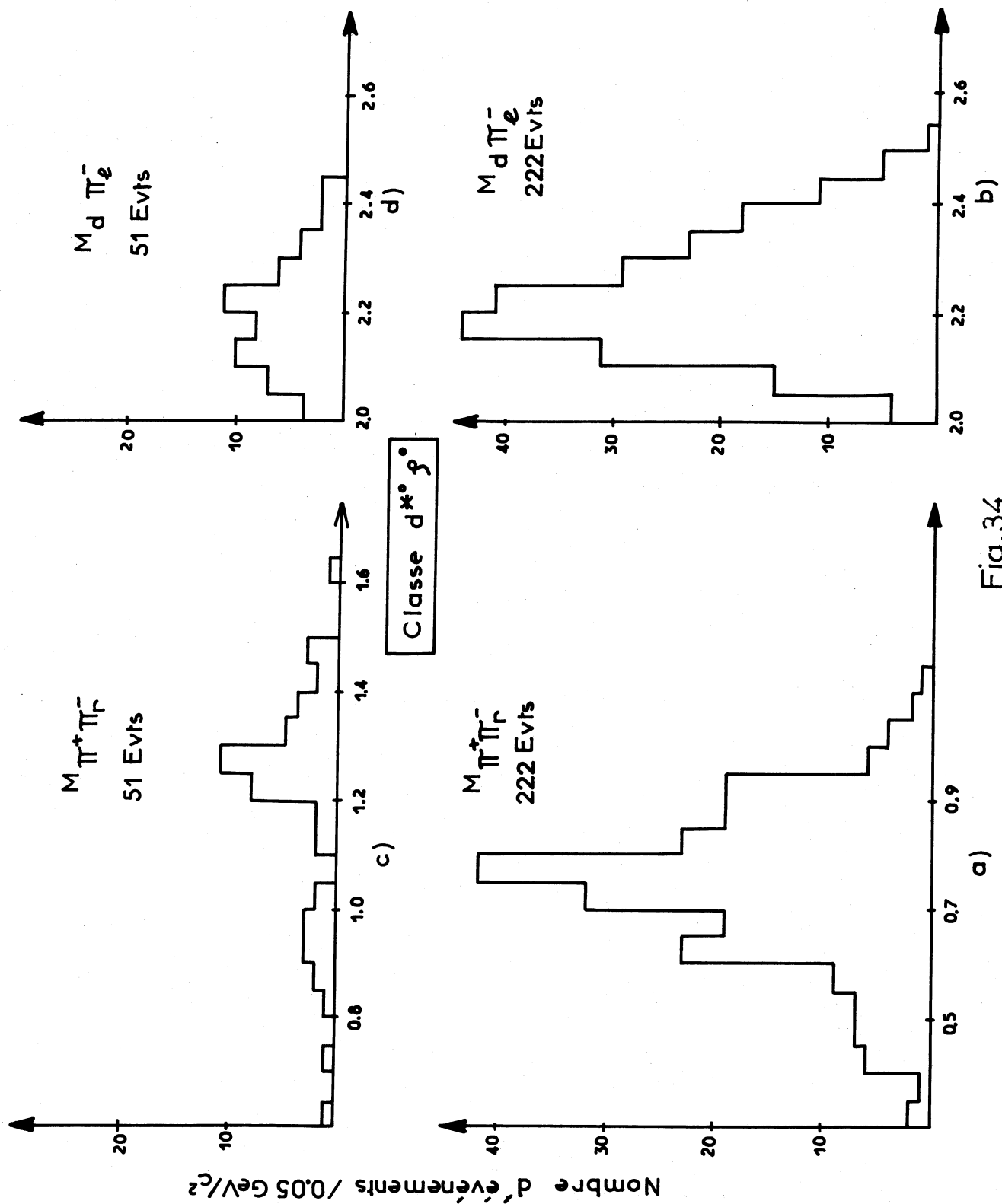
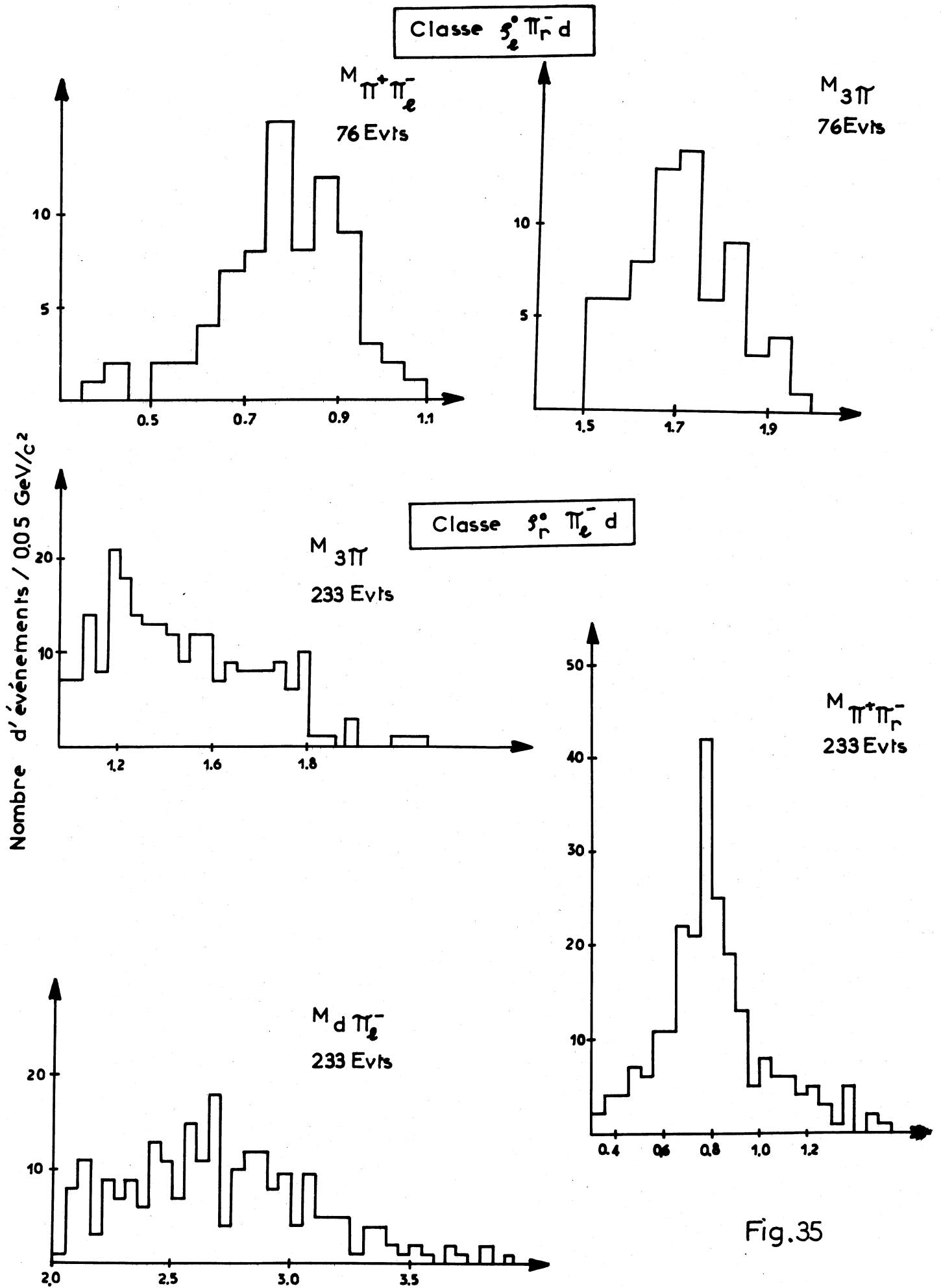


Fig.34



Evénements non classés

107 Evts

Nombre d'événements / 0.05 GeV/c²

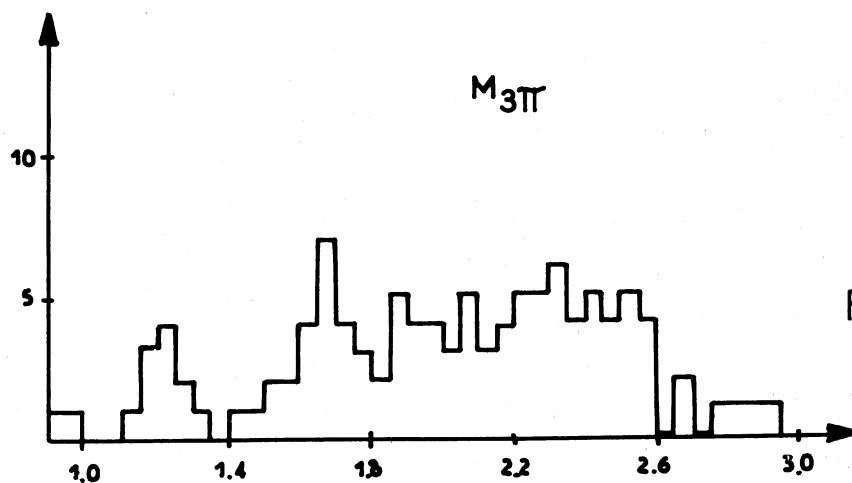
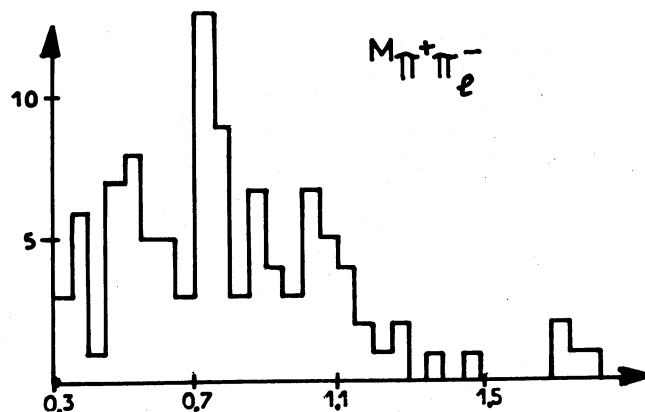
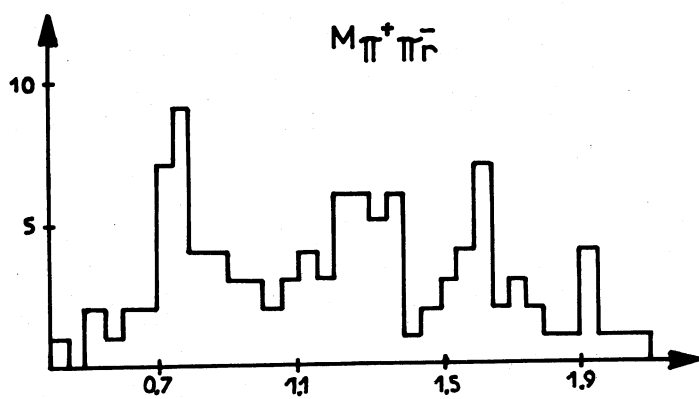
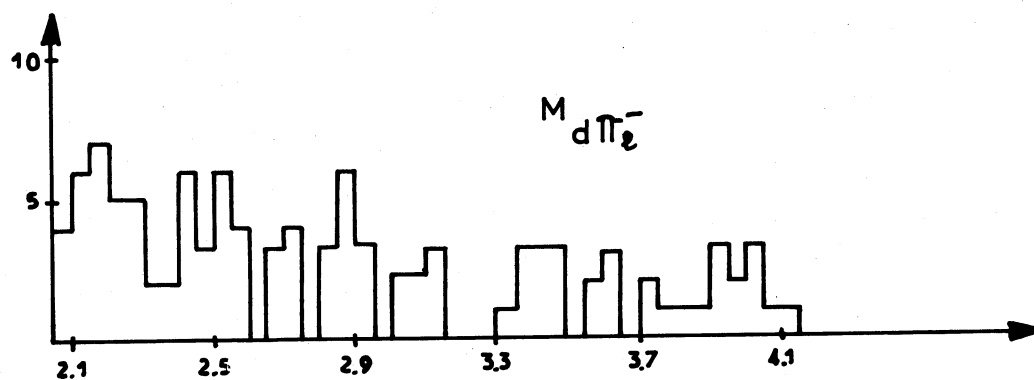
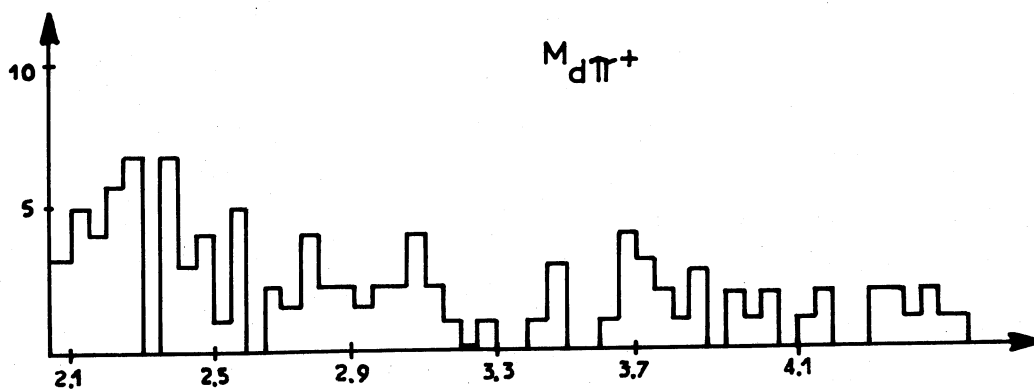


Fig.36

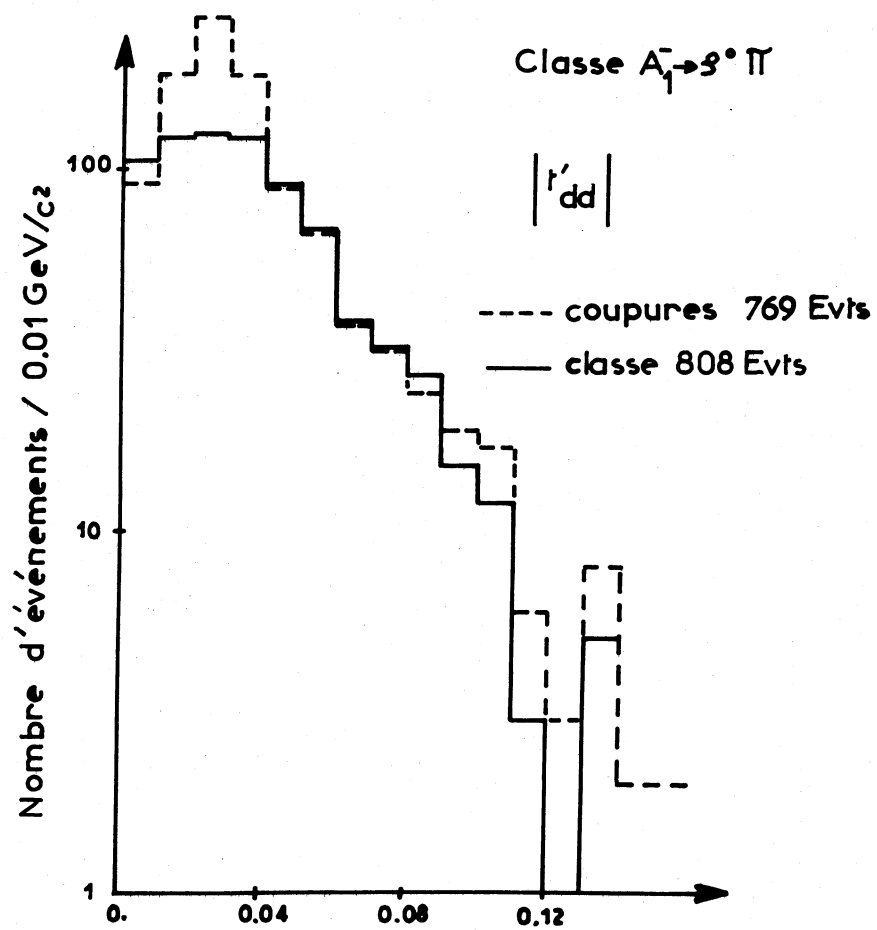


Fig.37

Nous avons introduit 2 classes pour la première réaction et constitué les noyaux d'événements produits à petits transferts $t'_{\pi\zeta}$ et à grands transferts $t'_{\pi\rho}$, dans l'espoir d'isoler les événements dont la distribution en transfert était très piquée.

Les distributions des masses effectives des événements de ces 5 classes sont présentées sur les figures 38 et 39.

Sur la figure 40 sont présentées les distributions $dN/dt'_{\pi\zeta}$ des 2 classes $\zeta^0 \Delta_{1236}^-$ à la fin de l'analyse; il est visible que, contrairement à ce que l'on espérait, les deux distributions ont même allure et donc que les deux classes $\zeta^0 \Delta_{1236}^-$ n'ont pas de signification physique individuelle.

Nous avons également introduit 5 classes pour la dissociation diffractive du π^- :

$$\begin{aligned}\pi^- n &\longrightarrow A_1^- n \\ \pi^- n &\longrightarrow A_2^- n \\ \pi^- n &\longrightarrow A_3^- n \\ &\quad \quad \quad \downarrow \zeta^0 \pi^- \\ \pi^- n &\longrightarrow A_3^- n \\ &\quad \quad \quad \downarrow f^0 \pi^- \\ \pi^- n &\longrightarrow (3\pi)_{DD}^- n\end{aligned}$$

Cette dernière classe regroupant des événements $\pi^- n \rightarrow (\zeta\pi)^- n$ et $\pi^- n \rightarrow (f\pi)^- n$ pour lesquels la masse 3π ne présente pas de structure. Les masses les plus significatives des événements de ces cinq classes sont présentées sur les figures 42 et 43.

Enfin nous avons introduit 2 classes pour la dissociation du neutron en $(n\pi\pi)$; les noyaux de ces classes ont été définis en sélectionnant les accumulations d'événements de la masse $n\pi^+\pi^-$ centrées sur les masses de 1470 et 1700 MeV.

Les événements de la classe N_{1470}^* se désintègrent presque totalement en $\Delta_{1236}^- \pi^+$ ou en $\Delta_{1236}^+ \pi^-$ comme cela apparaît sur la figure 44, alors que les événements N_{1700}^* passent soit par le canal $\Delta_{1236}^- \pi^+$, soit par le canal $N_{1470}^* \pi^-$. sur la figure 45 sont présentées les distributions $M_{3\pi}, M_{\pi^+\pi^-}, M_{n\pi^+}$ et $M_{n\pi^+\pi^-}$ des 947 événements non classés. Il est clair que nous ne sommes pas totalement parvenus à classer correctement tous les événements; en effet, d'après la distribution des masses 3π , il semble que, si nous avons bien réussi à classer les événements A1 et A2 il reste un excès d'événements vers 1600 MeV/c².

De même des signaux sont encore nettement visibles aux masses du ζ^0 et du f^0 dans la distribution $M_{\pi^+\pi^-}$, ainsi qu'un peu de Δ_{1236} dans la masse $n\pi^+\pi^-$.

En revanche la masse effective $M_{n\pi^+\pi^-}$ ne présente plus aucune structure.

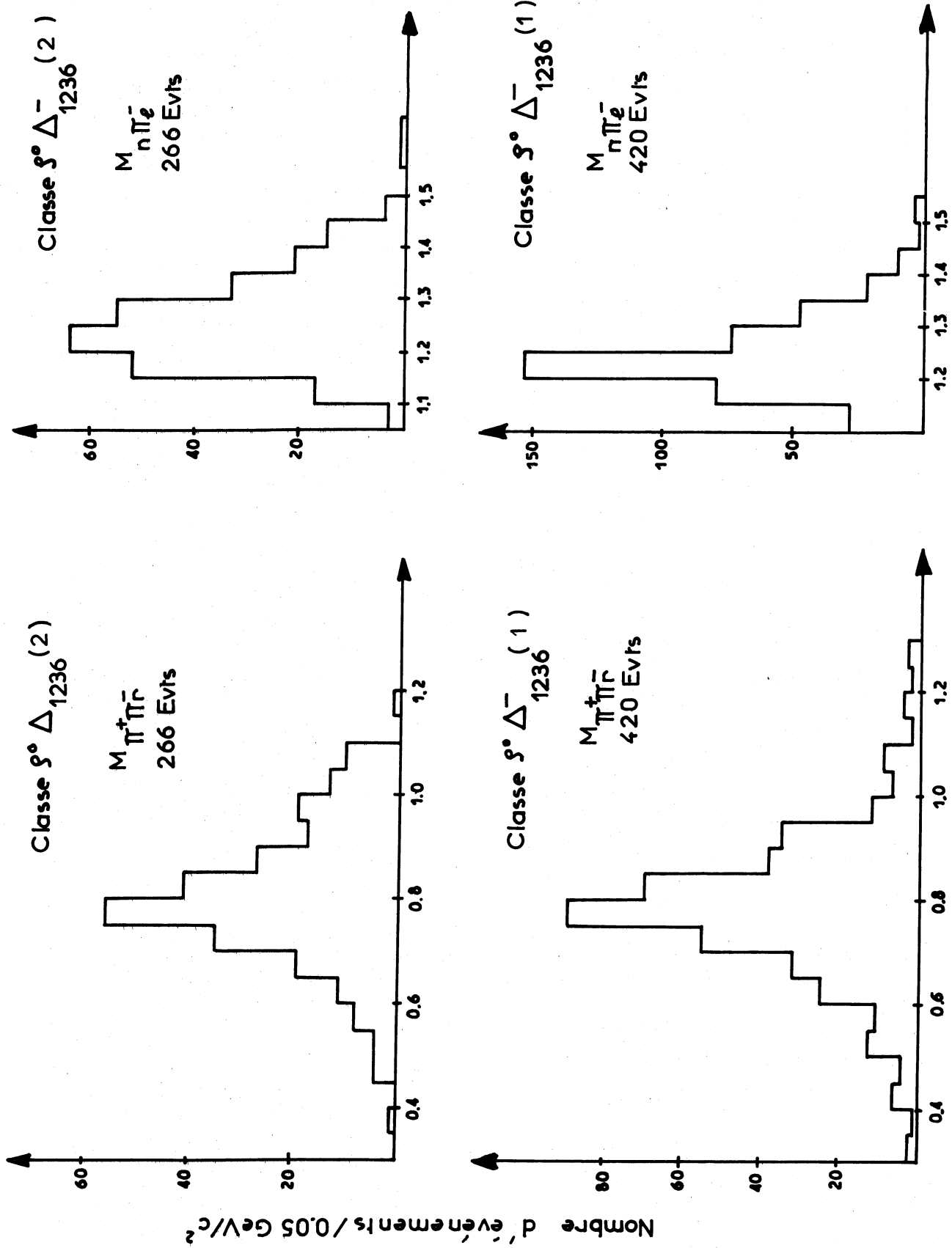
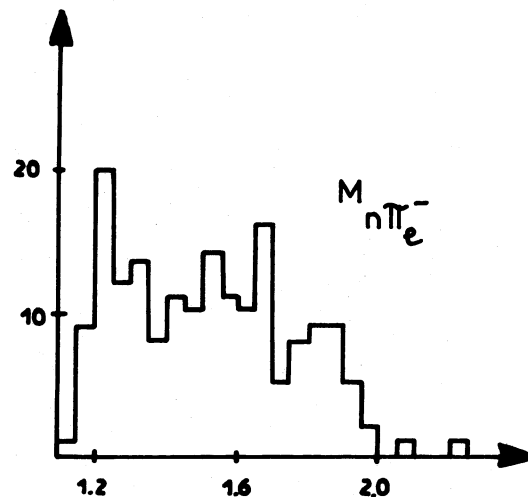
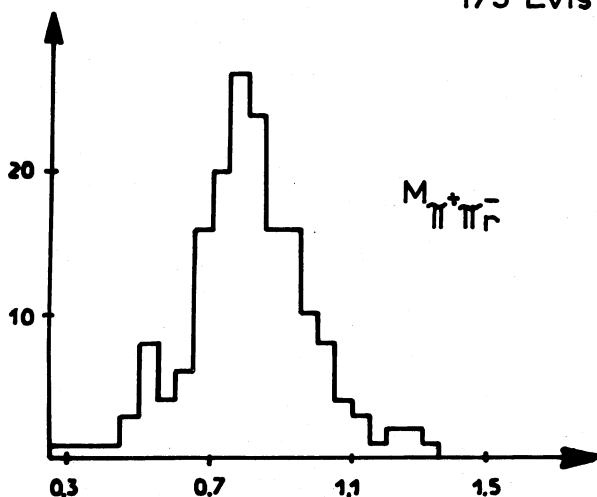


Fig.38

Classe $\rho^0(n\pi^-)$

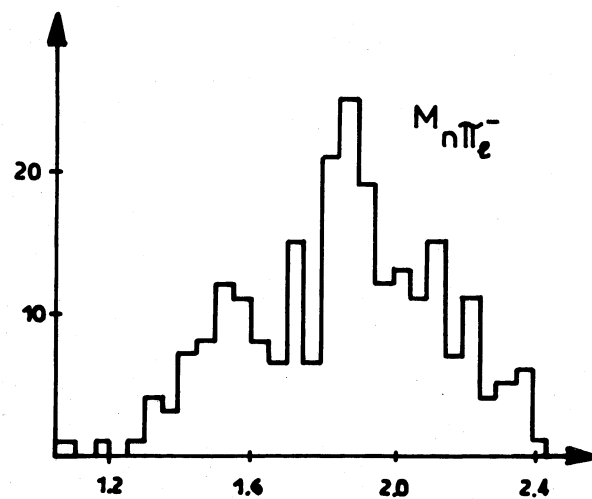
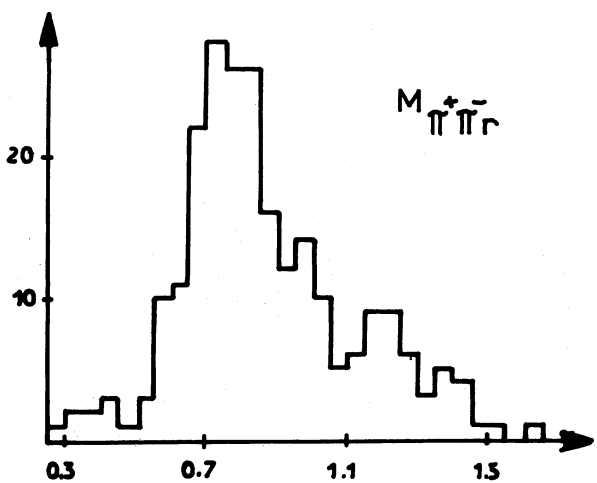
175 Evts



Nombre d'événements / 0.05 GeV/c²

Classe $\rho^0\Delta^-_{1900}$

237 Evts



Classe $\rho^0\Delta^-_{1236}$

351 Evts

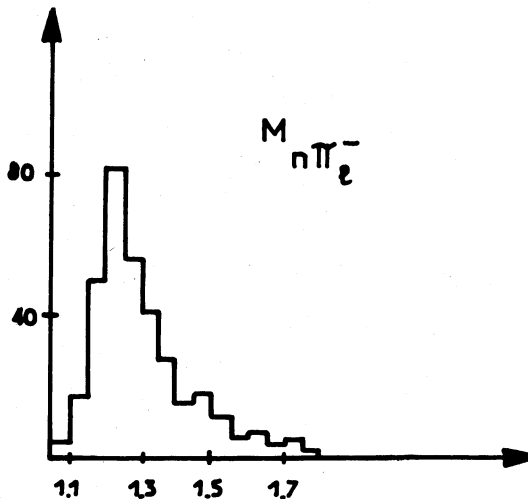
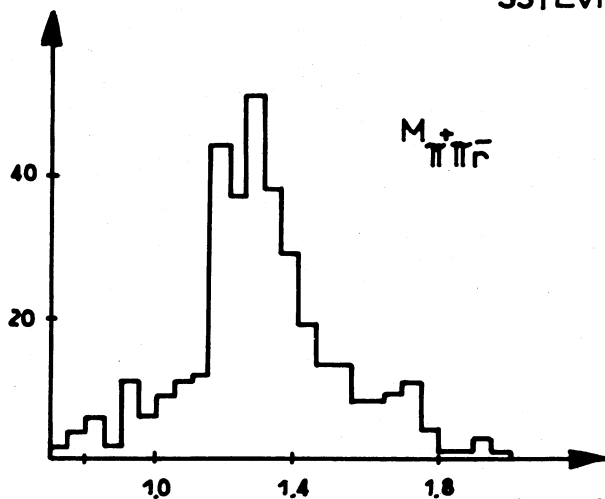


Fig.39

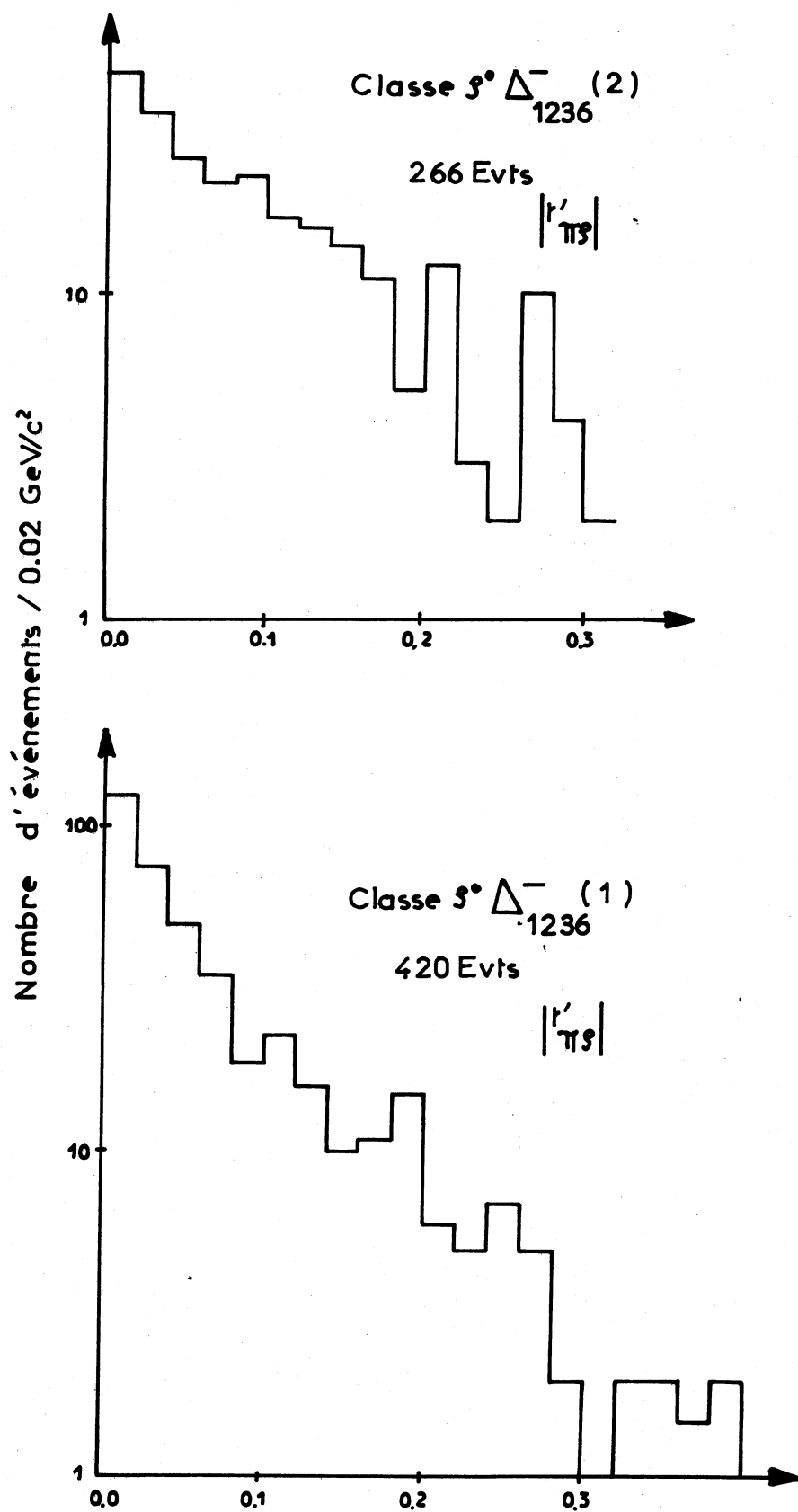


Fig.40

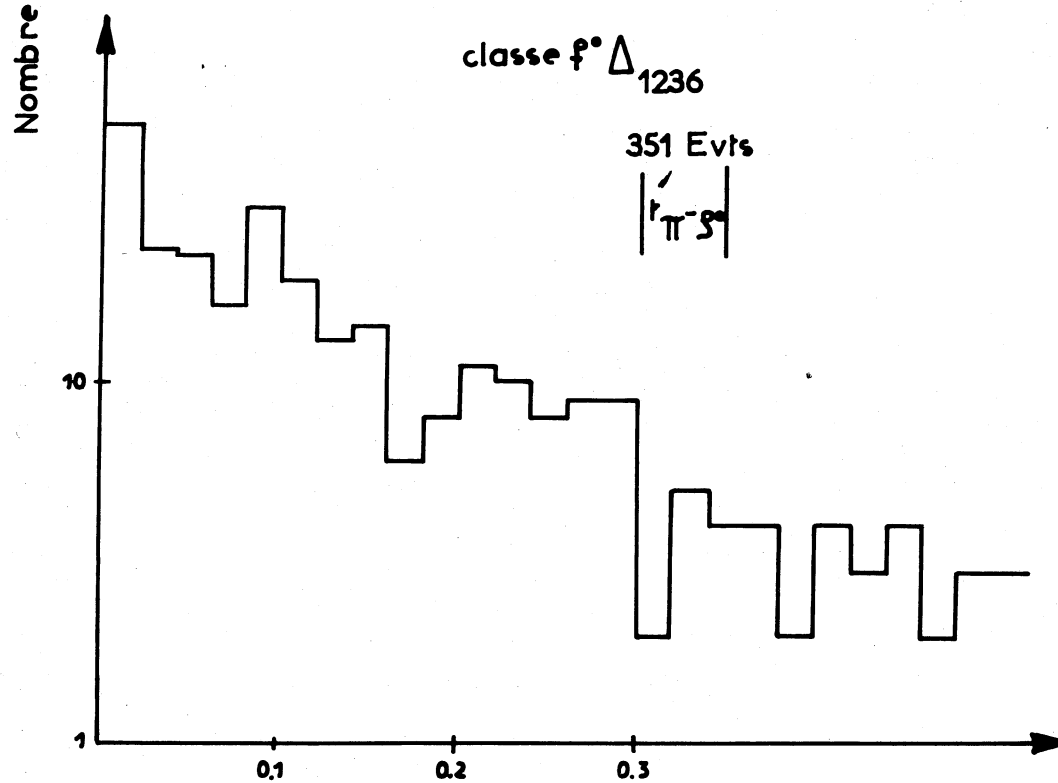
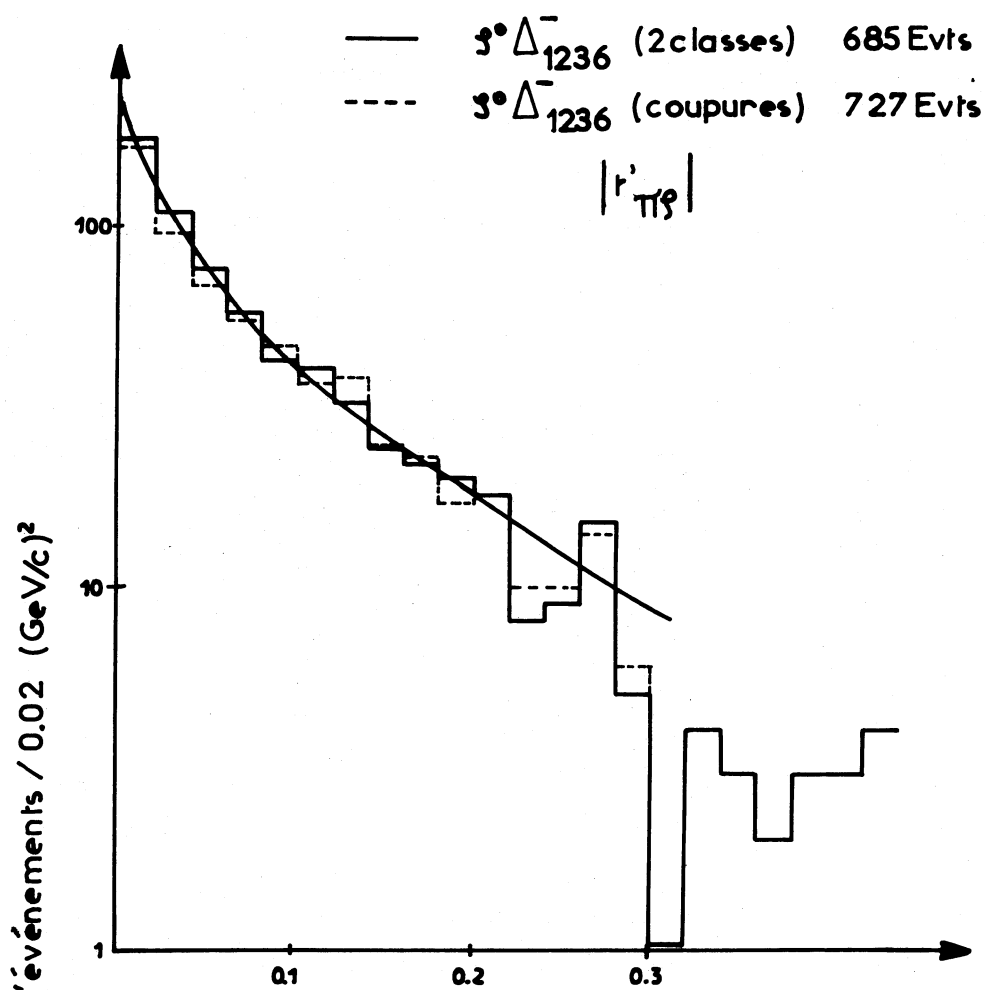


Fig. 41

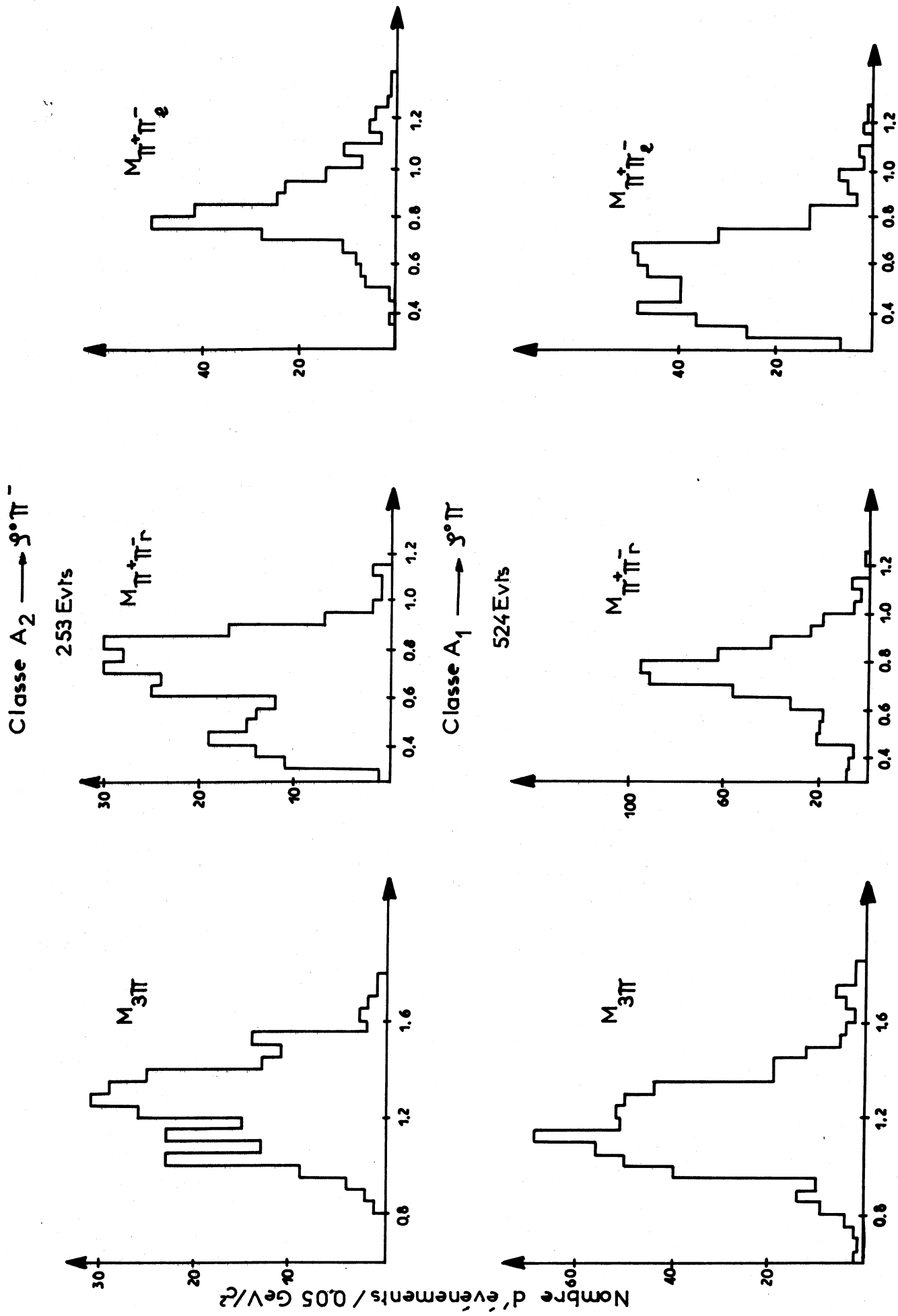
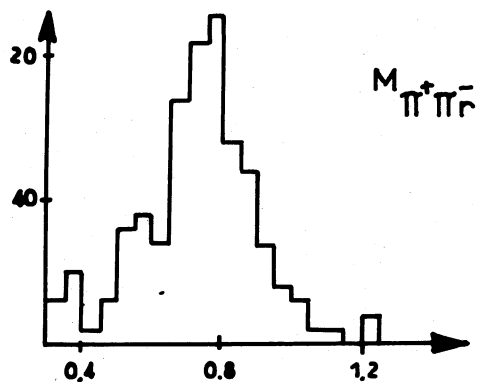
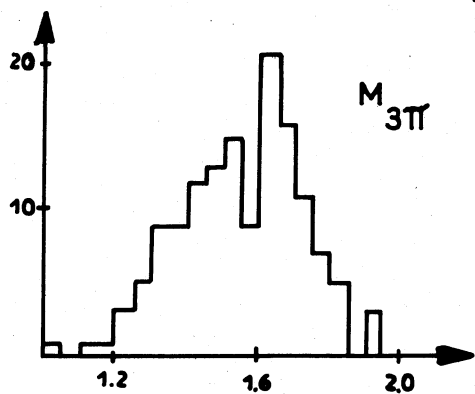
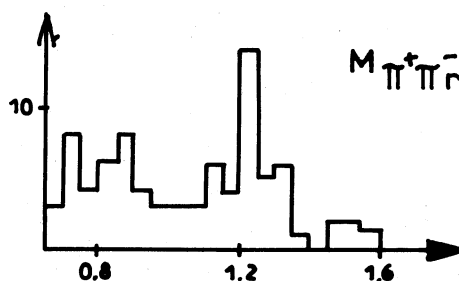
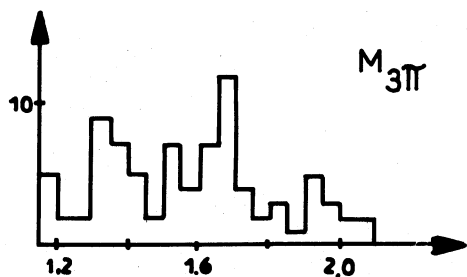


Fig. 42

Classe $A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ 141 Evts



Classe $A_3^- \rightarrow \phi \pi^-$ 85 Evts



Classe " A_{123}^- " 267 Evts

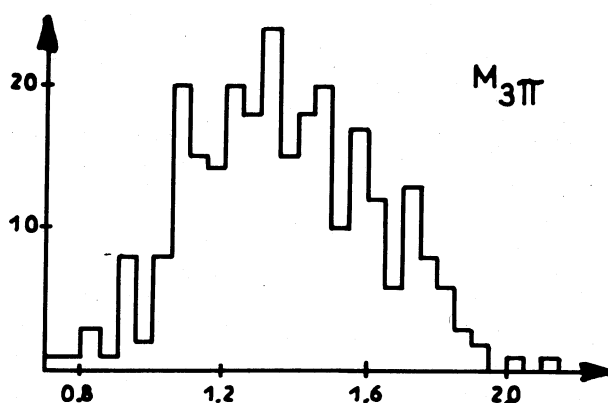
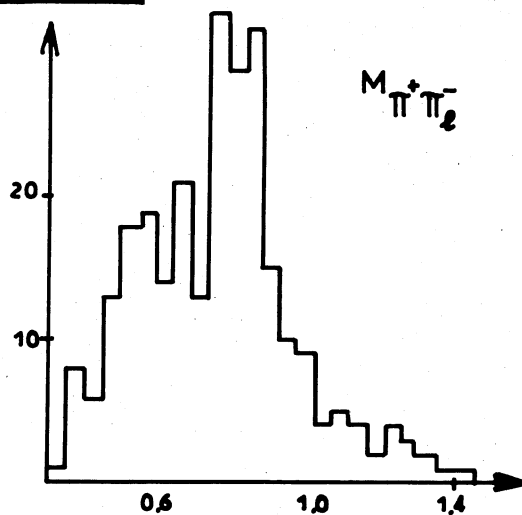
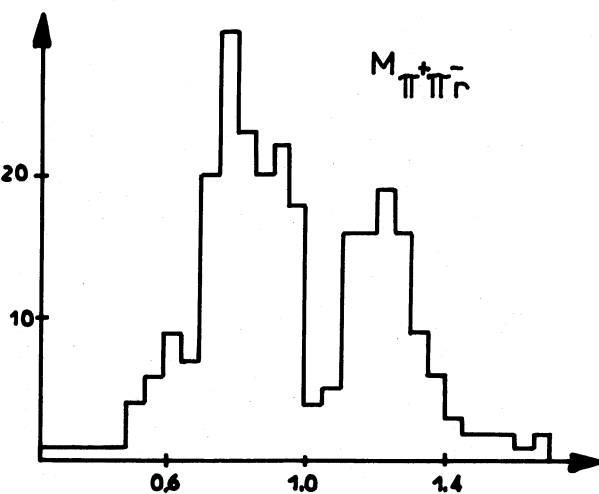
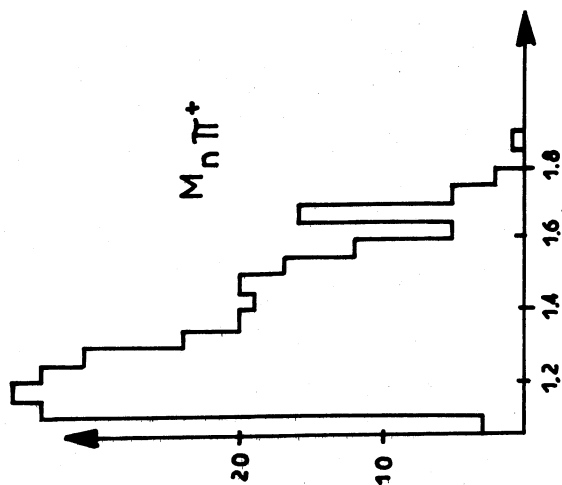
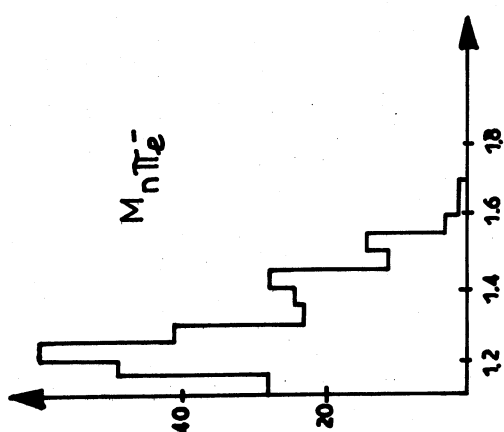
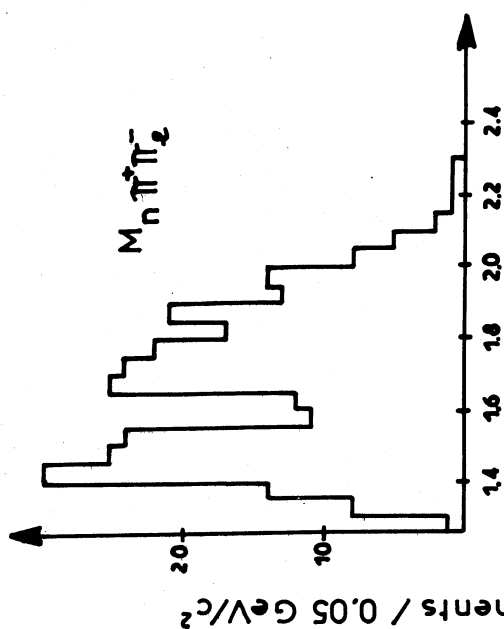


Fig.43

Classe N*₁₄₇₀

279 Evts



Classe N*₁₇₀₀

330 Evts

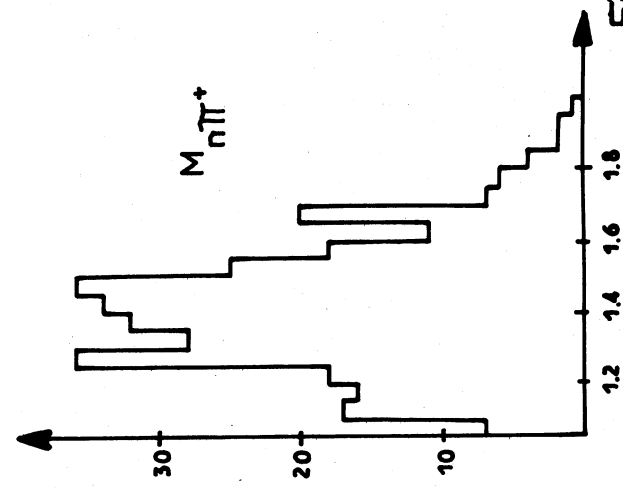
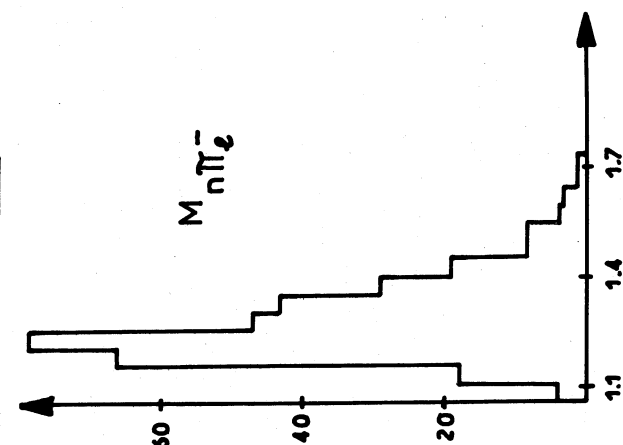
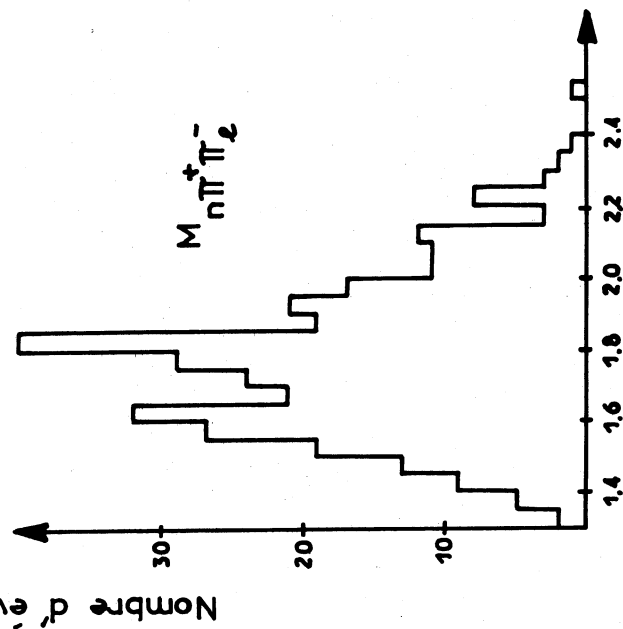


Fig.44

Evènements non classés

947 Evts

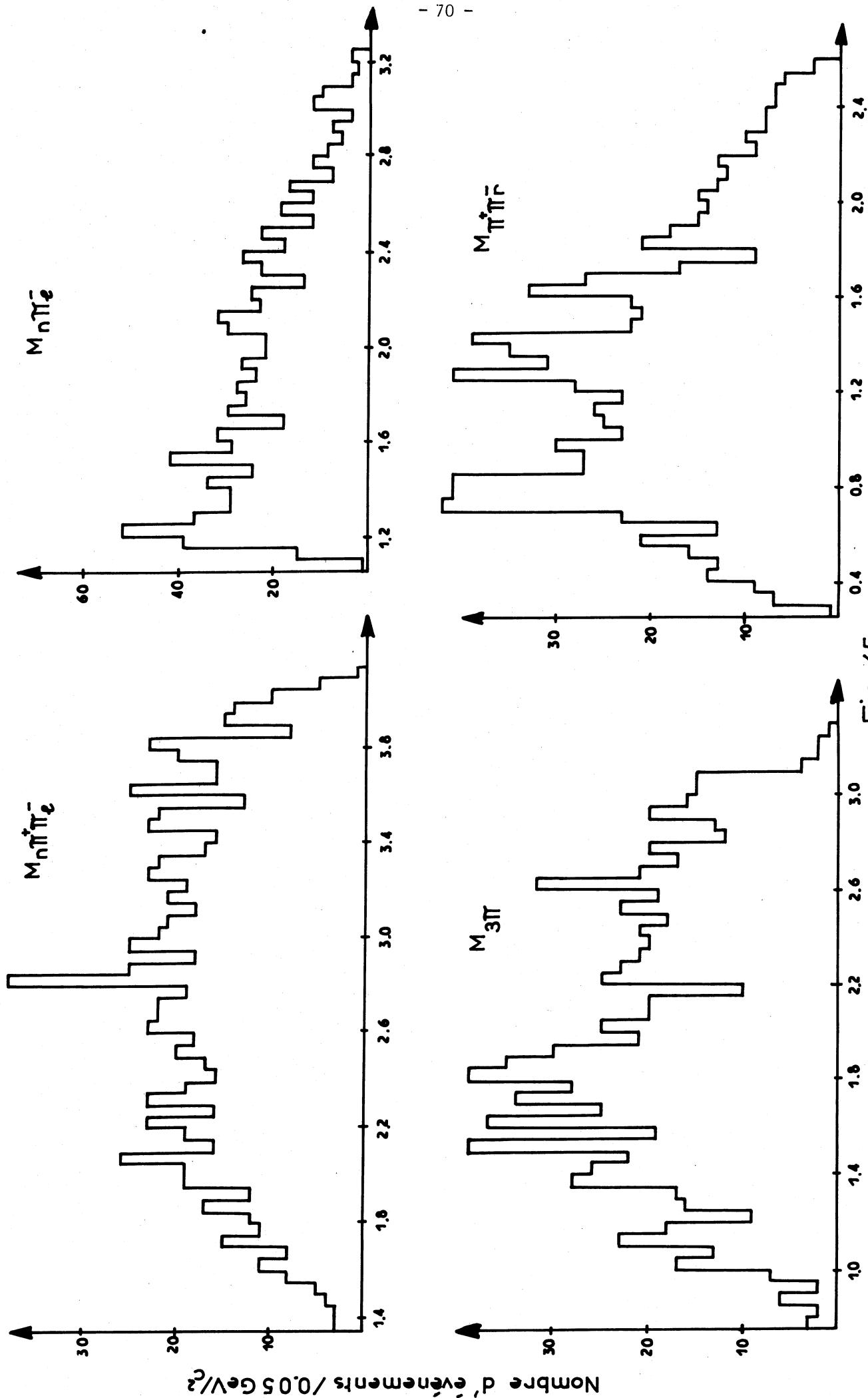


Fig.45

E. Comparaison des méthodes de coupures et d'analyse multidimensionnelle pour sélectionner les événements

1. La réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

Le tableau 9 qui suit présente une comparaison de la répartition des événements dans différents canaux à l'aide des deux méthodes.

TABEAU 9

Réaction	Coupures (μb)	Analyse (μb) Multidimensionnelle
(3π) diffractif $\begin{cases} A_1 \\ A_3 \rightarrow \rho\pi \\ A_3 \rightarrow \rho\pi \end{cases}$	260 ± 80 $\begin{cases} 160 \pm 40 \\ 19 \pm 5 \\ 23 \pm 10 \end{cases}$	175 ± 45 $\begin{cases} 167 \pm 40 \\ 8 \pm 5 \\ \checkmark \end{cases}$
$\rho^0 d^{*0}$ $\rho^0 d^{*0}$	26 ± 10 7 ± 2	46 ± 10 10 ± 5
$\pi^- \pi^- d^{*++}$	22 ± 10	20 ± 5

On voit que l'accord est bon sauf pour la réaction $\pi^- d \rightarrow \rho^0 d^{*0}$ et pour le canal $A_3 \rightarrow \rho\pi$ que nous n'avons pas réussi à introduire dans l'analyse multidimensionnelle de façon satisfaisante.

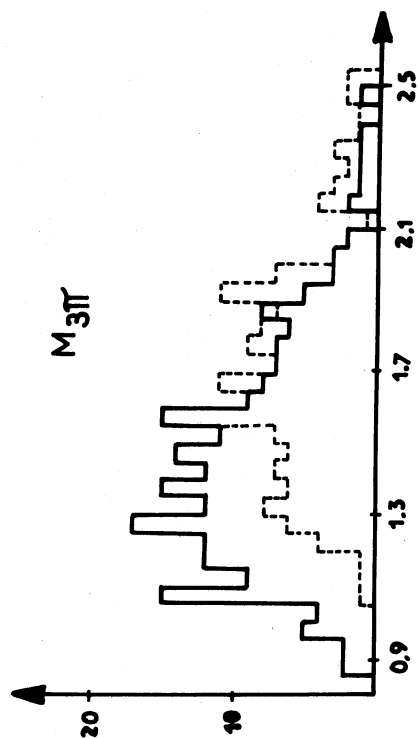
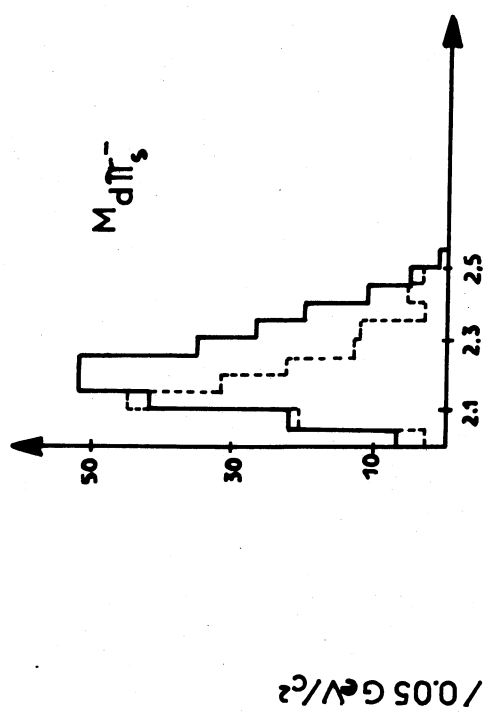
Sur la figure 46 nous présentons une comparaison des masses effectives 3π et $d\pi\bar{\pi}$ des événements obtenus par les deux méthodes et cela pour l'ensemble des événements $A_1 d$ et $A_3 d$. On voit que si la distribution $M_{3\pi}$ est à peu près la même, ce n'est pas le cas de la distribution $M_{d\pi\bar{\pi}}$ où, par la méthode des coupures, on garde une certaine contamination en d^* . En revanche les deux méthodes semblent être équivalentes (Fig. 46) pour sélectionner les canaux $d^{*0}\rho^0$ et $d^{*0}\rho^0$.

Enfin sur la figure 37 sont représentées les distributions $(dN/dt da)$ pour les événements $A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ sélectionnés par les deux méthodes; on voit que les pentes des deux distributions sont sensiblement les mêmes.

2. La réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

La comparaison des nombres d'événements obtenus par les deux méthodes pour chaque canal est faite dans le tableau 10.

— classes d^*g^0 et $d^*\bar{g}^0$ (273 Evts)
 coupures d^*g^0 et $d^*\bar{g}^0$ (158 Evts)



— classes A_1 et A_3 (849 Evts)
 coupures A_1 et A_3 (970 Evts)

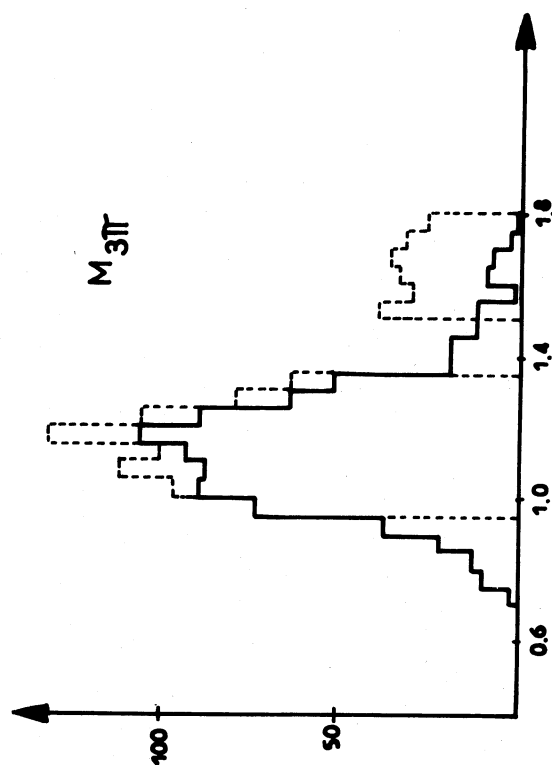
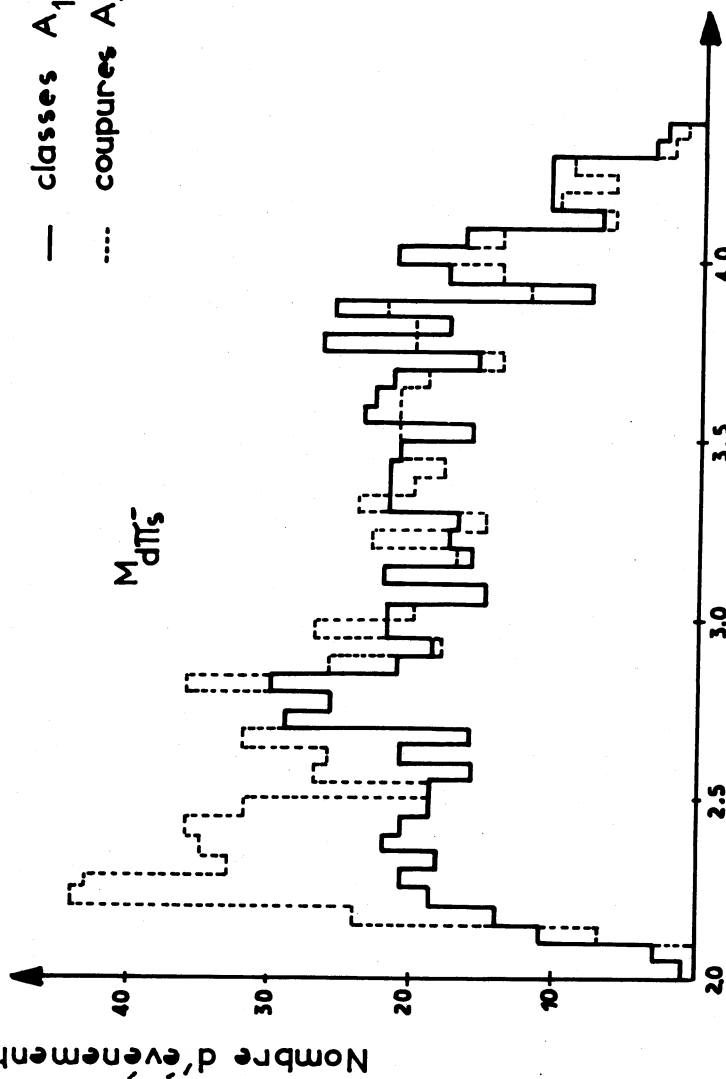


Fig.46

TABEAU 10

Réaction	Coupages μb	Analyse Multidimensionnelle μb
$\rho^0 \Delta_{1236}$	241 ± 40	228 ± 30
$f^0 \Delta_{1236}$	68 ± 10	117 ± 20
$\rho^0 \Delta_{1920}$	25 ± 5	79 ± 15
Total $(\pi^+\pi^-)(\pi^-\pi)$	564 ± 80	482 ± 40
$A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	114 ± 15	174 ± 25
$A_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	98 ± 15	84 ± 15
$A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	43 ± 5	47 ± 10
$A_3^- \rightarrow f^0 \pi^-$	35 ± 5	28 ± 5
Total $(3\pi)_{DD} \pi$	393 ± 60	422 ± 40
N_{1470}^*	58 ± 10	93 ± 15
N_{1400}^*	75 ± 10	110 ± 20
Total $\pi^-(\pi\pi^+\pi^-)_{DP}$	223 ± 30	203 ± 25

L'accord entre ces deux ensembles de résultats n'est pas mauvais bien que moins bon que dans le cas de la réaction cohérente.

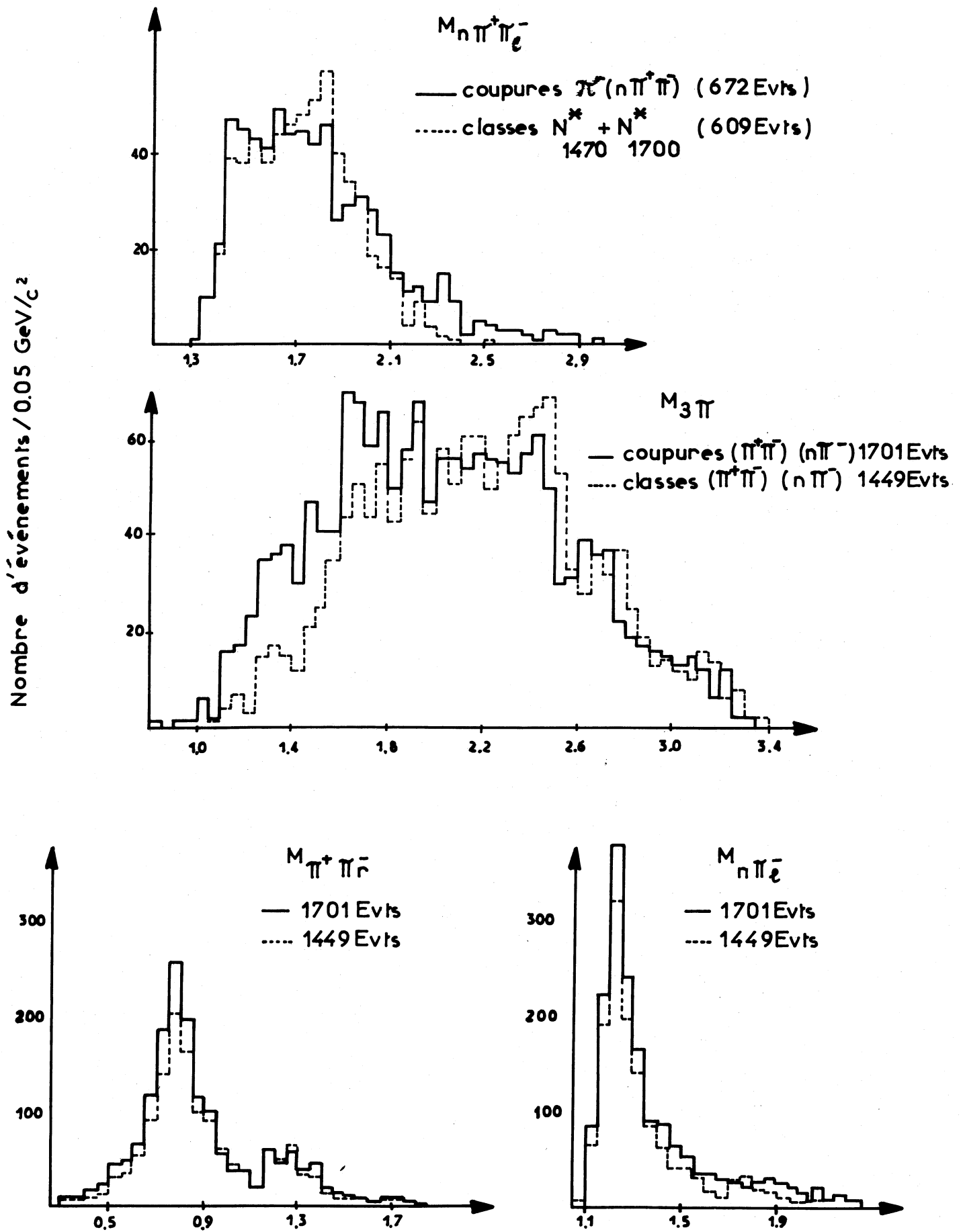
Sur les figures 47 et 48 nous présentons une comparaison de spectres de masses obtenus par les deux méthodes pour les trois catégories d'événements : $\pi^-\pi \rightarrow (3\pi)_{DD} \pi$, $\pi^-\pi \rightarrow (\pi^+\pi^-)(\pi^-\pi)$ et $\pi^-\pi \rightarrow \pi^-(\pi\pi^+\pi^-)$; on voit que ces distributions de masse sont très semblables.

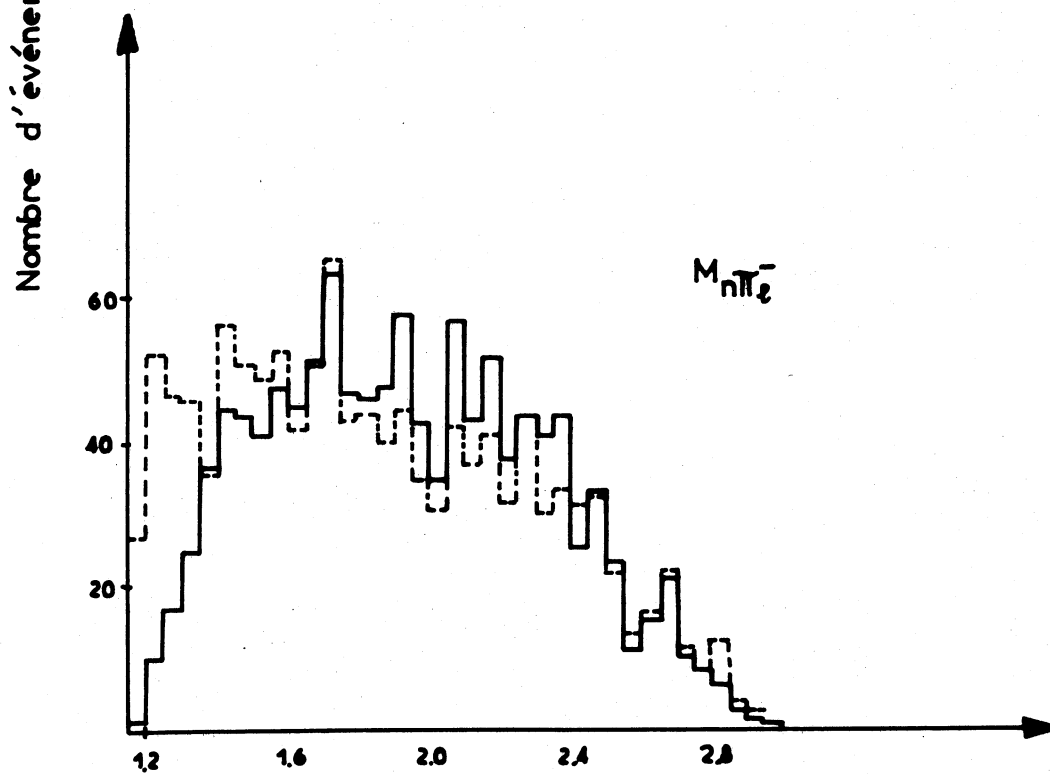
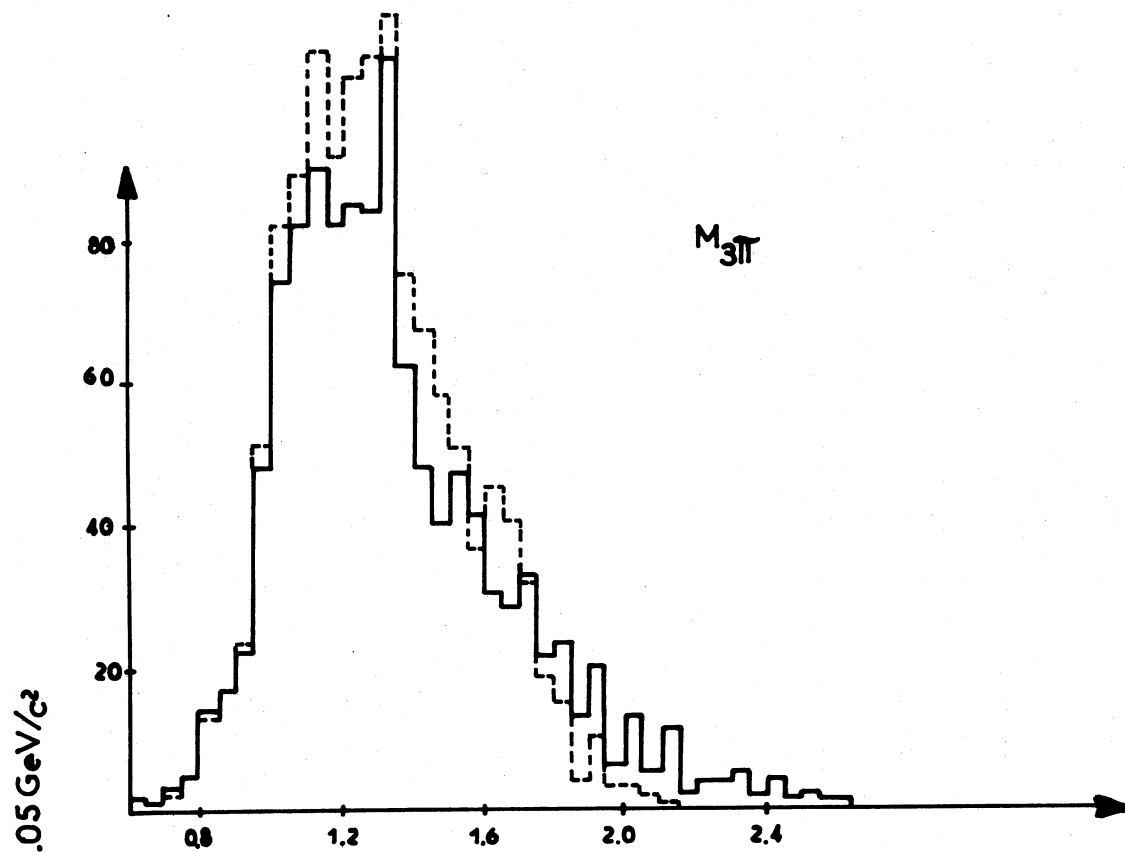
Sur la figure 41 sont représentées les distributions $\frac{dN}{dE_{\pi\pi}}$ pour les événements $\rho^0 \Delta_{1236}$ obtenus par les deux méthodes. On voit que l'ajustement de deux exponentielles de pentes $-3.7 \pm 1.3 (GeV/c)^{-2}$ et $-7 \pm 4 (GeV/c)^{-2}$ représente correctement les deux distributions.

3. Conclusion

De façon générale nous venons de voir que les résultats obtenus par la méthode de sélection suivant les impulsions longitudinales et l'analyse multidimensionnelle sont très semblables aussi bien en ce qui concerne les sections efficaces, les distributions de masses équivalentes et de transferts; il semble cependant que dans la réaction cohérente l'analyse multidimensionnelle donne de meilleurs résultats pour isoler les événements $d^*\rho^0$ et d^*f^0 . En revanche il apparaît, en regardant les résultats de l'analyse multidimensionnelle sur les événements de la réaction $\pi^-\pi \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi$ qu'il était peut être possible de l'affiner en ajoutant d'autres classes, mais nous ne l'avons pas fait car chaque itération serait devenue vraiment

Fig.47





— Coupures (3 π)_{DD} 1183 Evts
 Classes (3 π)_n 1270 Evts

Fig.48

très longue (actuellement, sur une calculatrice CDC 6600, le temps représenté par chaque itération, pour 12 classes et de l'ordre de 4300 événements, est de 500 secondes).

De plus, dans le chapitre III, nous étudions les mécanismes d'échanges dans la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^0 \Delta_{12}^-$ et ceci sur les événements obtenus aussi bien par analyse multidimensionnelle que par coupures; les résultats obtenus sont à nouveau très semblables.

En conclusion il nous faut donc poser la question de savoir si la méthode de l'analyse multidimensionnelle, compte tenu de son coût élevé en temps de calculateur, doit être préconisée en remplacement des méthodes d'analyse classiques, du moins lors de l'étude d'une réaction à basse énergie.

CHAPITRE III

EVALUATION DES CONTRIBUTIONS DES ECHANGES NATURELS

OU NON NATURELS DANS LES REACTIONS

$$\pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^- , \pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 \Delta_{1900}^- , \pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 (\pi^- \bar{n})$$

I. INTRODUCTION

Lors de l'étude des caractéristiques générales de la réaction $\pi^- \bar{n} \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \bar{n}$ nous avons vu que 25 % des événements correspondent à une "production associée" et la majorité d'entre eux, plus précisément, à la réaction $\pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$. Une des caractéristiques de cette réaction est la nécessité d'utiliser deux exponentielles pour correctement reproduire la section efficace différentielle $d\sigma/dt'_{\pi\bar{n}}$. Ce fait est généralement interprété (Réf. 30, 41) comme dû à la prépondérance d'un échange de spin-parité non naturel aux petits transferts et à une superposition d'échanges naturel et non naturel aux grands transferts.

Le but de l'étude qui suit est d'évaluer quelles proportions des réactions du type $\pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 (\pi^- \bar{n})$ s'effectuent par un échange de spin-parité J^P naturel ($P = (-1)^J$) ou non naturel ($P = (-1)^{J+1}$) (Fig. 49 a).

Nous avons utilisé une méthode (Réf. 14) qui ne fait intervenir aucun modèle et consiste en la détermination des éléments mesurables de la matrice densité de spin du ρ^0 ; ces éléments de matrice densité sont calculés par une méthode de moments.

II. DESCRIPTION DE L'ANALYSE

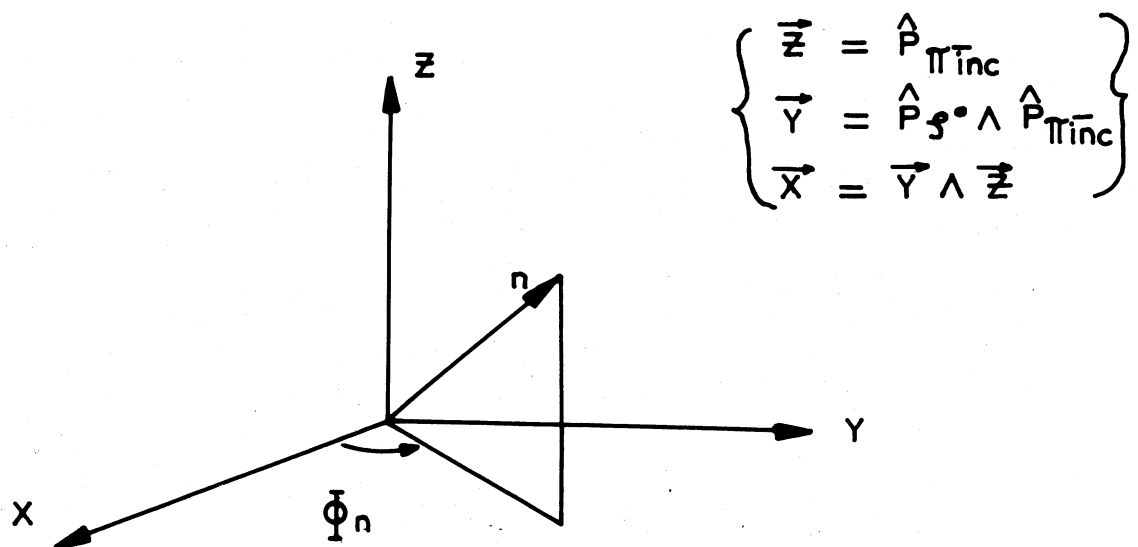
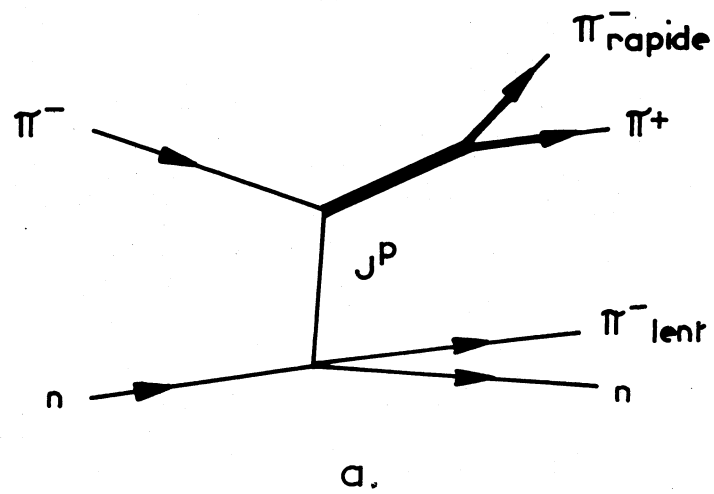
Du fait que la réaction $\pi^- \bar{n} \rightarrow \rho^0 \pi^- \bar{n}$ comporte plus de deux particules dans l'état final et si l'on fait l'hypothèse que la parité est conservée dans la désintégration du ρ^0 , les quantités intéressantes à mesurer sont :

$$E_{mm'} = 1/2 \left[\rho_{mm'} + (-1)^{m-m'} \rho_{-m-m'} \right]$$

ou les $\rho_{mm'}$ sont les éléments de la matrice densité du ρ^0 . En utilisant les relations qui relient les $E_{mm'}$, il est possible de réduire à 8 quantités indépendantes ces paramètres (Réf. 14); de plus on ne peut mesurer, en étudiant la désintégration du ρ^0 , que cinq d'entre elles.

La distribution angulaire de désintégration du ρ^0 , définie dans le référentiel de Jackson (voir annexe 4) est donnée par : (un exemple des distributions $\cos \theta$ et ϕ est présenté Fig. 50 a-b)

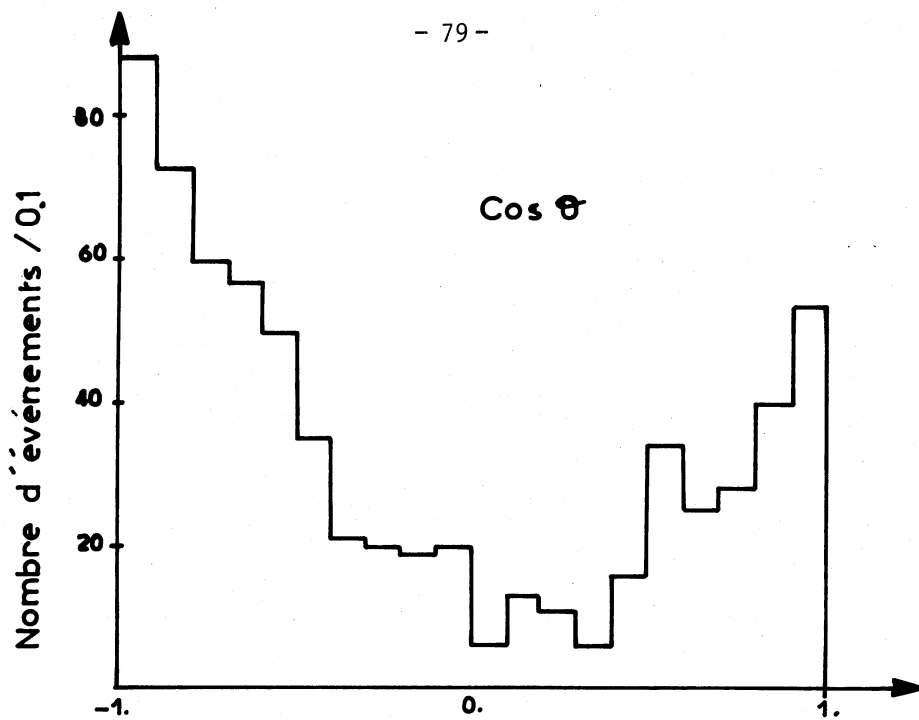
$$W(\cos \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left[E_{11} + (1 - 3E_{11}) \cos^2 \theta - \operatorname{Re} E_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\phi + \operatorname{Im} E_{1-1} \sin^2 \theta \sin 2\phi - \sqrt{2} \sin \theta (\operatorname{Re} E_{10} \cos \phi - \operatorname{Im} E_{10} \sin \phi) \right]$$



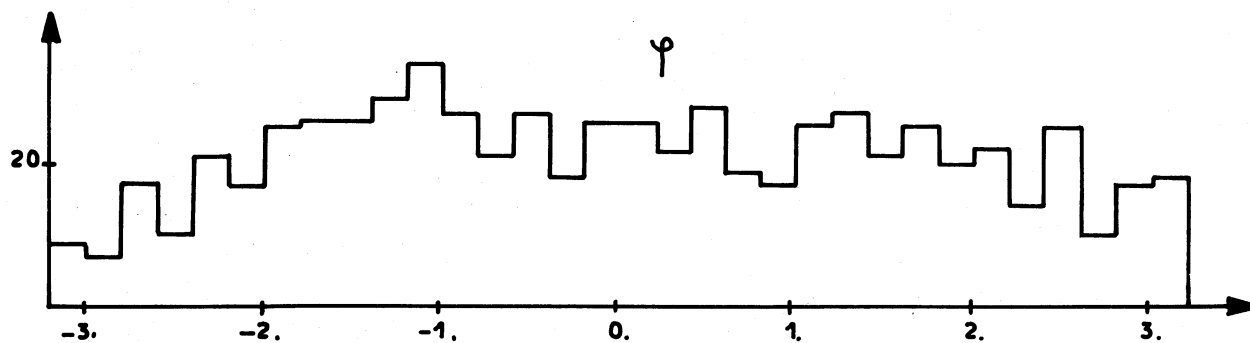
les vecteurs sont définis dans le centre de masse de la réaction

b.

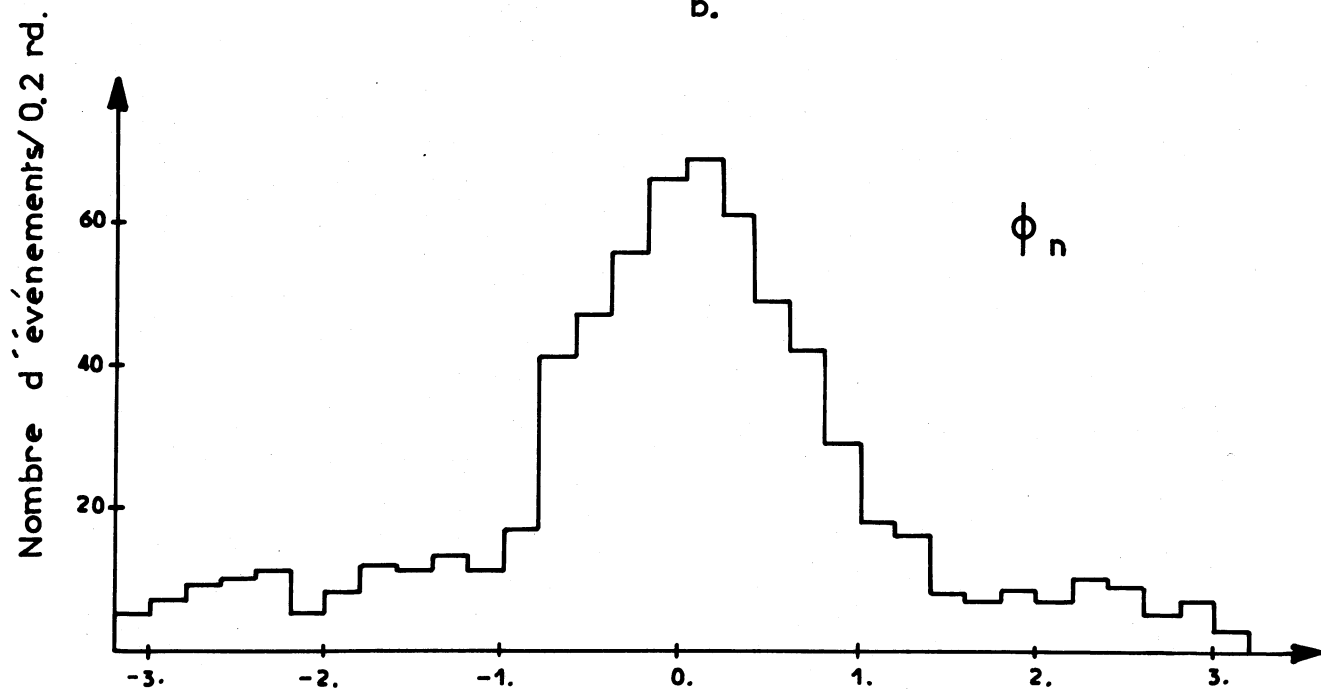
Fig.49



a.



b.



c.

Classes $\pi^- n \longrightarrow \Sigma^- \Delta_{1236}^-$

677 Evts

Fig.50

En utilisant la méthode des moments il est possible de déterminer les valeurs des E_{mm}' :

$$\begin{aligned} E_{11} &= \frac{3}{4} - \frac{5}{4} \langle \cos^2 \theta \rangle \\ \text{Re } E_{1-1} &= -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \theta \cos 2\phi \rangle \\ \text{Im } E_{1-1} &= \frac{5}{4} \langle \sin^2 \theta \sin 2\phi \rangle \\ \text{Re } E_{10} &= -5/4\sqrt{2} \langle \sin 2\theta \cos \phi \rangle \\ \text{Im } E_{10} &= 5/4\sqrt{2} \langle \sin 2\theta \sin \phi \rangle \end{aligned} \quad (\text{Réf. 15})$$

L'intérêt de cette mesure provient de ce que la connaissance des E_{mm}' permet de calculer les quantités (ξ_m^N, ξ_m^U) , contributions relatives à la section efficace différentielle d'un échange de spin parité naturel ou non naturel quand le ξ a l'hélicité m :

Les quantités $\xi^{(N,U)} = \sum_m \xi_m^{(N,U)}$ sont donc égales à :

$$\xi^{(N,U)} = \left(\frac{d\sigma^{(N,U)}}{d\Omega} / \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$$

Pour une particule de spin 1, les $\xi^{N,U}$ sont reliées aux E_{mm}' de la façon suivante :

Echange de Spin-parité naturel	$\xi^N = E_{11} + \text{Re } E_{1-1}$
Echange de Spin-parité non naturel	$\xi^U = 1 - E_{11} - \text{Re } E_{1-1}$
Echange de Spin-parité non naturel le ξ étant dans un état $ m = 1$	$\xi_{11}^U = E_{11} - \text{Re } E_{1-1}$

Enfin les valeurs des parties imaginaires de E_{10} et E_{1-1} donnent des renseignements sur une éventuelle interférence entre échanges naturels et non naturels : ces parties imaginaires doivent être non nulles s'il y a interférence.

Or les quantités E_{mm}' dépendent de l'angle azimutal ϕ_n du neutron dans le système du centre de masse (Fig. 49 b) et on a les relations : (un exemple de distribution ϕ_n est donné Fig. 50 c).

$$\begin{aligned} \text{Re } E_{mm}'(\phi_n) &= \text{Re } E_{mm}'(-\phi_n) \\ \text{Im } E_{mm}'(\phi_n) &= -\text{Im } E_{mm}'(-\phi_n) \end{aligned} \quad (\text{Réf. 14})$$

Il en résulte que toute information sur les parties imaginaires des E_{mm}' disparaît lorsqu'on intègre sur tout le domaine de définition de ϕ_n .

Nous avons donc déterminé les parties imaginaires de E_{1-1} et E_{10} séparément sur les régions $[-\pi \leq \phi_n \leq 0]$ et $[0 < \phi_n \leq \pi]$ et calculé les quantités :

$$\begin{aligned} \Delta(\text{Im } E_{1-1}) &= \text{Im } E_{1-1}(-\pi, 0) - \text{Im } E_{1-1}(0, \pi) \\ \Delta(\text{Im } E_{10}) &= \text{Im } E_{10}(-\pi, 0) - \text{Im } E_{10}(0, \pi) \end{aligned}$$

III. RESULTATS EXPERIMENTAUX

a. Nous avons fait cette étude sur les événements des réactions du type $\pi^- n \rightarrow \xi^0 (\pi^- n)$ sélectionnés d'une part par des coupures, d'autre part à l'aide de l'analyse multidimensionnelle.

Les nombres d'événements de chaque catégorie sont un peu différents de ceux présentés dans le chapitre II, car nous avons choisi pour définir le ξ^0 un intervalle de masse un peu plus large et avons ajouté des coupures en transferts.

Les définitions des lots utilisés sont résumées dans le tableau qui suit :

	Nombre d'événements	Coupures
Evénements sélectionnés par coupures	969	secteur $\pi^- n \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\pi^- n)$ $0.60 \leq M_{\pi^+ \pi^-} \leq 0.96 \text{ GeV}/c^2$ $ t'_{\pi \xi} \leq 1.0 (\text{GeV}/c)^2$, $M_{\pi \pi^-} \leq 2.0 \text{ GeV}/c^2$
Classes $\xi^0 \Delta_{1236}$	677	$ t'_{\pi \xi} \leq 0.5 (\text{GeV}/c)^2$
Classe $\xi^0 \Delta_{1900}$	208	$ t'_{\pi \xi} \leq 1.0 (\text{GeV}/c)^2$
Classe $\xi^0 (\pi^- n)$	156	système $(\pi \pi^-)$ produit vers l'arrière et $ t'_{\pi \xi} \leq 1.0 (\text{GeV}/c)^2$

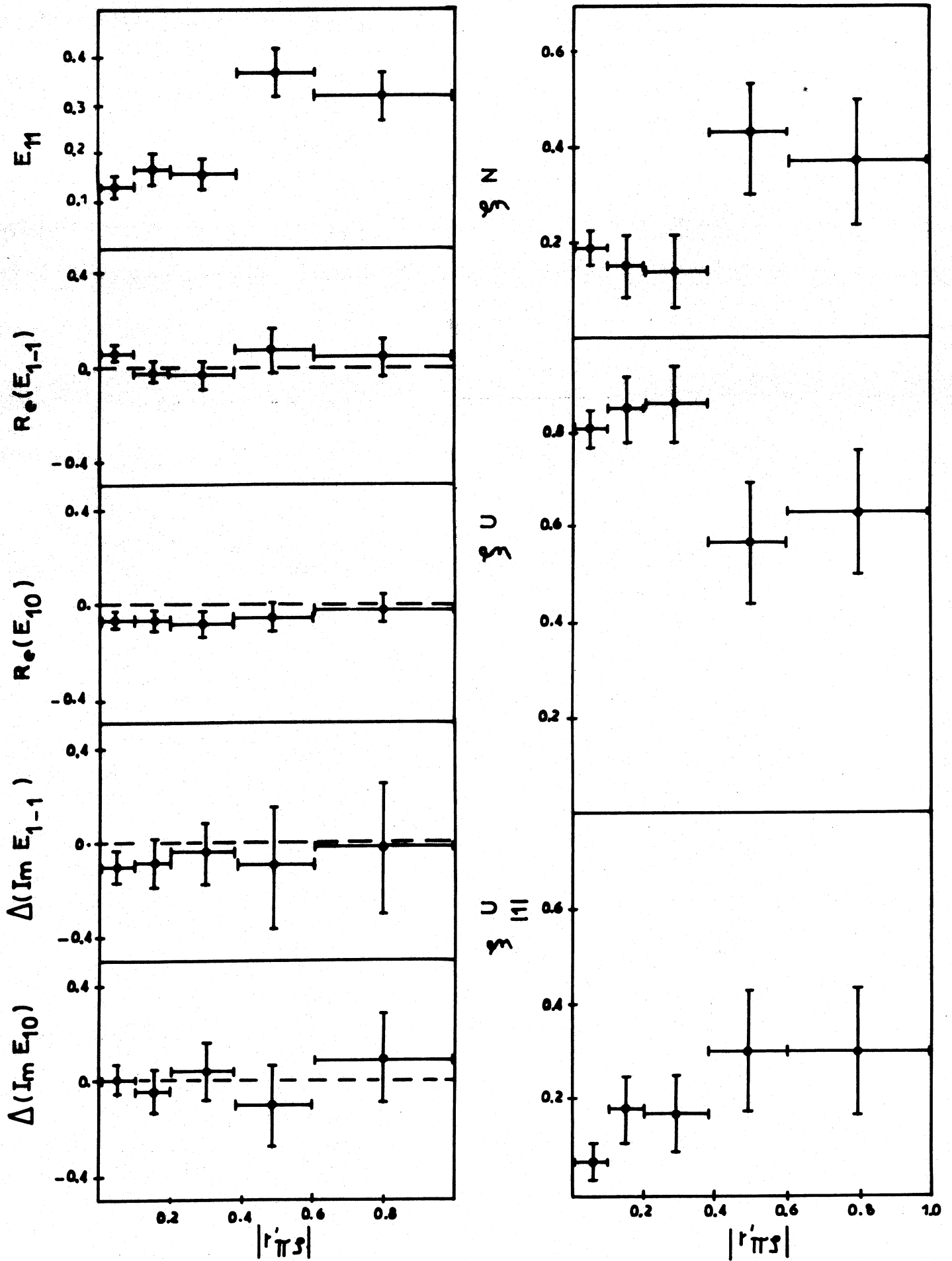
Les valeurs des E_{mm}' sont calculées au moyen d'une méthode de moments par intervalle de quadri-transfert $|t'_{\pi \xi}|$ et ceci pour les quatre catégories d'événements qui précèdent. Nous en déduisons les contributions ξ^N , ξ^U et ξ^{LL} ; les distributions des valeurs de E_{mm}' et de ces contributions sont représentées sur les figures 51 à 54.

b. — Evénements sélectionnés par coupures

Il apparaît clairement sur la figure 51 que les paramètres $\text{Re } E_{1-1}$ et $\text{Re } E_{10}$ d'une part, $\Delta (\text{Im } E_{1-1})$ et $\Delta (\text{Im } E_{10})$ d'autre part ont des valeurs compatibles avec 0. On en déduit qu'il n'y a pas d'interférences entre échanges de spin-parité naturel et non naturel.

Les valeurs du paramètre E_{11} sont, elles, non compatibles avec 0 et varient d'environ 0.15 à 0.35 quand $|t'_{\pi \xi}|$ croît.

En conséquence la contribution relative ξ^N d'un échange de spin-parité naturel est faible, pratiquement constante et de l'ordre de 0.2 pour des transferts $|t'_{\pi \xi}| \leq 0.38 (\text{GeV}/c)^2$ puis croît jusqu'à une valeur de 0.4 pour des transferts supérieurs; bien entendu la contribution d'un échange de spin-parité non naturel a un comportement complémentaire (elle varie de 0.8 à 0.6 avec $|t'_{\pi \xi}|$).



$\pi^- n \rightarrow \pi^0 n$ ($\pi^- n$) 969 eV

Fig.51

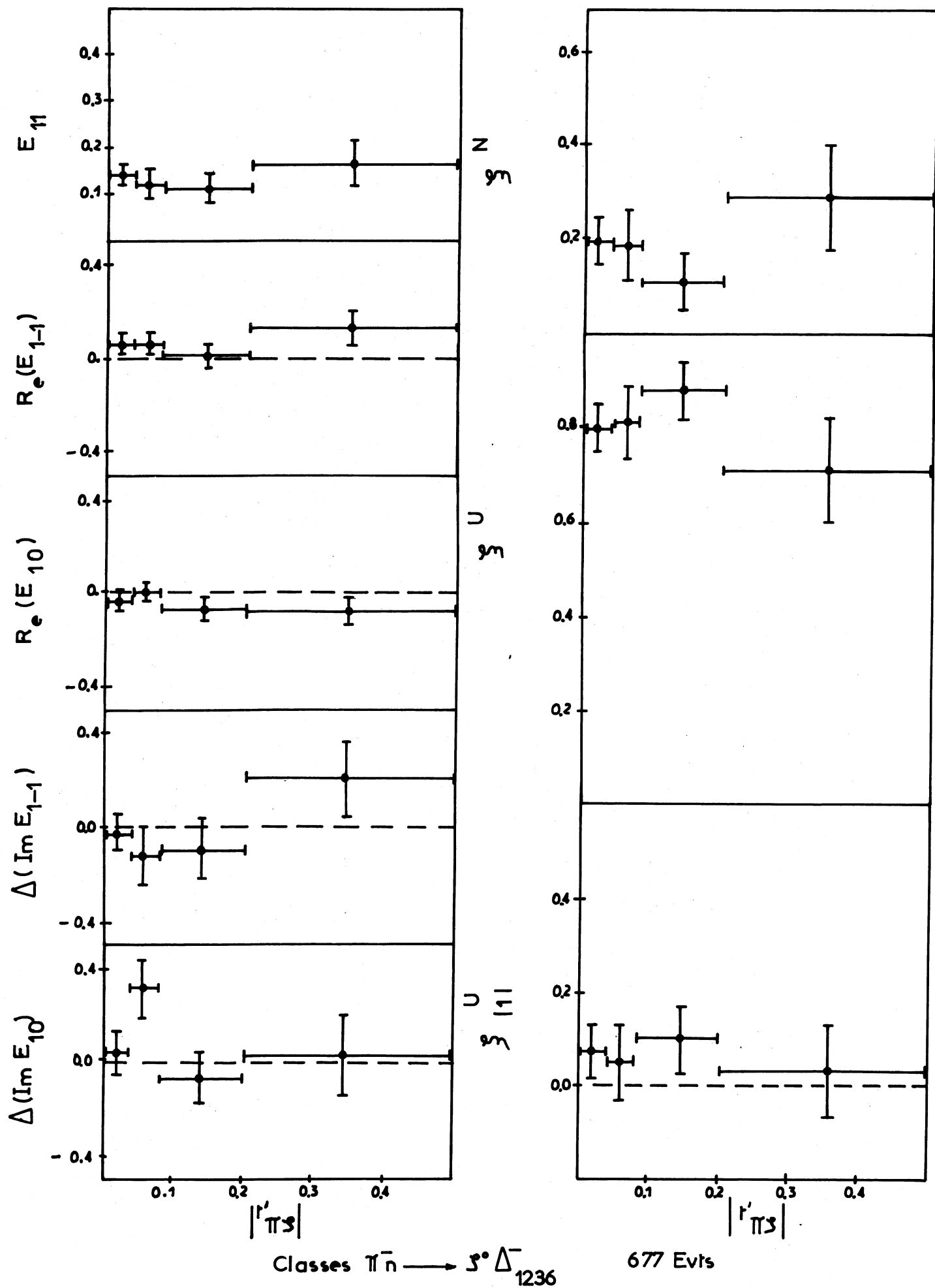


Fig.52

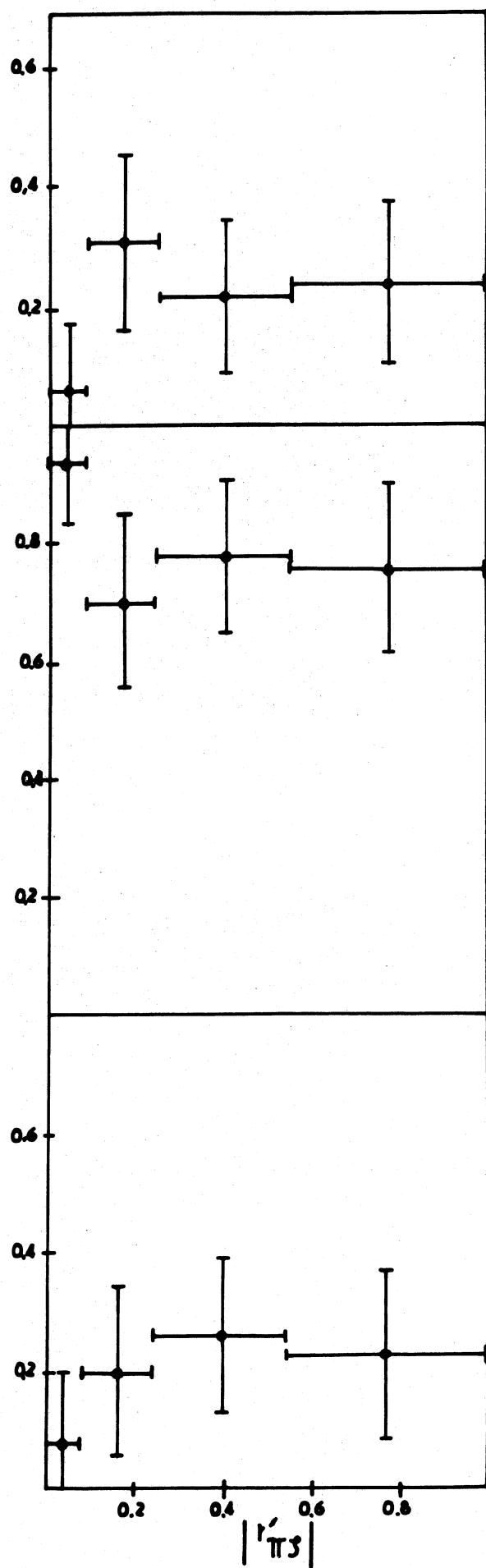
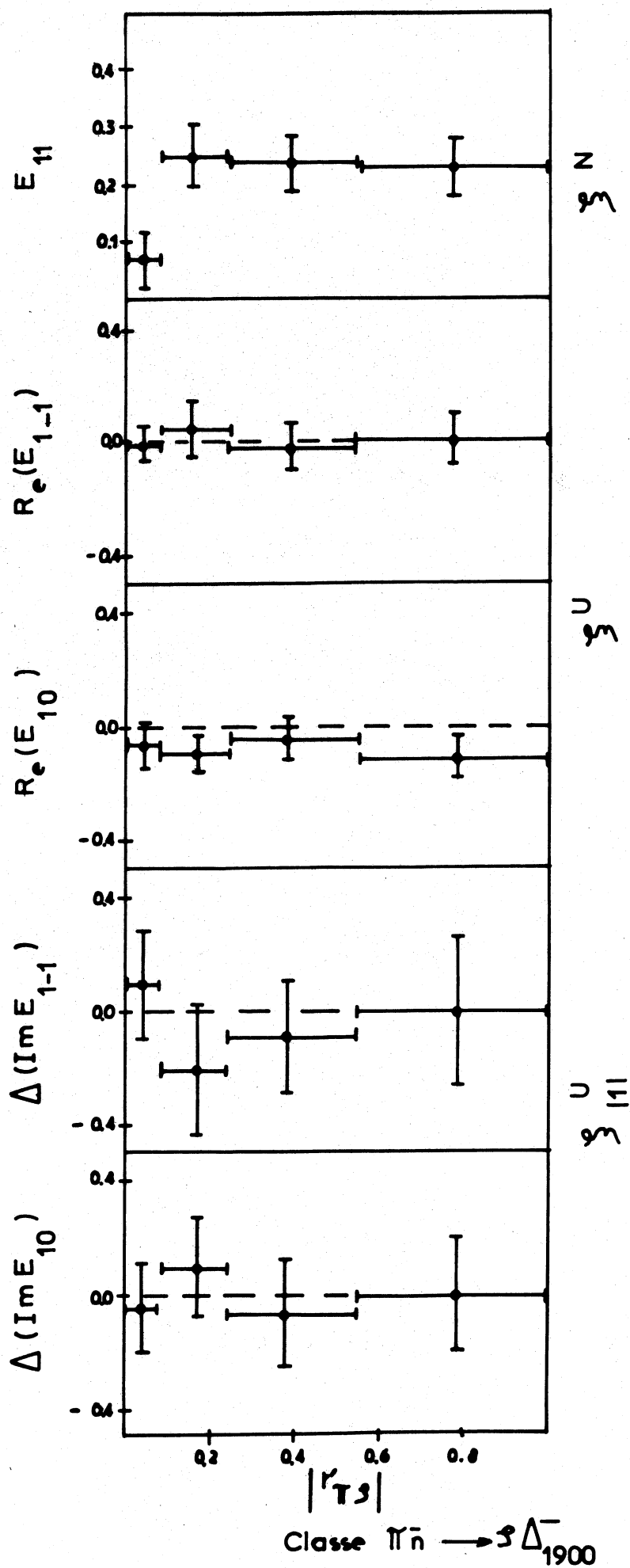
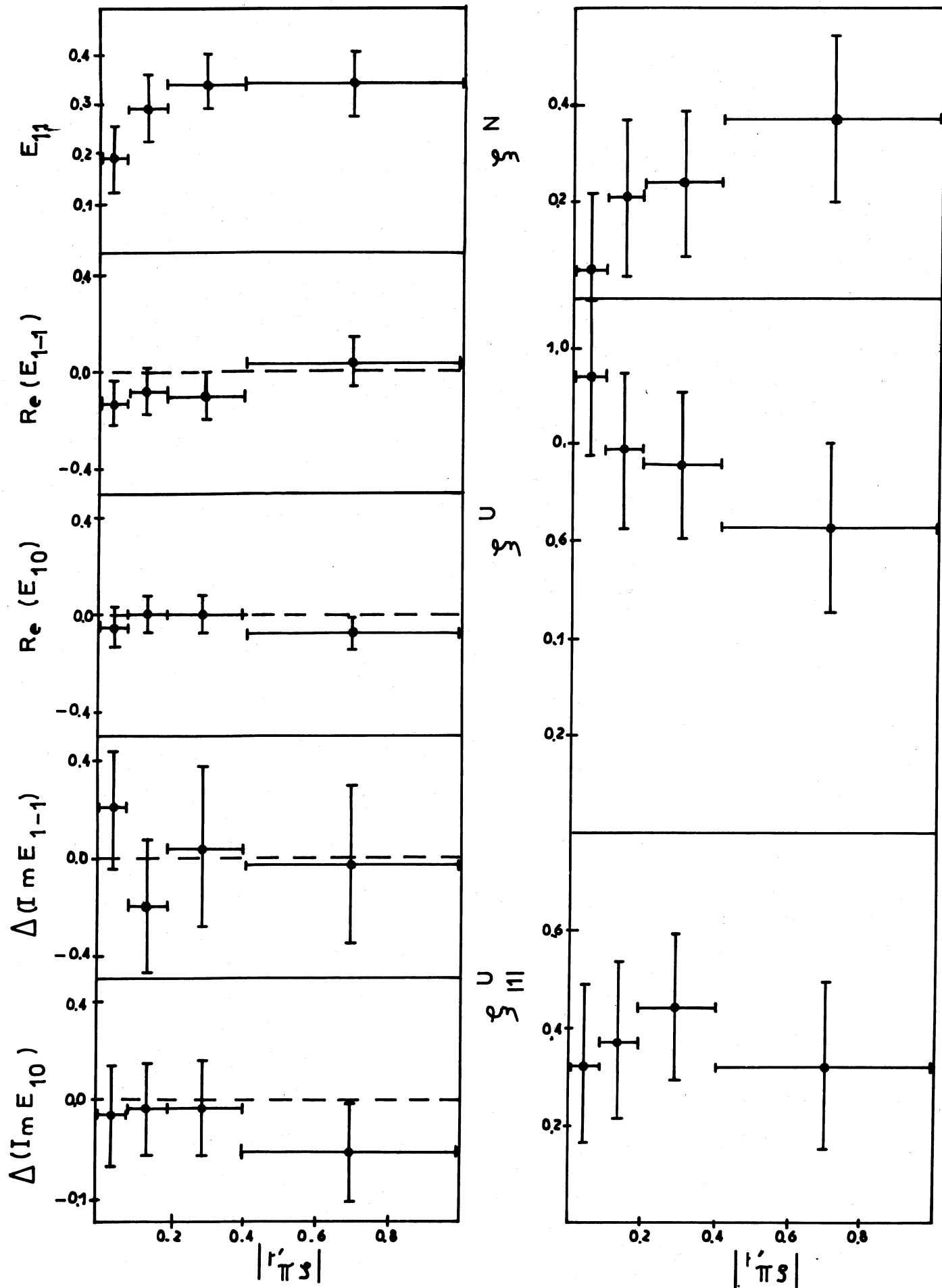


Fig.53



Classe $\pi^- n \rightarrow S^0 (n \pi^+ e^-)$

156 Evt's

Fig. 54

Enfin la part d'échange non naturelle pour les ζ^0 produits dans l'état d'hélicité $|1\rangle$ croît avec $|t'_{\pi\eta}|$ des valeurs 0.1 à 0.3. Ces résultats sont analogues à ceux obtenus à 9 GeV/c sur des événements sélectionnés de façon comparable pour la réaction $\pi^- \pi^- \rightarrow \zeta^-(\pi^- p)$ (Réf. 16).

- Classes $\zeta^0 \Delta_{1236}^-$

Comme précédemment on peut voir sur la figure 52 que E_{11} est le seul paramètre non compatible avec 0 ; il en résulte que là aussi les interférences entre échanges naturels et non naturels doivent être négligeables.

La valeur de E_{11} semble constante et égale à environ 0.12. Cela entraîne que la part d'échange naturel ζ^N est égale à 0.2 pour des transferts $|t'_{\pi\eta}|$ inférieurs à 0.2, puis croît jusqu'à la valeur de 0.3 pour des transferts supérieurs.

On peut d'autre part remarquer que ζ_{11}^U est constante et de l'ordre de 0.1.

- Classes $\zeta^0 \Delta_{1900}^-$ et $\zeta^0(\pi^- n)$

Il est certain que pour ces classes d'événements, en raison de la faible statistique, les conclusions sont moins nettes. On voit cependant sur les figures 53 et 54 qu'il ne semble pas y avoir d'interférences entre les deux natures d'échanges et que E_{11} croît avec $|t'_{\pi\eta}|$ des valeurs 0.1 à 0.3.

De même la contribution de l'échange naturel ζ^N passe de la valeur 0.05 à la valeur 0.25 et la contribution ζ_{11}^U reste constante et égale à 0.2 pour la classe $\zeta^0 \Delta_{1900}^-$, égale à 0.3 pour la classe $\zeta^0(\pi^- n)$

- Comparaison des résultats obtenus sur les deux lots d'événements sélectionnés par coupures ou analyse multidimensionnelle

Nous avons regroupé les événements des classes étudiées précédemment et avons obtenu, en appliquant une coupure supplémentaire : $M(\pi^- \pi^-) < 2. \text{GeV}/c^2$, un lot de 973 evts que nous comparons aux 969 evts sélectionnés par coupures. Les résultats de cette comparaison sont représentés sur la figure 55, on voit que l'accord est très bon.

IV. CONCLUSION

Dans l'ensemble nous pouvons trouver des points communs entre les résultats obtenus à partir de ces diverses réactions :

de façon générale il semble clair qu'il faille repousser l'hypothèse d'une interférence entre échanges de J^P naturel et non naturel pour ces réactions; de plus, en moyenne, on peut conclure en la présence d'environ 20 % d'échange de spin-parité naturel pour 80 % d'échange de spin-parité non naturel.

Enfin la contribution d'un échange de spin-parité non naturel lors de la production d'un état d'hélicité 1 semble dépendre, quant à sa valeur, de la réaction étudiée et est généralement comprise entre 0.1 et 0.3.

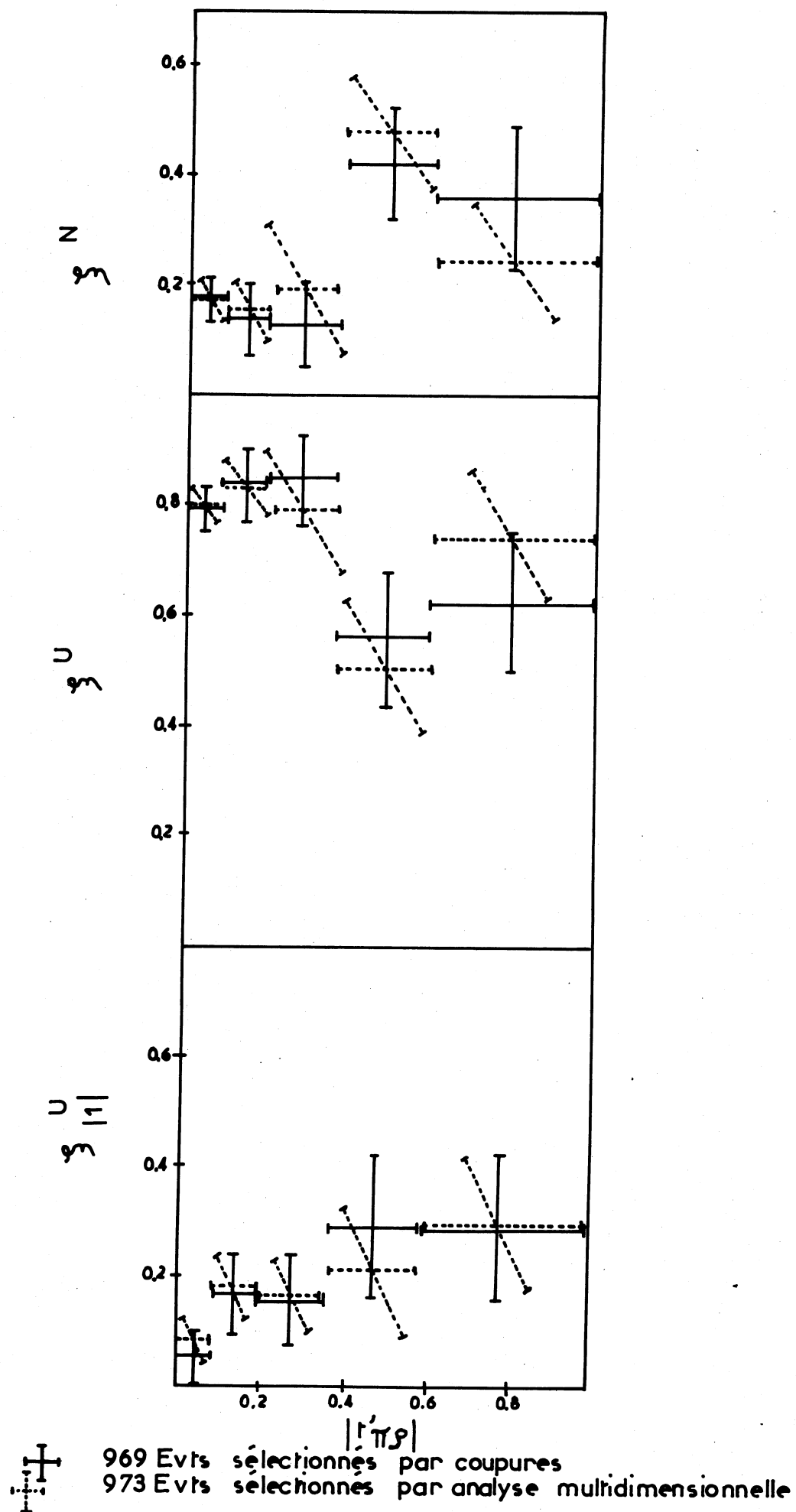


Fig.55

V. ESSAI D'INTERPRETATION DES RESULTATS PRECEDENTS

Nous avons essayé d'interpréter une partie des résultats qui précèdent, à savoir les pourcentages approximatifs de 80 et 20 % pour, respectivement, des échanges de parité non naturel et naturel, en termes d'échanges de trajectoires de Regge.

En effet si l'on se limite à la réaction $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$ les nombres quantiques de la trajectoire échangée sont déterminés par :

$$I = 1, G = -, \quad \vec{L} + \vec{J} = \vec{1}, \quad P(-1)^L = +1$$

Si l'on note I l'isospin, G la G -parité, J^P le Spin-parité de l'échange et $\vec{L}$ le moment angulaire orbital relatif.

Ainsi les trajectoires correspondant à un échange de parité non naturelle seront les trajectoires du π , du A_1 ou du A_3 et pour un échange de parité naturelle celle du A_2 .

Il est bien connu que l'amplitude décrivant l'échange de trajectoires de Regge est de la forme :

$$A(s, t) = \sum_i \beta_i(t) \frac{1 + \xi_i e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}$$

- ou : - $\alpha_i(t)$ est l'équation de la trajectoire: $\alpha_i(t) = \alpha_i(0) + \alpha'_i(0)t$
 - ξ_i est la signature (pour des mésons $\xi = (-1)^J$ si J est le moment angulaire de l'échange)
 - $\beta_i(t)$ la fonction résidu

comme toutes les trajectoires de Regge sont parallèles, il apparaît que dans la somme sur i précédente il y aura une trajectoire prépondérante, celle ayant la plus grande valeur de $\alpha'_i(0)$, à moins bien sûr que la fonction résidu $\beta_i(t)$ correspondante, prenne, pour des raisons particulières, des valeurs très petites.

Nous garderons donc comme trajectoire correspondant à un échange de parité non naturelle celle du π ($\alpha_\pi(0) \simeq -0.02$, $\alpha_{A_1}(0) \simeq -0.09$ et $\alpha_{A_3}(0) \simeq -0.3$).

On pourrait être tenté de faire le même raisonnement pour comparer l'échange de la trajectoire du π et l'échange de la trajectoire du A_2 ($\alpha_{A_2}(0) \simeq -0.45$) et d'en conclure que l'on ne devrait échanger que la trajectoire du A_2 donc n'avoir que de l'échange de parité naturelle. Mais il se trouve que la trajectoire du A_2 s'annule pour $t \simeq -0.5$ ce qui correspond à un pôle dans l'expression de l'amplitude $A(s, t)$ écrite précédemment, donc à une section efficace infinie ; il doit donc apparaître dans la fonction résidu une expression permettant d'annuler l'effet de ce zéro. Il en est de même pour la trajectoire du π ; en effet quand $\alpha_\pi(t) = -1$, c'est-à-dire quand $t = -1$. (GeV/c)² il y a un pôle dans l'amplitude $A(s, t)$ et l'on annule l'effet de ce pôle en mettant dans la fonction $\beta_\pi(t)$ un terme approprié ; on remarque cependant que le pôle de la trajectoire du π intervient pour un transfert beaucoup plus grand en module que le pôle de la trajectoire du A_2 et aura donc beaucoup moins d'influence.

On écrit alors ainsi les amplitudes qui correspondent aux échanges non naturels et naturels :

$$\pi \quad A_{\pi}(s, t) \propto \frac{1}{\Gamma(1+\alpha_{\pi}(t))} \frac{1+e^{-i\pi\alpha_{\pi}(t)}}{\sin \pi\alpha_{\pi}(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{\pi}(t)}$$

$$A_2 \quad A_{A_2}(s, t) \propto \frac{1}{\Gamma(\alpha_{A_2}(t))} \frac{1+e^{-i\pi\alpha_{A_2}(t)}}{\sin \pi\alpha_{A_2}(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{A_2}(t)}$$

en effet quand $\alpha_{\pi}(t)$ tend vers -1 , $(1+\alpha_{\pi}(t))$ tend vers 0 et $\Gamma(1+\alpha_{\pi}(t))$ tend vers $1/(1+\alpha_{\pi}(t))$ et de même quand $\alpha_{A_2}(t)$ tend vers 0, $\Gamma(\alpha_{A_2}(t))$ tend vers $1/\alpha_{A_2}(t)$. Nous avons de plus fait l'hypothèse que le reste de la fonction résidu était alors constant et identique pour les deux trajectoires.

Nous avons utilisé les équations des trajectoires qui suivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_{\pi}(t) = -0.02 + 0.9(\text{GeV}/c)^{-2}t \\ \alpha_{A_2}(t) = 0.45 + 0.3(\text{GeV}/c)^{-2}t \end{array} \right\} \text{ et } s_0 = 1 (\text{GeV})^2$$

En utilisant les amplitudes qui précèdent on peut essayer de définir un rapport moyen entre les contributions d'échange de la trajectoire du π et de la trajectoire du A_2 en calculant :

$$R = \frac{\langle \frac{d\sigma_{\pi}}{dt} \rangle}{\langle \frac{d\sigma_{A_2}}{dt} \rangle} = \frac{\int \frac{d\sigma_{\pi}}{dt} P(t) dt}{\int \frac{d\sigma_{A_2}}{dt} P(t) dt}$$

ou $P(t)$ est la probabilité d'avoir la valeur t , c'est-à-dire une expression analytique essayant de reproduire au mieux la distribution expérimentale des valeurs du transfert du π^- incident au ρ^0 , et $d\sigma_{\pi, A_2}/dt$ les sections efficaces différentielles correspondant à l'échange des trajectoires du π ou du A_2 .

On peut facilement montrer (Réf. 17) que :

$$\frac{d\sigma_i}{dt} \propto \frac{1}{s^2} |A_i(s, t)|^2$$

et donc que le rapport R est égal à :

$$R = \frac{\int_{|t|_{\min}}^{|t|_{\max}} \left| \frac{1}{\Gamma(1+\alpha_{\pi}(t))} \frac{1+e^{-i\pi\alpha_{\pi}(t)}}{\sin \pi\alpha_{\pi}(t)} (s)^{\alpha_{\pi}(t)} \right|^2 P(t) dt}{\int_{|t|_{\min}}^{|t|_{\max}} \left| \frac{1}{\Gamma(\alpha_{A_2}(t))} \frac{1+e^{-i\pi\alpha_{A_2}(t)}}{\sin \pi\alpha_{A_2}(t)} (s)^{\alpha_{A_2}(t)} \right|^2 P(t) dt}$$

Dans le calcul des intégrales nous avons pris comme limites $|t|_{\min}=0$ et $|t|_{\max}=1. (\text{GeV}/c)^2$ correspondant aux valeurs limites expérimentales, la fonction $P(t)$ a été ainsi choisie (Fig. 56) :

$$P(t) = (1800 \pm 300) (\text{GeV}/c)^{-2} t + (18 \pm 15) \quad \text{pour } 0.0 \leq |t| \leq 0.04 (\text{GeV}/c)^2$$

$$P(t) = (188 \pm 16) \exp[-(11 \pm 0.6)(\text{GeV}/c)^{-2} t] \quad \text{pour } 0.04 \leq |t| \leq 1.0 (\text{GeV}/c)^2$$

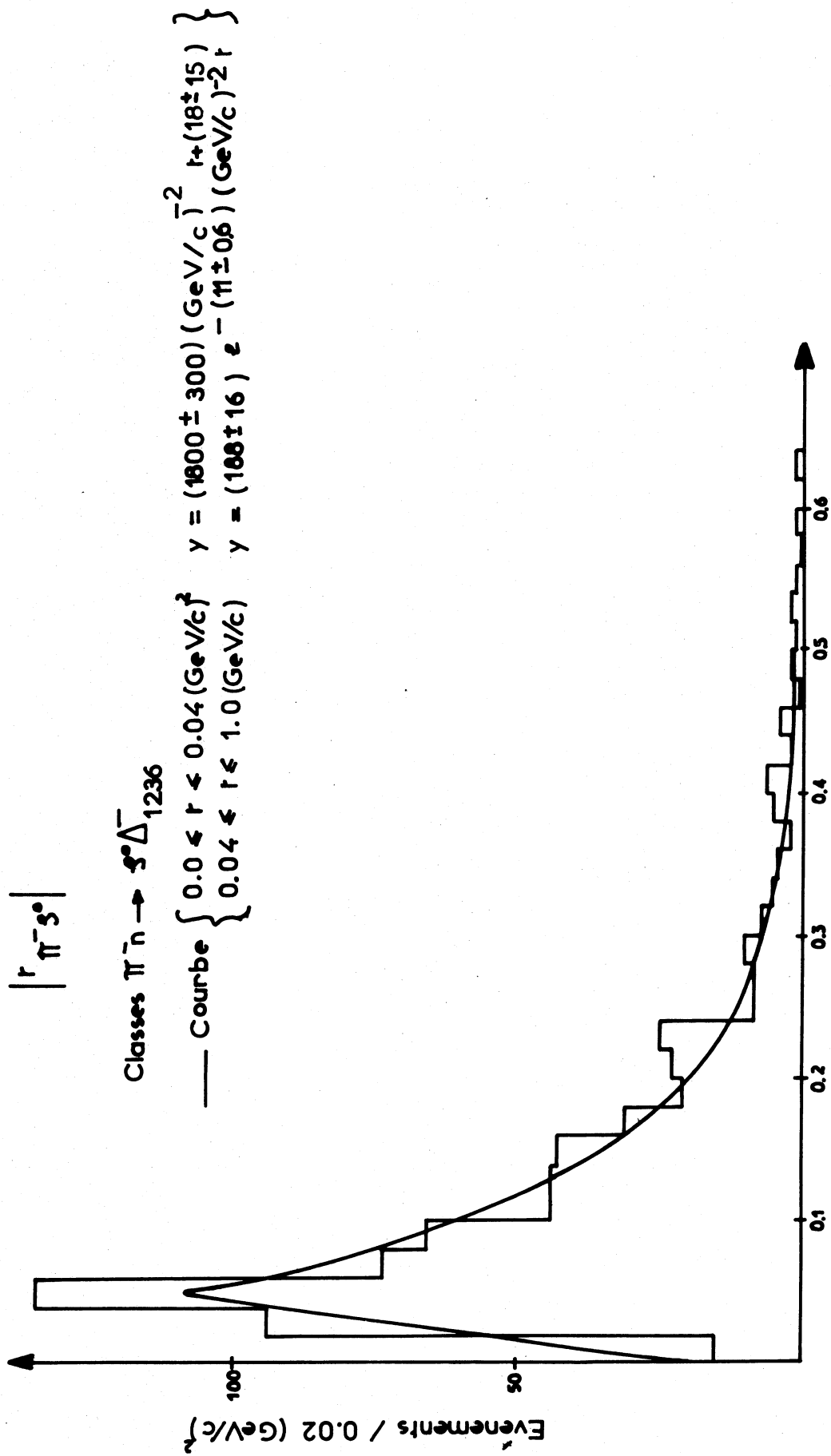


Fig. 56

La valeur de R que nous avons trouvée est 11 ± 2 ; ceci correspond à $(91 \pm 2) \%$ d'échange de trajectoire du π pour $(9 \pm 2) \%$ d'échange de trajectoire du A_2 .

Si l'on considère que les contributions relatives φ^N et φ^L d'échange naturel et non naturel sont approximativement indépendantes du transfert t , l'équivalent expérimental du rapport R est (φ^L / φ^N) , rapport qui est à peu près égal à 4. Comme l'erreur sur la valeur théorique de R est probablement sous évaluée (nous n'avons tenu compte, pour la calculer, que de l'imprécision sur la détermination de $P(t)$), il apparaît que cette interprétation en termes d'échanges de trajectoires de Regge permet d'expliquer à peu près les résultats expérimentaux.

CHAPITRE IV

DECOMPOSITION EN ONDES PARTIELLES DES SYSTEMES DE 3π

L'analyse en ondes partielles que nous présentons dans ce chapitre a été réalisée à l'aide d'une méthode développée à l'Université d'Illinois et connue sous le nom d'analyse d'Ascoli. Une description détaillée du formalisme de cette analyse est donnée dans les articles de la référence 18.

I. PRINCIPE DE L'ANALYSE

Les taux de production de différentes ondes partielles, dans le système de 3π , sont déterminés à l'aide d'une méthode de maximum de vraisemblance.

Pour une impulsion incidente, une masse 3π et un transfert du pion incident au tripion, fixés, l'événement peut être caractérisé par 5 variables ; les variables utilisées dans cette analyse sont les variables du diagramme de Dalitz : $S_1 = M_{\pi^+\pi^-}^2$ et $S_2 = M_{\pi^+\pi^+}^2$ et trois angles d'Euler φ, θ, γ . Les angles d'Euler définissent l'orientation du plan de désintégration par rapport à un repère de production (celui d'hélicité s ou celui d'hélicité t : voir annexe 4). Les variables S_1 et S_2 permettent de définir l'orientation des particules dans le plan de désintégration.

La probabilité W d'observer un événement est de la forme :

$$W(S_1, S_2, \varphi, \theta, \gamma) = \sum_{M_1, M_2} \int_{J_1, J_2} (M_{M_1}^{J_1}) (M_{M_2}^{J_2})^*$$

où $M_M^{J^P}$ est l'amplitude qui décrit la désintégration en trois pions d'un état de spin-parité J^P , ce spin ayant comme coordonnée suivant l'axe z la valeur M ; $\int_{J_1, J_2}$ représente l'élément de matrice densité correspondant au processus de production du système 3π , production moyennée sur les variables de spin de la cible et du deuton (ou neutron) final.

Les amplitudes $M_M^{J^P}$ sont calculées en faisant l'hypothèse que la désintégration du système 3π s'effectue en cascade :

$A^- \rightarrow R^c \pi^- \rightarrow (\pi^+ \pi^-) \pi^-$ ou R^0 est l'une des résonances $(\pi^+ \pi^-)$ bien connues : ϵ, ρ, f

Pour déterminer l'importance relative de ces modes de désintégration, on écrit l'amplitude M sous la forme d'une somme de termes :

$$M_M^{J^P} = \sum_{\ell} C_{\ell S}^{J^P} M_{\ell S}^{J^P}$$

où S est le spin de la résonance R, ℓ le moment angulaire orbital entre la résonance R et le π restant et où $C_{\ell S}^{J^P}$ est l'amplitude de désintégration du système $R\pi$ en un état de moment angulaire orbital défini. De plus les ondes partielles de même spin J, parité P, d'hélicité M, mais de modes de désintégration (S, ℓ) différents sont choisies cohérentes. La cohérence entre deux telles ondes a et b, définie par :

$$|S_{ab}| / \sqrt{S_{aa} \times S_{bb}}$$

est donc fixée égale à 1.

Il n'y a a priori aucune raison pour que ces ondes soient toujours cohérentes, mais cette hypothèse a l'avantage de beaucoup diminuer le nombre de paramètres libres, ce qui, étant donné notre statistique peu importante, nous permet d'essayer plus d'ondes partielles. D'autre part on peut vérifier l'influence de cette hypothèse en considérant deux états de même (JPM), mais de (ℓ s) différents, comme des états indépendants et en les introduisant séparément dans l'analyse.

Ainsi, en résumé, la méthode consiste à chercher le maximum de la fonction de vraisemblance comme fonction des inconnues $\rho_{J_1 P_1, J_2 P_2}^{J_1 P_1, J_2 P_2} + C_{\ell s}^{J_1 P_1, J_2 P_2}$

Cependant en raison de la faible statistique généralement disponible il n'est pas possible de déterminer les éléments ρ et C pour tout couple de valeurs du transfert t et de la masse du tripion ; on est donc amené à regrouper les événements par intervalle de valeurs de t et de $M_{3\pi}$ et de calculer, sur ces intervalles, les valeurs moyennes des $\rho_{J_1 P_1, J_2 P_2}^{J_1 P_1, J_2 P_2}$ et $C_{\ell s}^{J_1 P_1, J_2 P_2}$

Enfin à l'aide de ces valeurs moyennes, on détermine alors le nombre d'événements correspondant aux états $|J_1 P_1, J_2 P_2\rangle$ ainsi que leurs interférences.

Le formalisme utilisé dans cette analyse en ondes partielles est résumé dans l'annexe 2.

II. CONDITIONS D'APPLICATION DE CE FORMALISME AUX DEUX REACTIONS $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ ET $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$

La décomposition en ondes partielles des systèmes 3π a été réalisée, de façon très similaire pour ces deux réactions; nous présentons donc globalement les conditions d'application de cette analyse aux deux réactions.

A. Paramétrisation du système dipionique

Les déphasages décrivant la diffusion élastique $\pi\pi$ sont maintenant assez bien connus du seuil jusqu'à une masse effective $\pi\pi$ d'environ 2 GeV/c². Comme nos événements ont un spectre de masse $\pi^+\pi^-$ compris entre le seuil et environ 1800 MeV, nous nous sommes limités aux résonances E , ρ et f comme étapes intermédiaires pour la désintégration du système 3π

Le E a été paramétrisé à l'aide des déphasages calculés par le groupe CERN - Munick (Réf. 19) tandis que le ρ et le f ont été décrits à l'aide de fonctions de Breit-Wigner avec les masses et largeurs données ci-dessous.

Résonance	Masse MeV/c ²	Largeur MeV/c ²
ρ	765	135
f	1260	156

B. Coupures d'espace de phase

1. Réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

Nous avons vu que, dans cette réaction, le système des trois pions est pratiquement toujours produit vers l'avant, ceci est nettement visible dans le diagramme des angles de Van Hove (Θ_{VH}/φ_{VH}) (Fig. 13). Nous n'avons donc pas fait de coupures d'espace de phase pour ces événements.

La détermination des paramètres moyens $\bar{\varphi}$ et $\bar{C}$ a été faite par intervalles de masses $3\pi^-$ de 200 MeV/c² de large, de 800 à 2000 MeV/c², et pour des transferts $|t'_{dd}|$ inférieurs à 0.1 GeV/c².

Le lot expérimental restant comprend alors 1418 événements.

2. Réaction $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$

Nous nous sommes limités pour cette étude aux événements pour lesquels le système $3\pi^-$ est produit vers l'avant. Pour cela nous avons été amenés à rejeter les événements dans lesquels la résonance Δ_{1236} était produite, c'est-à-dire à faire la coupure d'espace de phase qui suit :

$$M_{n\pi_{\ell}} > 1.45 \text{ GeV}/c^2$$

(ou π_{ℓ} représente le π^- le plus lent des deux).

Le programme d'analyse tient compte explicitement d'une telle coupure d'espace de phase, car il renormalise les ondes partielles finales à l'espace de phase non tronqué : si pour un intervalle de masse $3\pi^-$ donné, la coupure d'espace de phase laisse un nombre N_{exp} d'événements, à la fin de l'analyse le nombre total N_{tot} d'événements associés à l'ensemble des ondes partielles sera supérieur à N_{exp} , la différence ($N_{\text{tot}} - N_{\text{exp}}$) correspondant au nombre d'événements, non résonnants, bien que situés dans la zone de masse du Δ_{1236} , estimés par le programme.

Nous nous sommes de plus limités aux événements ayant un transfert $|t'_{nn}|$ inférieur à 0.8 (GeV/c)², une masse effective $M_{3\pi}$ comprise entre 0.8 et 2. GeV/c² et avons réparti les événements restants en intervalles de masse $M_{3\pi}$ de largeur 200 MeV.

Le lot expérimental restant est de 1255 événements.

C. Etude des distributions des angles d'Euler

1. L'allure des distributions des 3 angles φ, θ, γ apporte théoriquement des renseignements sur les différents états $|JPM\rangle$ intervenant dans la réaction :

a. Du fait de la conservation de la parité, la distribution angulaire $W(\varphi, \theta, \gamma)$ ne change pas quand on remplace $(\varphi, \theta, \gamma)$ par $(-\varphi, \theta, -\gamma)$. Il est donc suffisant d'étudier les distributions φ et γ sur l'intervalle $[0, \pi]$

b. Il est possible de montrer que la distribution angulaire $W(\varphi, \theta, \chi)$ reste inchangée lorsqu'on remplace (φ, θ, χ) par $(\pi + \varphi, \pi - \theta, \pi - \chi)$, si tous les états de spin-parité du tripion ont même parité. Il en résulte que si les trois distributions expérimentales φ , θ et χ sont symétriques par rapport à $\pi/2$, cela signifie que les ondes $|JPM \eta\rangle$ que l'on doit essayer doivent avoir toutes la même parité P. (En fait ceci s'applique séparément aux états de spin-parité naturel et non naturel car ces états n'interfèrent pas).

c. Une analyse de Fourier de chacune des distributions φ, θ, χ , pour une zone de masse $M_{3\pi}$ déterminée, indique la valeur maximum $J_{\max}$ du spin du tripion que l'on doit essayer.

d. Enfin si seuls des états $M = 0$ sont présents la distribution angulaire φ doit être uniforme. De plus si elle n'est pas symétrique par rapport à $\pi/2$ cela indique une interférence entre des états de polarisation différents.

Cependant il ne faut pas oublier que les distributions expérimentales peuvent être fortement affectées par les coupures faites sur les données. Il en résulte qu'il est peu sûr d'utiliser les résultats provenant des distributions des angles d'Euler de façon très contraignante et nous ne tirerons donc de ces distributions que des remarques qualitatives.

2. Les distributions des angles φ, θ et χ pour les réactions $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ sont présentées respectivement sur les figures 57 et 58.

a. Réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

Il apparaît clairement sur la figure 57 que, si les distributions en φ et χ sont à peu près symétriques, cela n'est pas le cas de la distribution en θ . On doit donc essayer des ondes de parité différentes.

La distribution de l'angle φ est assez uniforme ; on peut donc penser que la très grande majorité des ondes importantes seront produites avec hélicité $M = 0$.

Enfin nous avons fait une analyse de Fourier de chacune des trois distributions précédentes, et cela par bande de masse 3π de largeur 200 MeV. Nous n'avons pu conclure en ce qui concerne la valeur du spin J maximum car les résultats, pour une même bande de masse, diffèrent. Cependant les valeurs de J maximum résultant de ces analyses de Fourier sont rarement supérieures à 3.

b. Réaction $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$

Du fait de la coupure d'espace de phase que nous avons faite : $M_{\pi\pi\pi} > 1.45 \text{ GeV}/c^2$, les distributions angulaires sont très probablement très perturbées.

Nous n'avons pas fait d'analyses de Fourier de ces distributions ; sur la Figure 58 il est visible qu'aucune n'est symétrique par rapport à $\pi/2$ et que la distribution en φ n'est pas uniforme. On peut donc penser qu'il faut introduire des états $|JPM \eta\rangle$ de parité P différentes et de $M \neq 0$.

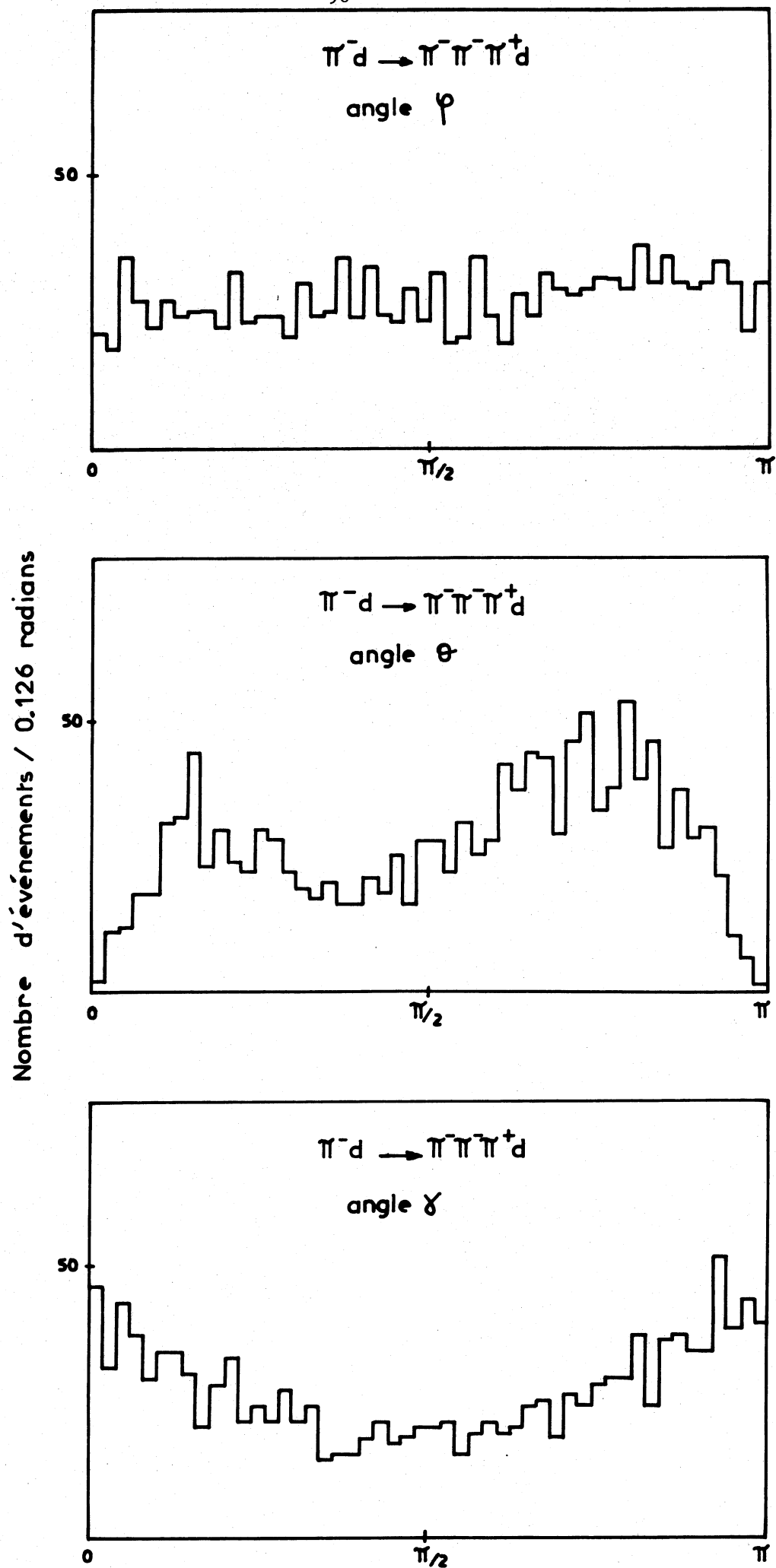


Fig.57

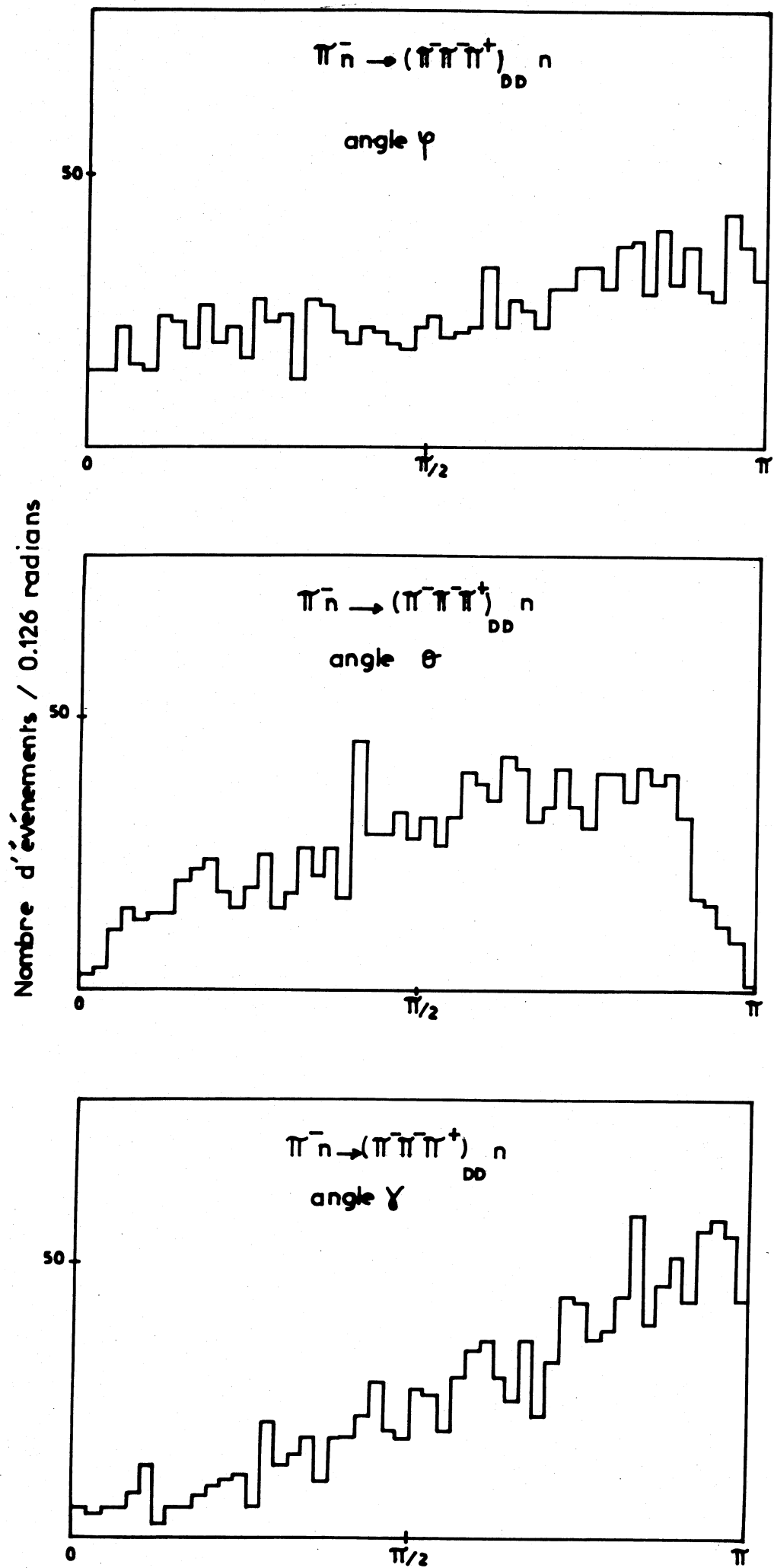


Fig.58

D. Choix des ondes partielles

1. Le tableau ci-dessous indique quelles sont les ondes partielles envisageables si l'on fait l'hypothèse d'une désintégration du système (3π) en une résonance dipionique plus un pion, en se limitant aux ϵ , ρ et f comme résonances $\pi^+\pi^-$ et aux valeurs du moment angulaire ℓ orbital inférieures à 3 :

Mode \ J ^P	Série non naturelle				Série naturelle		
	0 ⁻	1 ⁺	2 ⁻	3 ⁺	1 ⁻	2 ⁺	3 ⁻
$\epsilon\pi$ (s = 0)	S	P	D	F	/	/	/
$\rho\pi$ (s = 1)	P	S,D	P,F	D	P	D	F
$f\pi$ (s = 2)	D	P,F	S,D	P,F	D	P,F	D

Les lettres S, P, D, F correspondent aux valeurs $\ell = 0, 1, 2, 3$ du moment angulaire orbital.

2. Pour des raisons de statistique il n'est pas possible d'introduire simultanément toutes ces ondes. Nous avons donc utilisé la méthode qui suit : on commence par étudier les ondes dont on sait, par d'autres expériences (Réf. 11 d et 20 pour les cohérents et les événements $(3\pi)^-\pi$), qu'elles ont des contributions importantes, puis des ondes supplémentaires sont essayées une à une ou par petits groupes. D'après l'importance du nombre d'événements associés à chaque nouvelle onde et suivant la variation de la valeur du maximum de vraisemblance, il est possible de conclure quant à l'utilité de cette nouvelle onde.

Nous avons considéré comme non négligeable un nombre d'événements N tel que N soit supérieur à l'erreur ΔN qui lui était associée.

Quant à l'étude de l'accroissement de la fonction de vraisemblance, nous avons utilisé le fait que lorsqu'on a deux ajustements de fonctions de vraisemblance F1 et F2 la quantité $\Delta = 2 (\text{Log F1} - \text{Log F2})$ suit une loi de probabilité de χ^2 à $(n_1 - n_2)$ degrés de libertés, où $(n_1 - n_2)$ représente le nombre de paramètres ajoutés à l'hypothèse 2 pour obtenir l'hypothèse 1.

3. En plus des ondes partielles on peut introduire dans l'ajustement un terme, appelé FOND, correspondant à un terme d'espace de phase n'interférant pas avec les autres états présents. Ce terme est très utile; en effet il doit normalement être nul ou compatible avec zéro et tant que ce n'est pas le cas on peut penser avoir omis d'introduire une onde partielle importante.

E. Paramétrisation de la dépendance en $M_{3\pi}$

Il est montré dans l'annexe 2 (§ 5) que la variation de l'amplitude en fonction de la masse $M_{3\pi}$ peut être fixée. C'est ce que nous avons fait pour les ondes $2^+ D$ (correspondant au $A_2 \rightarrow \zeta \pi$) pour lesquelles nous avons paramétrisé la dépendance en $M_{3\pi}$ par une fonction de Breit et Wigner ($M_{A_2} = 1320$ MeV, $\Gamma_{A_2} = 100$ MeV).

Enfin signalons que cette étude a été faite dans le repère d'hélicité t (voir annexe 4).

III. RESULTATS DE L'ANALYSE EN ONDES PARTIELLES

A. Réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

Le lot expérimental que nous avons utilisé est composé de 1418 événements ayant une masse effective $M_{3\pi}$ comprise entre 800 et 2000 MeV/c² et un transfert $|t_{dd}|$ inférieur à 0.1 (GeV/c)².

Nous avons utilisé une pente $b = 30$ (GeV/c)⁻² pour reproduire la dépendance en transfert $e^{bt_{dd}}$ des événements expérimentaux.

Nous avons déterminé les valeurs moyennes des paramètres $\rho_{M_1, M_2}^{JP_1, JP_2}$ et $C_{\ell S}^{JP}$ par intervalles de masses de largeur 200 MeV.

1. Résultats

L'ensemble des ondes partielles $/JP \ell M \gamma\rangle$ que nous avons retenues sont regroupées, ainsi que les nombres d'événements qui leur correspondent, dans le tableau 11. Nous avons représenté sur les figures 59 et 60 la variation, en fonction de la masse $M_{3\pi}$, des contributions des ondes partielles les plus importantes ainsi que des ondes globales.

Nous pouvons remarquer que le nombre d'événements du fond est partout soit nul, soit compatible avec zéro et par conséquent nous pensons ne pas avoir omis d'ondes partielles importantes dans cette analyse.

2. Comportement des ondes partielles

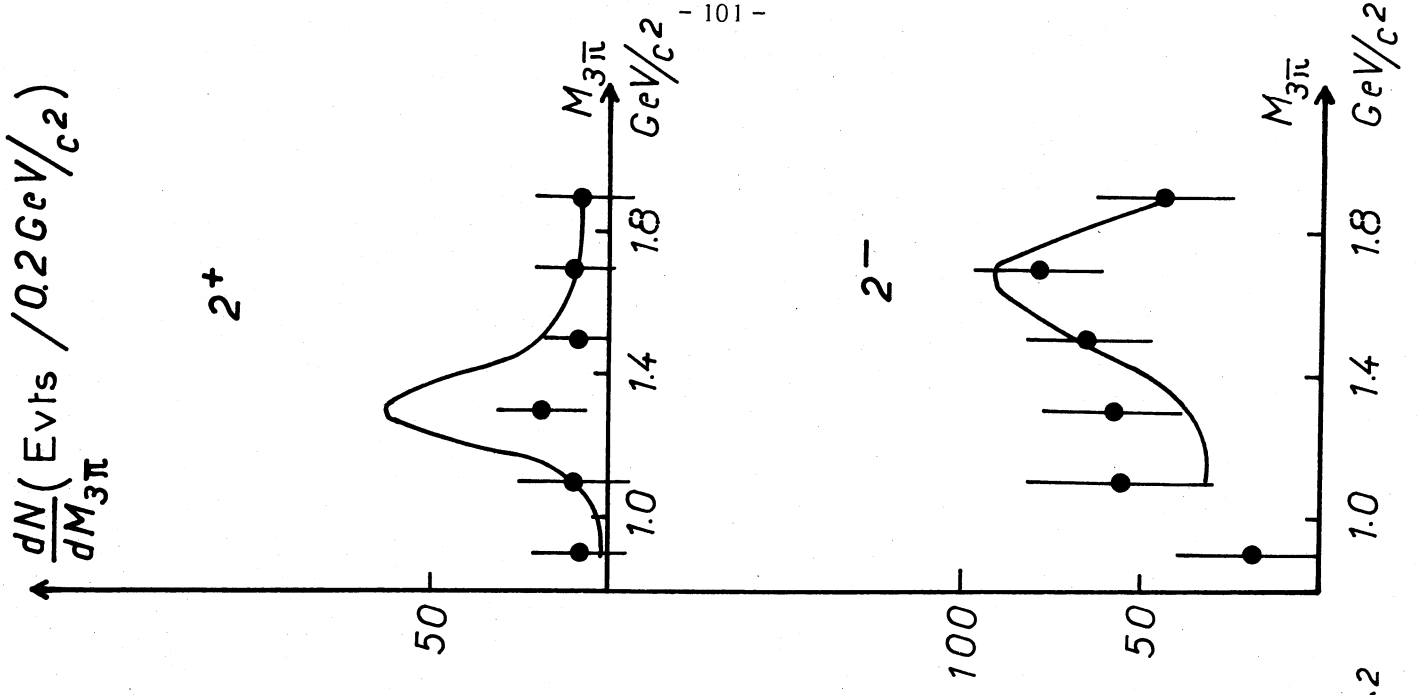
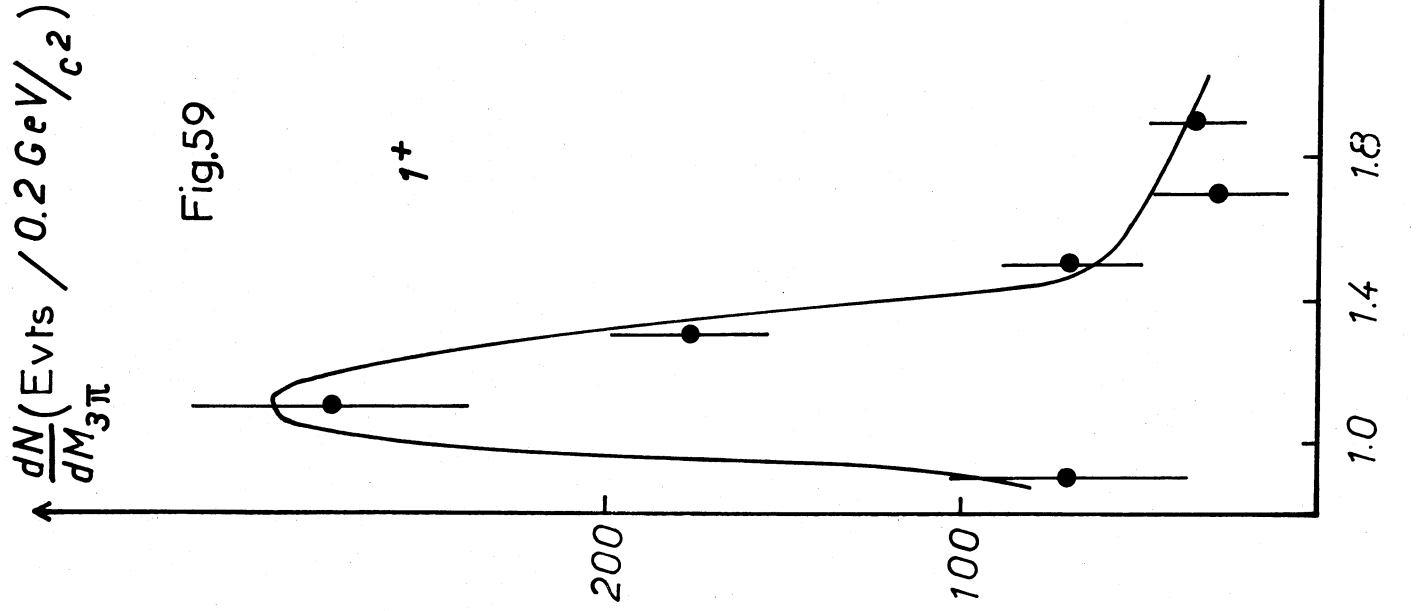
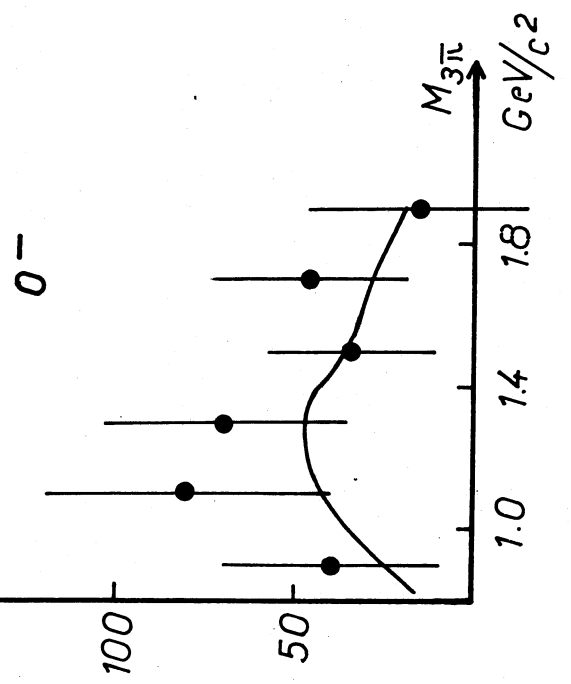
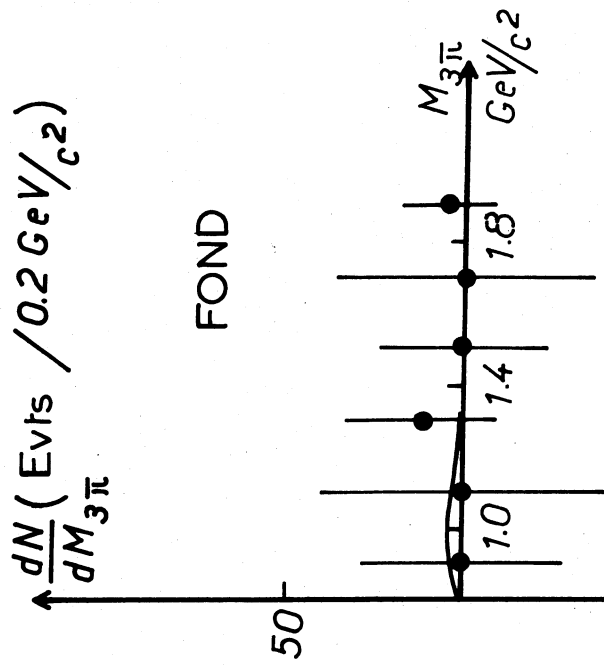
- Il apparaît nettement que l'onde dominante, au moins pour les masses $M_{3\pi}$ inférieures à 1.4 GeV/c², est l'onde 1^+ . C'est surtout la partie $1^+ S_0 + (\zeta \pi)$ de cette onde qui est importante ; elle est maximum dans l'intervalle de masse 1.0 - 1.2 GeV/c² et par conséquent peut bien être interprétée comme associée à l'effet $\zeta \pi$: le $A_1(1100$ MeV).

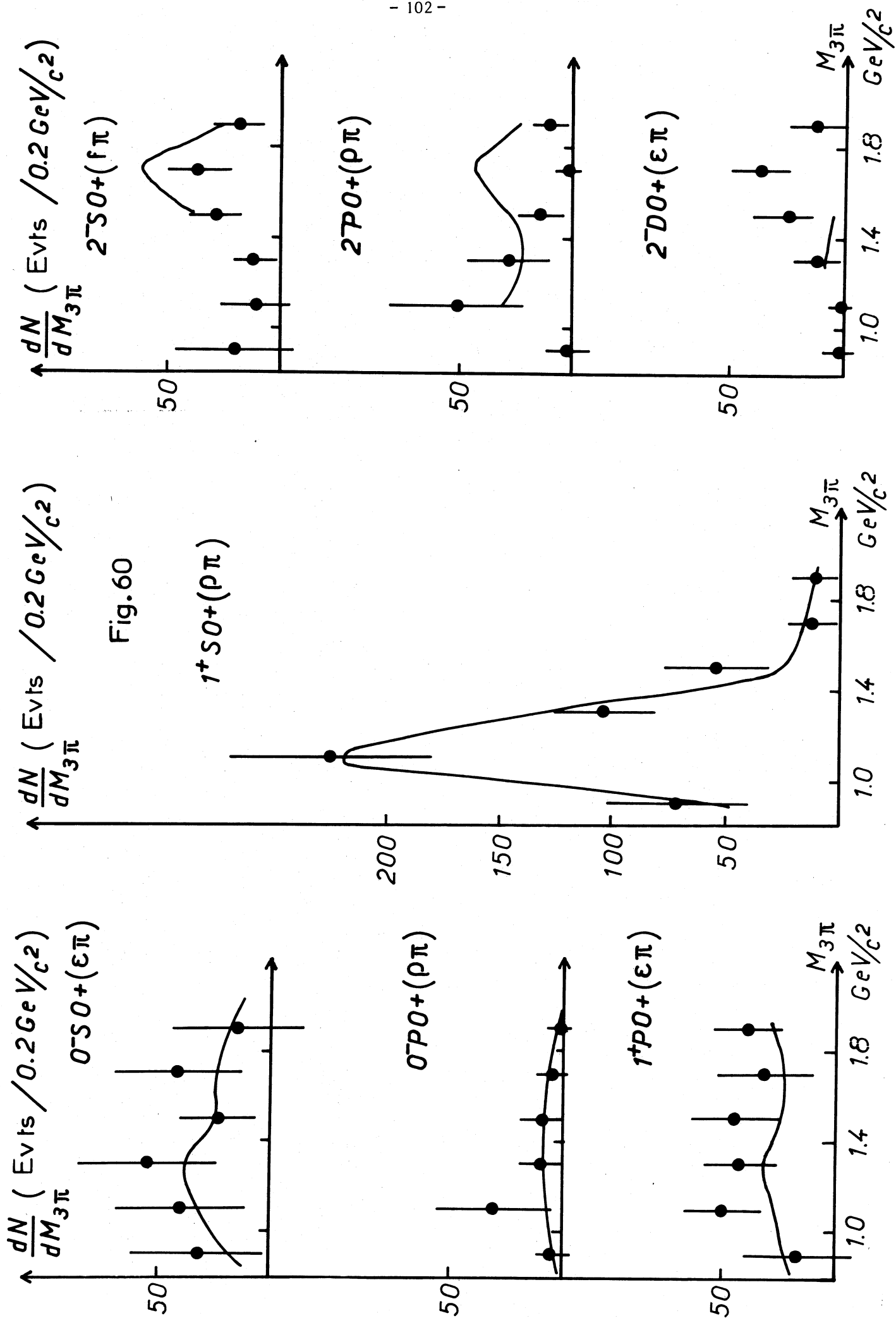
L'onde partielle $1^+ P_0 + (\varepsilon \pi)$ garde une contribution à peu près constante quelle que soit la masse $M_{3\pi}$.

- La contribution de l'onde 0^- est grande pour toute valeur de la masse $M_{3\pi}$ et passe surtout par le mode de désintégration $\varepsilon \pi$ (onde $0^- S_0 +$).

TABLEAU 11

ondes	$\Delta M_{3\pi}$ GeV/c ²	0.8 - 1.0	1.0 - 1.2	1.2 - 1.4	1.4 - 1.6	1.6 - 1.8	1.8 - 2.0
FOND		0 ± 28	0 ± 40	12 ± 21	0 ± 24	0 ± 36	5 ± 13
0 ⁻ SO+ (Eπ)		32 ± 30	40 ± 29	55 ± 31	24 ± 16	42 ± 28	15 ± 29
0 ⁻ PO+ (Sπ)		4 ± 7	31 ± 25	10 ± 9	10 ± 9	4 ± 6	1 ± 3
1 ⁺ SO+ (Sπ)		72 ± 33	226 ± 47	104 ± 22	55 ± 23	12 ± 11	11 ± 10
1 ⁺ PO+ (Eπ)		17 ± 23	50 ± 17	42 ± 16	44 ± 19	31 ± 21	39 ± 15
2 ⁻ SO+ (Eπ)		21 ± 27	11 ± 14	12 ± 9	29 ± 10	37 ± 13	19 ± 11
2 ⁻ PO+ (Sπ)		2 ± 9	51 ± 28	28 ± 18	14 ± 10	2 ± 3	10 ± 8
2 ⁻ DO+ (Eπ)		2 ± 8	1 ± 4	12 ± 10	15 ± 9	37 ± 13	12 ± 12
1 ⁻ P1+ (Sπ)		4 ± 21	36 ± 18	17 ± 16	5 ± 14	7 ± 9	3 ± 19
2 ⁺ P1+ (Eπ)		53 ± 87	16 ± 28	9 ± 12	8 ± 8	8 ± 10	3 ± 9
2 ⁺ D1+ (Sπ)		36 ± 70	14 ± 25	7 ± 8	7 ± 10	3 ± 6	4 ± 9
0 ⁻ O+		40 ± 30	80 ± 45	69 ± 34	35 ± 22	46 ± 27	16 ± 32
1 ⁺ O+		70 ± 33	277 ± 39	177 ± 21	70 ± 18	29 ± 19	35 ± 13
2 ⁻ O+		19 ± 20	56 ± 26	58 ± 19	64 ± 17	78 ± 17	46 ± 19
1 ⁻ 1+		4 ± 21	36 ± 18	17 ± 16	5 ± 14	7 ± 9	3 ± 19
2 ⁺ 1+		8 ± 13	10 ± 16	19 ± 13	9 ± 9	10 ± 11	8 ± 13
Nombre d'événements		141	459	352	183	170	113





- L'onde 2^- est importante pour les masses 3π supérieures à 1. GeV/c². Le terme $2^- P0 + (\xi\pi)$ est significatif uniquement dans la zone de masse 1.0 - 1.2 GeV/c², alors que dans cet intervalle les 2 autres ondes $2^- S0 + (\xi\pi)$ et $2^- D0 + (\xi\pi)$ sont négligeables. Dans la région du A3 (1600 MeV/c²) les contributions de ces deux dernières ondes sont comparables.

- La contribution de l'onde $1^- P1 + (\xi\pi)$ est négligeable partout sauf dans la zone de masse 1.0 - 1.2 GeV/c² où son introduction améliore légèrement l'ajustement.

- On voit que l'onde 2^+ n'apparaît de façon significative que dans la zone de masse du A2 : 1.2 - 1.4 GeV/c².

3. Discussion des résultats

a. La majorité des résultats que nous obtenons semble concorder avec ceux obtenus d'une part dans la réaction $\pi^+d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+d$ à 4 GeV/c (Réf. 11 d) et dans la réaction $\pi^+p \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^+)_{DD}p$ à 8, 16 et 23 GeV/c (Réf. 20).

Nous avons représenté sur les figures 59 et 60 les résultats expérimentaux de cette dernière expérience par des lignes continues. L'accord entre les deux ensembles de résultats est bon sauf en ce qui concerne l'onde 2^+ .

b. Nous avons essayé, en plus de celles données dans le tableau, différentes autres ondes dont certaines avec $\eta = -1$, donc qui correspondent à des échanges de spin-parité non naturel. Ces ondes ont toutes donné des contributions compatibles avec 0. Nous pouvons donc dire que la réaction $\pi^-d \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-d$ s'effectue avec 100 % d'échange de spin-parité naturel.

c. Dans le tableau 14 nous présentons les pourcentages des différentes ondes dans la réaction cohérente, ainsi que les résultats correspondants pour la réaction $\pi^-\pi \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi$ et nous les comparons à ceux de la réaction $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+p$ à 8, 16 et 23 GeV/c (Réf. 20).

d. Enfin signalons que nous avons fait une étude comparable sur les événements après avoir retiré le d^* et que les résultats obtenus n'étaient pas différents de façon significative ; le même résultat est donné dans l'expérience $\pi^+d \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+d$ à 4 GeV/c (Réf. 11 d).

B. Réaction $\pi^-\pi \rightarrow (\pi^-\pi^+\pi^-)_{DD}\pi$

L'étude est faite sur 1255 événements satisfaisant aux coupures :

$$\begin{aligned} M_{\pi\pi} &> 1.45 \text{ GeV/c}^2 \\ |\epsilon_{\pi\pi}| &< 0.8 \text{ (GeV/c)}^2 \\ 0.8 &\leq M_{3\pi} \leq 2. \text{ GeV/c}^2 \end{aligned}$$

Ces événements étant répartis dans des intervalles de largeur 200 MeV.

Nous avons choisi un peute $b = 7 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ pour reproduire la dépendance en transfert $e^{-b\epsilon_{\pi\pi}}$

1. Résultats

L'ensemble des ondes partielles $/JP\ell M\eta\rangle$ que nous avons étudiées ainsi que le nombre d'événements qui leur est associé sont regroupées dans le tableau 12.

Dans ce tableau la différence entre nombre total et nombre expérimental d'événements correspond au nombre d'événements estimés par le programme comme ayant une masse $M_{\pi\pi\bar{\rho}} < 1.45 \text{ GeV}/c^2$, mais sans résonance Δ_{1236}^- créée

Les variations, en fonction de la masse 3π , des ondes totales et du terme Fond sont représentées sur la figure 61.

Enfin le nombre d'événements du terme Fond est nul ou compatible avec 0 sauf dans l'intervalle de masse 3π : $(1.0 - 1.2) \text{ GeV}/c^2$. Pour cet intervalle nous avons essayé d'introduire différentes ondes supplémentaires qui sont toutes restées négligeables et sans jamais arriver à rendre compatible avec 0 le nombre d'événements relatifs au fond. Probablement est-ce dû au fait que, pour des raisons de statistiques, nous avons essayé ces ondes indépendamment les unes des autres et qu'ainsi nous n'avons pu tenir compte d'éventuelles interférences constructives entre elles.

2. Comportement des ondes partielles

L'onde prédominante pour des masses $M_{3\pi}$ inférieures à $1.4 \text{ GeV}/c^2$ est l'onde 1^+ , la majorité des événements étant associée à l'onde partielle $1^+ S0+ (\zeta\pi)$ donc au $A1$. L'onde $1^+ P0+ (\varepsilon\pi)$ a une contribution plus faible et indépendante de la masse 3π .

Nous avons essayé des ondes $J^P = 1^+$ avec $M = 1$; la contribution de ces ondes est petite mais non négligeable et l'essentiel correspond à l'onde partielle $1^+ S1+ (\zeta\pi)$.

L'onde $0^- S0+ (\varepsilon\pi)$ est à peu près constante en fonction de la masse 3π .

Nous n'avons introduit les ondes 2^- que pour les masses $M_{3\pi}$ supérieures à $1.2 \text{ GeV}/c^2$, après avoir vérifié qu'au dessous de cette valeur leurs contributions étaient négligeables.

Les ondes $2^- S0+ (\rho\pi)$ et $2^- P0+ (\zeta\pi)$ présentent un maximum d'importance comparable dans l'intervalle de masse $(1.6 - 1.8)$ du $A3$.

L'onde $2^- D0+ (\varepsilon\pi)$ est non négligeable et est, elle, maximum dans l'intervalle $(1.4 - 1.6)$.

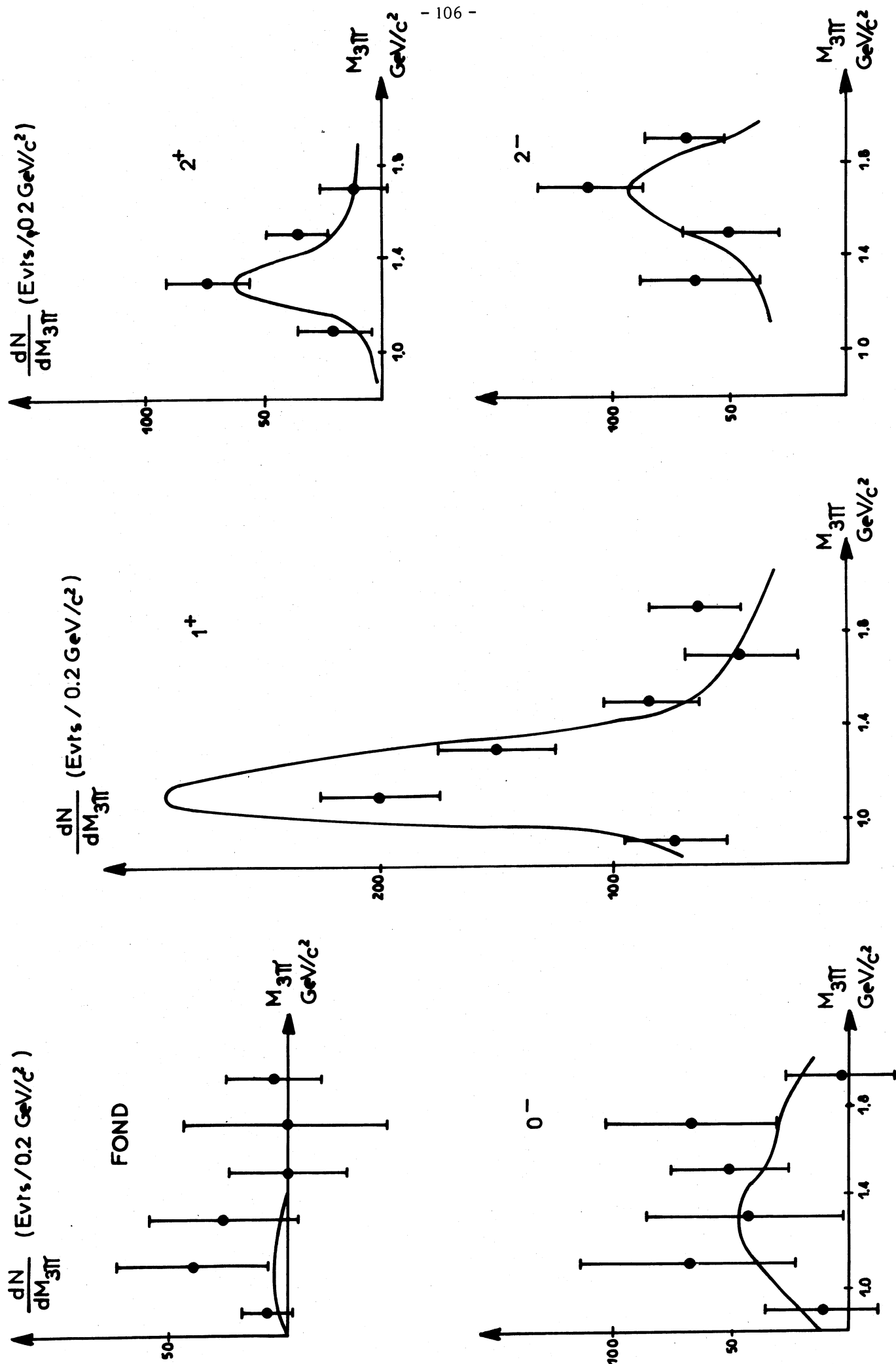
Il est possible de négliger l'onde 1^- à peu près partout; nous l'avons conservée car elle améliore cependant l'ajustement dans la région de $M_{3\pi} : (1.2 - 1.4) \text{ GeV}/c^2$.

L'onde 2^+ présente bien un maximum dans la région de masse $(1.2 - 1.4) \text{ GeV}/c^2$ et ce maximum provient uniquement de l'onde partielle $2^+ D1+ (\zeta\pi)$. Il peut donc être associé à la production de $A2$.

TABLEAU 12

ONDES $\Delta M_{3\pi}$ GeV/c ²	0.8-1.0	1.0-1.2	1.2-1.4	1.4-1.6	1.6-1.8	1.8-2.0
FOND	9 ± 15	41 ± 33	27 ± 33	0 ± 25	0 ± 44	6 ± 18
0 ⁻ S0+ (επ)	8 ± 21	43 ± 38	34 ± 35	33 ± 23	67 ± 39	2 ± 26
0 ⁻ P0+ (8π)	2 ± 7	19 ± 23	7 ± 9	17 ± 12		
1 ⁺ S0+ (8π)	39 ± 17	154 ± 31	94 ± 25	65 ± 23	19 ± 13	22 ± 16
1 ⁺ P0+ (επ)	30 ± 19	34 ± 17	19 ± 13	31 ± 19	38 ± 20	37 ± 18
1 ⁺ S1+ (8π)	1 ± 14	11 ± 22	30 ± 20	27 ± 23		
1 ⁺ P1+ (επ)	1 ± 11	2 ± 5	6 ± 5			
1 ⁺ S1- (8π)	4 ± 9	1 ± 17				
1 ⁻ P1+ (8π)	2 ± 16	6 ± 27	21 ± 20	8 ± 19		
1 ⁻ P1- (8π)		2 ± 16				
2 ⁻ S0+ (8π)			17 ± 16	10 ± 12	42 ± 13	22 ± 9
2 ⁻ P0+ (8π)			48 ± 26	20 ± 17	49 ± 17	20 ± 12
2 ⁻ D0+ (επ)			28 ± 22	35 ± 18	12 ± 9	15 ± 12
2 ⁺ P1+ (8π)		18 ± 21	2 ± 5	8 ± 14	2 ± 4	
2 ⁺ D1+ (8π)		17 ± 18	72 ± 22	2 ± 5	9 ± 11	
2 ⁺ P1- (8π)			0 ± 1	30 ± 12		
2 ⁺ D1- (8π)			9 ± 11	9 ± 10		
0 ⁻ 0+ Total	11 ± 27	68 ± 48	43 ± 43	51 ± 25	67 ± 39	2 ± 26
1 ⁺ 0+	67 ± 18	187 ± 27	113 ± 26	60 ± 18	46 ± 22	64 ± 19
1 ⁺ 1+	1 ± 23	13 ± 26	37 ± 23	25 ± 21		
1 ⁺ 1-	6 ± 15	1 ± 21				
1 ⁺ Total	74 ± 23	201 ± 27	150 ± 26	85 ± 21	46 ± 22	64 ± 19
1 ⁻ 1+	1 ± 16	6 ± 27	21 ± 20	8 ± 19		
1 ⁻ 1-		2 ± 16				
1 ⁻ Total	1 ± 16	8 ± 27	21 ± 20	8 ± 19		
2 ⁻ 0+ Total			63 ± 27	50 ± 21	111 ± 20	68 ± 16
2 ⁺ 1+		20 ± 17	67 ± 18	8 ± 13	11 ± 13	
2 ⁺ 1-			8 ± 10	28 ± 11		
2 ⁺ Total		20 ± 17	75 ± 18	36 ± 13	11 ± 13	
Nombre d'événements expérimentaux	90	309	341	203	192	120
Nombre total d'événements	95	338	379	230	235	140

Fig.61



3. Discussion des résultats

a. Nous avons introduit dans nos ajustements des ondes de η -- donc qui correspondent à un échange de spin-parité non naturel. Ces ondes restent presque toujours compatibles avec 0. Cela nous permet de dire que le pourcentage d'échange de spin-parité naturel dans cette réaction est supérieur à $97 \pm 3 \%$.

b. Nous voyons que l'état d'hélicité $M = 0$ est prépondérant pour l'onde de spin-parité non naturelle $J^P = 1^+$, mais que, cependant, les termes avec $|M| = +1$ ne sont pas tous négligeables.

c. Nous avons évalué à $87 \pm 10 \%$ la production d'états de spin-parité non naturels. Ce résultat est rapproché de ceux des réactions $\pi^- d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- d$ et $\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^+) p$ dans le tableau 14.

d. Le nombre total d'événements $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$ estimé par le programme est de 1417 événements. Ce nombre d'événements correspond à une section efficace de $(470 \pm 60) \mu b$. Ce résultat est un peu inférieur à la valeur d'environ $560 \mu b$ déduite des résultats en $\pi^+ p$ à 8, 16 et 23 GeV/c, résultats présentés dans la référence 21.

e. Ainsi que nous l'avons expliqué dans le chapitre I, notre lot expérimental est inhomogène en 3 br. Nous avons donc étudié l'influence de ce manque de 3 br sur les résultats physiques. Pour cela nous avons affecté un poids aux 3 br expérimentaux, poids calculé pour simuler en nombre l'existence des 3 br qui manquent.

TABLEAU 13

INFLUENCE DE L'INHOMOGENEITE EN 3 BR

	Evénements sans pondération des 3 BR	Evénements avec pondération des 3 BR
$J^P = 0^-$	17 ± 14	17 ± 12
$J^P = 1^+$	44 ± 10	43 ± 8
$J^P = 2^-$	21 ± 6	21 ± 5
$J^P = 1^-$	3 ± 6	3 ± 5
$J^P = 2^+$	10 ± 4	11 ± 3

Nous pouvons voir d'après les résultats regroupés dans le tableau 13 que le manque de 3 br ne biaise pas les résultats physiques.

IV. COMPARAISON DES RESULTATS OBTENUS DANS LES DEUX REACTIONS ET CONCLUSION

a. Les principales caractéristiques des deux réactions $\pi d \rightarrow \pi \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$, caractéristiques mises en évidence par l'analyse en ondes partielles du système 3π , sont résumées dans le tableau 14 accompagnées des résultats correspondants pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^+)_{DD} p$ (Réf. 20).

Il est visible sur ce tableau que les résultats obtenus sont tout à fait compatibles en ce qui concerne les deux réactions $\pi^- n \rightarrow (3\pi)^- n$ et $\pi^+ p \rightarrow (3\pi)^+ p$; nous nous attendions à ce résultat du fait que ces deux canaux correspondent respectivement aux états "miroirs" d'isospin $|3/2, -3/2\rangle$ et $|3/2, +3/2\rangle$.

La réaction cohérente est également peu différente; Dans la réaction cohérente cependant on voit que le méson A2 n'est pas produit; en effet l'onde totale 2^+ dans la région du A2 représente seulement $1.3 \pm 1\%$ de la réaction totale; or nous avons vu dans le chapitre I que nous pouvions estimer à environ 4 % la contamination de la réaction cohérente par la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$.

Si nous considérons grossièrement que dans une telle réaction il y a environ 5 à 6 % de production de A2 cela entraîne que 0.3 des 1,3 % de A2 précédemment calculée ne correspond pas à une production cohérente de A2.

Nous pouvons donc conclure que la production du A2 dans la réaction cohérente est de l'ordre de $1 \pm 1\%$.

b. De façon générale l'onde totale 2^- a le même taux de production dans les trois réactions : de l'ordre de 20 %.

Cependant les ondes partielles 2^- ont un comportement différent si l'on considère la réaction cohérente ou les réactions sur nucléon.

On peut bien sûr tout d'abord être étonné par la forte contribution, dans la réaction cohérente, de l'onde 2^- (3π) dans l'intervalle de $M_{3\pi}$: 1.0 - 1.2. Ce fait ne se trouve pas dans les 2 réactions sur nucléon. Signalons cependant que dans la réaction $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ à 4 GeV/c (Réf 11 d), il est indiqué que l'onde 2^- est produite principalement par l'intermédiaire d'un état 3π (la masse $M_{3\pi}$ analysée est inférieure à 1.4 GeV/c²).

Mais on peut de plus remarquer que le comportement des ondes 2^- (3π) et 2^- (4π) est différent dans la région de masse du A3 : nous présentons dans le tableau 15 les pourcentages d'onde 2^- totale dans un large intervalle de masse autour de la masse du A3, ainsi que le rapport entre les ondes 2^- (3π) et 2^- (4π).

(Nous avons fait l'étude sur des intervalles de masse un peu différents suivant les réactions : pour les réactions à 13 GeV/c l'intervalle est : $1.5 \leq M_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c² et pour les autres réactions : $1.4 \leq M_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c²).

TABEAU 14

	$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ à 9 GeV/c %	$\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-) n$ à 9 GeV/c %	$\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^+) p$ à 8, 16, 23 GeV/c (réf. 20) %
Echanges de Spin-parité naturel	100	97 ± 3	100
Etats de Spin-parité non naturels	90 ± 12	87 ± 10	92 ± 2
$J^P = 0^-$	20 ± 13	17 ± 14	14 ± 4
$J^P = 1^+$	47 ± 10	44 ± 10	53 ± 4
$J^P = 2^-$	23 ± 8	21 ± 6	19 ± 3
$J^P = 1^-$	5 ± 7	3 ± 6	
$J^P = 2^+$	5 ± 5	10 ± 4	8 ± 2
$J^P = 2^+$ de la région du A_2	1.3 ± 1	5 ± 1	4 ± 0.5

Nous voyons que si le pourcentage total d'onde 2^- , dans la région de masse du A_3 est pratiquement le même pour toutes les réactions, le rapport " $A_3 \rightarrow \varphi\pi$ " sur $A_3 \rightarrow f\pi$ est faible pour les deux réactions cohérentes, nettement plus élevé pour les réactions sur nucléon.

Dans l'analyse multidimensionnelle, présentée dans le chapitre II un résultat analogue est obtenu : les événements $\pi^- n \rightarrow A_3^- n$ sont réparties dans deux classes : $A_3^- \rightarrow \varphi^0 \pi^-$ et $A_3^- \rightarrow f^0 \pi^-$.

TABLEAU 15

REACTIONS	Pourcentages d'onde $J^P = 2^-$	Rapport $2^- (\varphi\pi) / 2^- (f\pi)$
$\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ à 9 GeV/c	40 ± 10	0.3 ± 0.2
$\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ à 13 GeV/c (Réf. 11.1)	37 ± 6	0.6 ± 0.3
$\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ à 9 GeV/c	35 ± 9	1.3 ± 0.8
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ à 8, 16, 23 GeV/c (Réf. 20)	39 ± 4	0.7 ± 0.2
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ à 13 GeV/c (Réf. 22)	43 ± 3	0.8 ± 0.1

CHAPITRE V

DESCRIPTION DES REACTIONS $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$ ET $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$ PAR UN MODELE D'ECHANGES DE π ET DE ρ

L'accumulation d'événements observée aux basses masses ($\rho^0 \pi^-$) (effet A1) dans les systèmes de 3 π produits diffractivement est généralement décrite par un modèle d'échange de Deck. Dans ce modèle, les propriétés d'une telle accumulation sont interprétées comme les réflexions des propriétés des différents échanges possibles ; en effet E.L. Berger (Réf. 24) montre qu'il est nécessaire d'introduire, en plus du graphe d'échange de π habituel (Fig. 62 a), un graphe d'échange de ρ (Fig. 62 b) pour reproduire correctement les résultats expérimentaux. Dans ce chapitre nous comparons les prédictions d'un simple échange de π avec une somme cohérente d'échanges de π et de ρ pour les réactions $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$.

I. DESCRIPTION DES AMPLITUDES UTILISEES

Les amplitudes utilisées pour décrire les réactions $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$ sont très semblables et ont comme base commune un modèle de Deck Reggeisé (Réf. 23). Ces amplitudes sont le produit de termes que l'on peut déduire des schémas 62 a et b.

a. L'amplitude correspondant à l'échange d'un π (Réf. 7) est le produit de 3 termes :

- un terme $M_{\pi\pi}$ qui décrit, à l'aide de déphasages, la diffusion $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ du vertex supérieur,
- un propagateur Reggeisé R_π pour le pion échangé,
- un terme $M_{\pi\{d\}}^{\{n\}}$ qui décrit les diffusions $\pi d \rightarrow \pi d$ ou $\pi n \rightarrow \pi n$

L'amplitude totale M_π s'écrit alors :

$$M_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ M_{\pi^+ \pi_1^-} R_{\pi_2} M_{\pi_2 \{d\}}^{\{n\}} + M_{\pi^+ \pi_2^-} R_{\pi_1} M_{\pi_1 \{d\}}^{\{n\}} \right\}$$

b. En faisant l'hypothèse que l'hélicité du ρ se conserve, on peut écrire l'amplitude correspondant à l'échange d'un ρ sous la forme d'un produit des termes :

- une constante de couplage $M_{\pi\pi\rho}$ pour le vertex supérieur
- un propagateur Reggeisé décrivant le ρ échangé : R_ρ
- une fonction de Breit et Wigner BW_ρ pour représenter la désintégration du ρ
- un terme $M_{\rho\{d\}}^{\{n\}}$ pour décrire les diffusions $\rho d \rightarrow \rho d$ ou $\rho n \rightarrow \rho n$

L'amplitude résultante M_ρ est donc égale à :

$$M_\rho = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ M_{\pi^- \pi_1^- \rho_2} R_{\rho_2} BW_{\rho_2} M_{\rho_2 \{d\}}^{\{n\}} + M_{\pi^- \pi_2^- \rho_1} R_{\rho_1} BW_{\rho_1} M_{\rho_1 \{d\}}^{\{n\}} \right\}$$

c. D'autre part pour reproduire la production du A2 dans la réaction $\pi^- n \rightarrow (\rho^0 \pi^-) n$ nous avons fait l'hypothèse que cette production s'effectue par un simple échange de trajectoire de Regge. En faisant un raisonnement analogue à celui du chapitre III § 5, à savoir que la seule contribution importante provient de la trajectoire de plus grand $\alpha(0)$, nous voyons que l'échange dominant est celui de la trajectoire du ρ

L'amplitude que nous avons utilisée s'écrit alors (schéma 62. c) :

$$M_{A_2} = BW(A_2) * \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ BW(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) + BW(\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \right\} \times R_\rho$$

ou BW indique une fonction de Breit et Wigner et R_ρ le propagateur Reggeisé du ρ

Nous avons alors généré, avec un programme de Monte Carlo des événements pondérés de la façon qui suit :

- Evénements $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$
poids = $|M_\pi + M_\rho|^2$
- Evénements $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \pi^- n$
poids = $(1-P) |M_\pi + M_\rho|^2 + P |M_{A_2}|^2$

ou P est le pourcentage de A2 produit.

Dans les résultats présentés dans le paragraphe suivant P est choisi égal à 0.05, cette valeur étant celle qui permet de reproduire le plus correctement la masse équivalente expérimentale ($\rho^0 \pi^-$) et qui d'autre part est compatible avec le taux de production du A2 obtenu dans le chapitre II.

Tous les termes présentés dans ce paragraphe sont décrits en détail dans l'annexe 3.

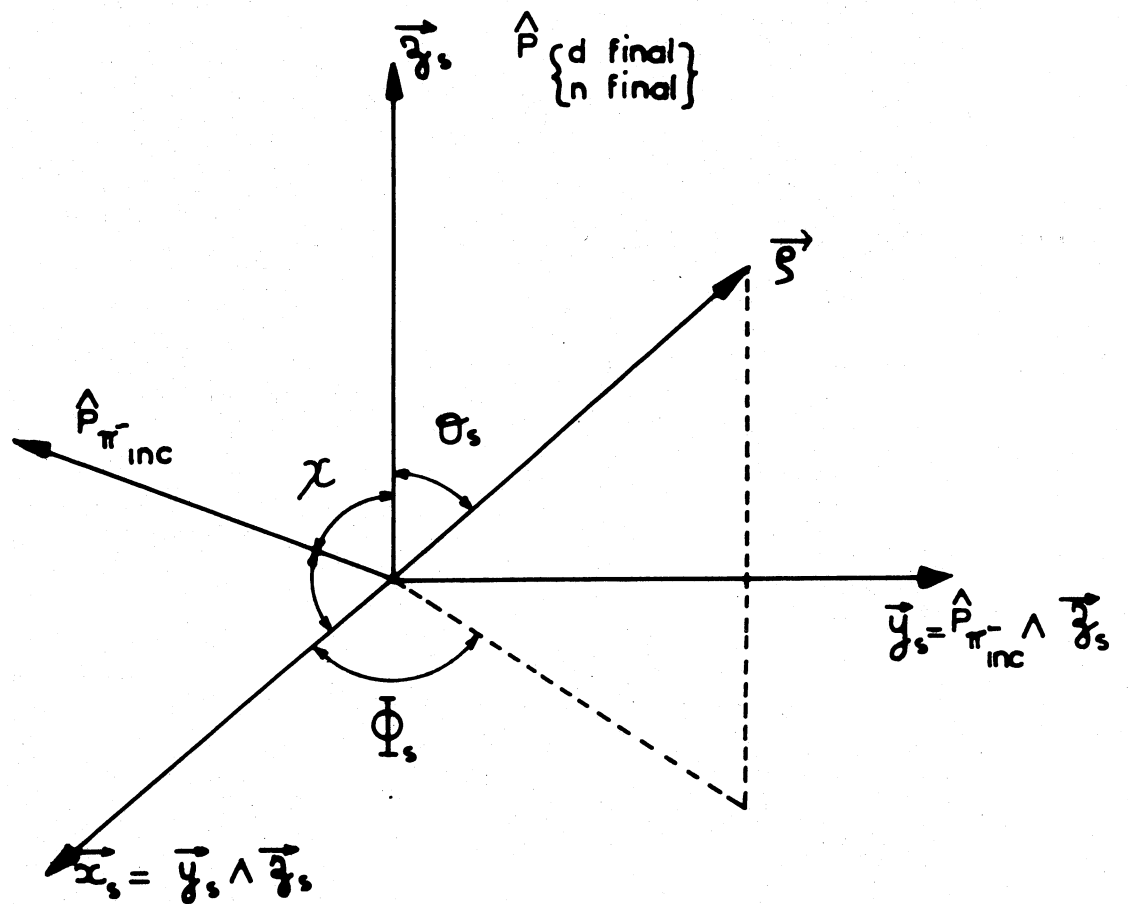
II. COMPARAISON POUR QUELQUES DISTRIBUTIONS CARACTERISTIQUES DES PREVISIONS THEORIQUES ET DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les distributions que nous allons examiner pour chacune des deux réactions sont les suivantes :

- les masses effectives ($\rho^0 \pi^-$), ($\pi^+ \pi^-$) et ($\pi^- \{d, n\}$)
- l'angle ϕ_s , angle azimutal de la désintégration du système ($3\pi^-$) en $\rho^0 \pi^-$ défini avec un système d'axes d'hélicité s (annexe 4) dans le référentiel lié au système $3\pi^-$. Cet angle est représenté plus explicitement sur le schéma 63.

Il est en effet montré par E.L. Berger dans la référence 24 que l'allure de la distribution de ϕ_s est très différente pour un échange de π ou un échange de ρ : en effet cet angle est relié au transfert du π^- incident au ρ par la relation : (annexe 5)

$t_{\pi\rho} = A(s, m_{3\pi}, t_{\pi n}, m_{\pi d}^2) - B(s, m_{3\pi}, t_{\pi n}, m_{\pi d}^2) \cos \phi_s$
ou A et B sont des fonctions à valeurs positives.



Tous les vecteurs sont définis dans le référentiel lié au système $(3\pi)^-$

Fig.63

Ainsi la région $|\phi_s| \approx 0$ correspond à des petites valeurs du transfert $t_{\pi\eta^0}$ donc à un échange de π , alors que la région $|\phi_s| \approx \pi$ provient de grandes valeurs du transfert $t_{\pi\eta^0}$, donc d'un échange de η .

A. Réaction $\pi^- d \rightarrow \eta^0 \pi^- d$

Nous avons sélectionné les événements de cette réaction à l'aide des coupures qui suivent :

- L'une au moins des deux masses effectives ($\pi^+\pi^-$) doit avoir une valeur comprise entre 0.68 et 0.88 GeV/c².

- Le transfert $|t_{dd}|$ de la cible au deuton final doit avoir une valeur inférieure à 0.1 (GeV/c)² et supérieure à 0.02 (GeV/c)².

Nous avons imposé la condition $|t_{dd}| < 0.02$ (GeV/c)² car il manque des événements à petit transfert (Fig. 11) dans notre lot expérimental.

(Tous les événements avec deuton non visible n'ont pas été mesurés voir chapitre I).

Nous disposons alors de 694 événements.

a. Distributions expérimentales

Les distributions des masses $\eta^0\pi^-$, $\pi^+\pi^-$, π^-d et de l'angle $|\phi_s|$ sont représentées sur les figures 64 à 67. Pour les événements qui ont deux masses effectives $\pi^+\pi^-$ pouvant être un η nous avons histogrammé les deux valeurs $|\phi_s|$, chacune pondérée par un facteur 1/2.

Sur chacune des distributions expérimentales nous avons représenté les distributions théoriques correspondantes pour l'échange d'un π seul et pour la somme d'échanges de π et de η .

On voit clairement sur les distributions $\eta^0\pi^-$, $\pi^+\pi^-$ et $|\phi_s|$ que la somme d'un échange de π et d'un échange de η donne des résultats nettement supérieurs à ceux d'un simple échange de π .

La distribution π^-d n'est bien reproduite ni par l'un ni par l'autre, mais cela provient de ce que nous ne reproduisons pas assez bien l'effet d^* .

Enfin nous avons calculé à partir des événements simulés par le programme de Monte Carlo, la contribution relative théorique d'échange de η dans un échange total ($\pi + \eta$) ; cette contribution est ainsi définie :

$$R = \left(\sum_{i=1}^{N_{\text{th}}} |m_{\eta_i}|^2 / \sum_{i=1}^{N_{\text{th}}} |m_{\pi_i} + m_{\eta_i}|^2 \right), \text{ ou } N_{\text{th}}$$

représente le nombre total d'événements générés. Nous avons trouvé :
 $R = 0.45 \pm 0.05$

b. Corrélation entre la masse $\eta\pi$ et la pente de $d\sigma/d|t_{dd}|$

C'est une caractéristique bien connue des interactions inélastiques que la décroissance à λ fixée, de la pente b de la distribution $d\sigma/d|t_{dd}|$ lorsque la masse $\eta\pi$ croît. Cette décroissance de la pente b est nettement visible dans nos données (Tableau 16).

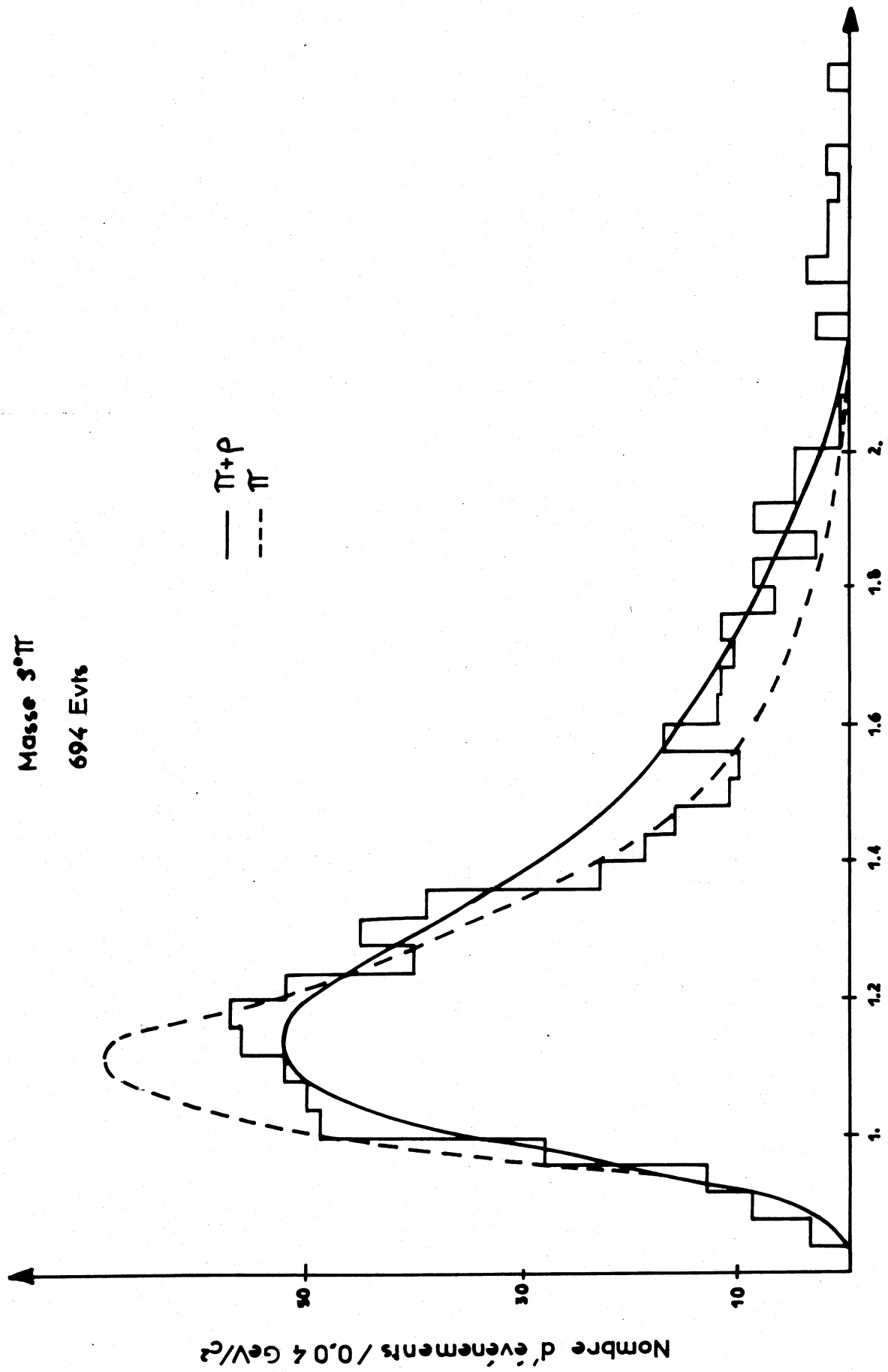


Fig.64

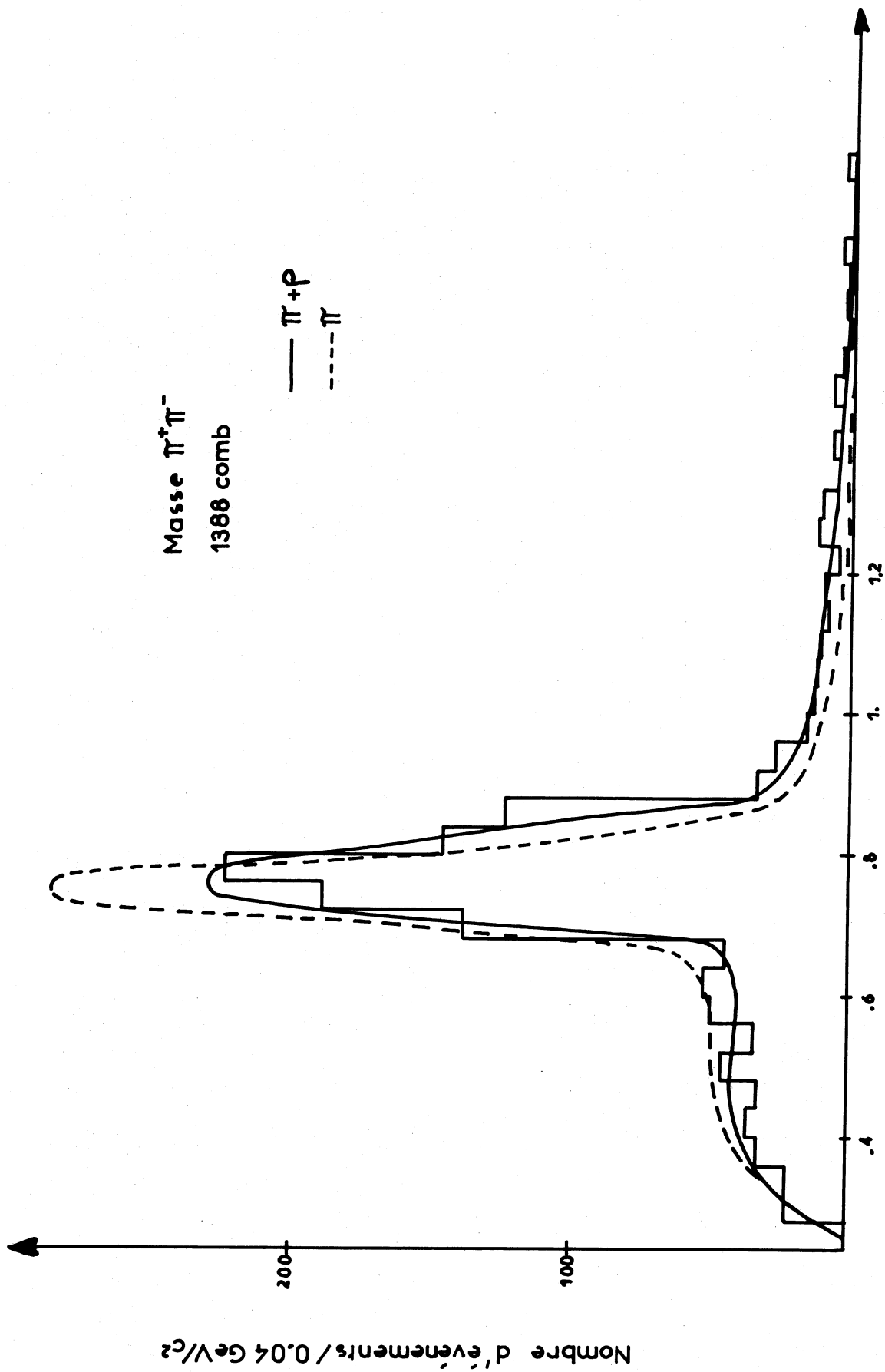


Fig . 65

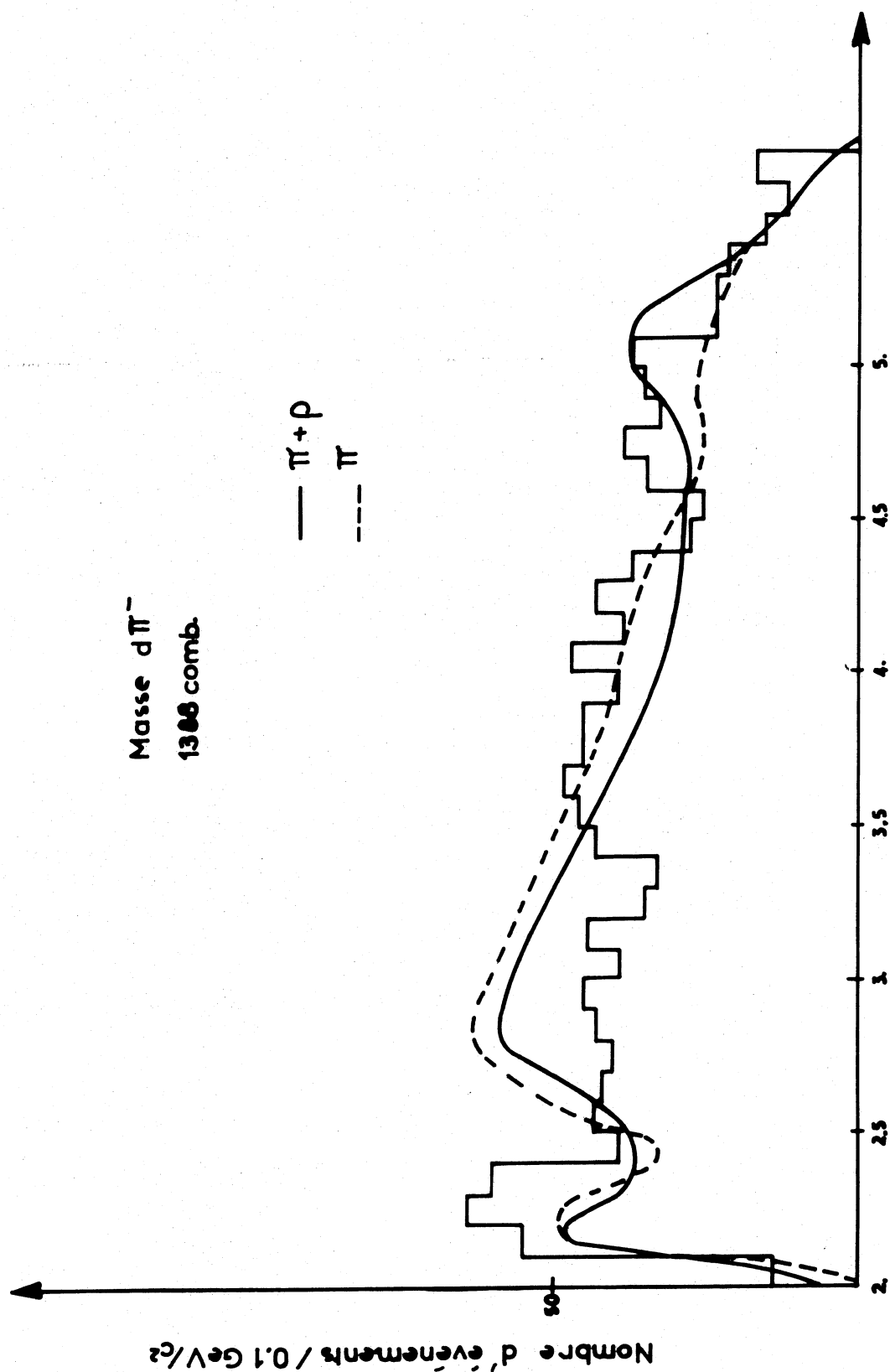


Fig. 66

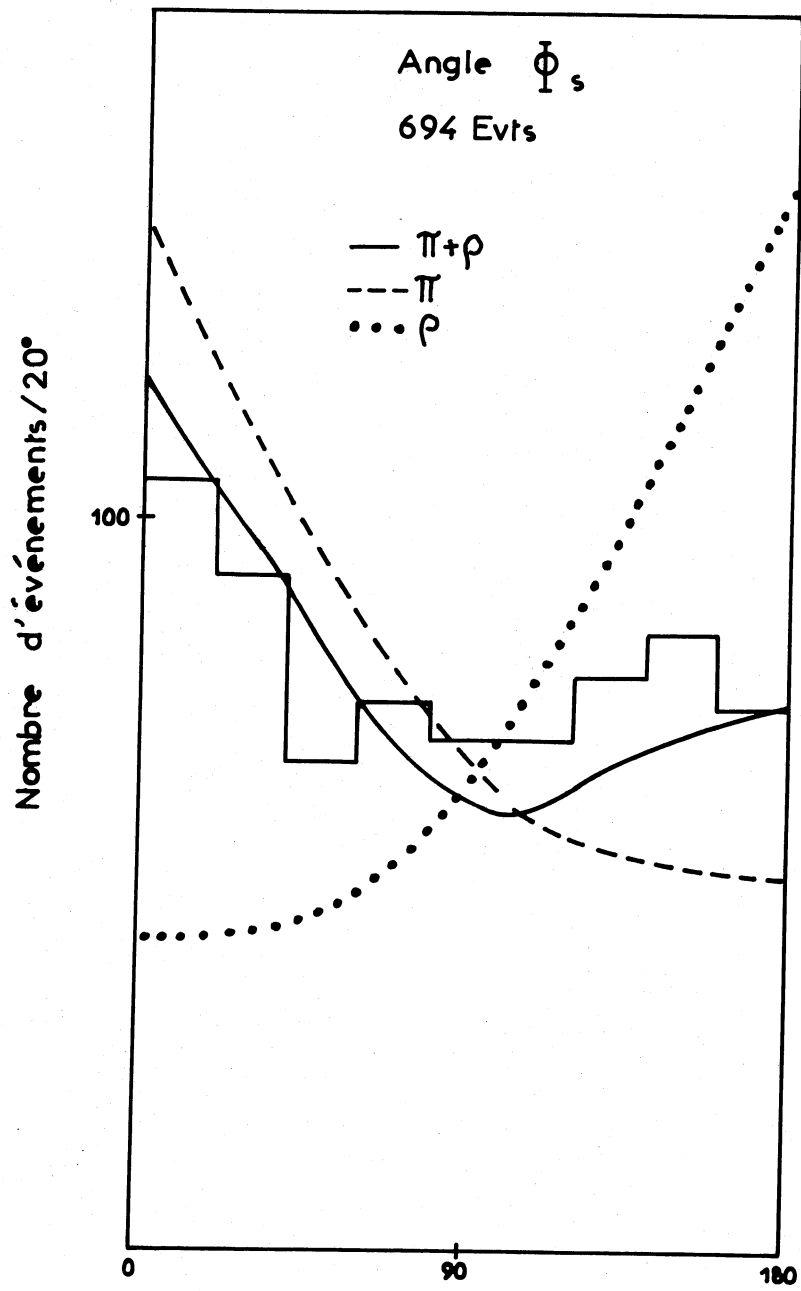


Fig.67

Dans le modèle de Deck que nous avons utilisé cette variation existe également (Réf. 24); en effet au seuil ($M_{\pi\pi} \simeq M_{\pi} + M_{\rho}$) les transferts t_{π} du π incident au ρ et t_{dd} de la cible au deuton final sont reliés par l'égalité (Annexe 5) :

$$t_{\pi} = \left(\frac{M_{\rho} t_{dd} + M_{\pi}^2}{M_{\pi} + M_{\rho}} - M_{\rho} M_{\pi} \right) \simeq t_{dd}$$

D'autre part la partie prépondérante de la dépendance en transferts de l'amplitude d'échange d'un π est de la forme :

$$M_{\pi} \simeq \Gamma(-\alpha_{\pi}) e^{\lambda t_{dd}}$$

$$\text{avec } \alpha_{\pi} = \frac{0.9(\text{GeV}/c)^{-2} (t_{\pi} - M_{\pi}^2)}{\lambda - 0.5(\text{GeV}/c)^{-2} (t_{\pi} - M_{\pi}^2)}$$

donc au seuil si $t_{\pi} \simeq t_{dd}$ on peut voir comment va varier M_{π} :

quand t_{dd} décroît de $0.2 \text{ à } 0.1 (\text{GeV}/c)^2$, $(-\alpha_{\pi})$ va croître d'environ 0.02 à 0.07, donc $\Gamma(-\alpha_{\pi})$ décroît et $M_{\pi} \simeq \Gamma(-\alpha_{\pi}(t_{dd})) e^{\lambda t_{dd}}$ décroît, quand $|t_{dd}|$ croît, plus vite qu'avec la simple pente λ .

Ainsi pour les petites valeurs de $M_{\pi\pi}$, la pente de la distribution $d\sigma/dt_{dd}$ doit être plus forte que pour les grandes valeurs de la masse $M_{\pi\pi}$.

Pour une raison analogue le graphe de l'échange d'un ρ devrait donner une corrélation pente-masse $\rho\pi$ mais beaucoup moins importante.

Dans le tableau 16 qui suit nous avons regroupé les valeurs de la pente (en $(\text{GeV}/c)^{-2}$) pour nos événements expérimentaux ainsi que les résultats théoriques correspondants aux différents échanges de $\pi + \rho$, π ou ρ seul.

TABEAU 16

b en $(\text{GeV}/c)^{-2}$ \ $\Delta M_{\rho\pi}$ GeV/c^2	0.8 - 1.1	1.1 - 1.4	1.4 - 1.8
Evénements expérimentaux	35 ± 2	28 ± 2	22 ± 4
Echanges de $\pi + \rho$	34 ± 4	30 ± 2	29 ± 4
Echange d'un π	33 ± 3	30 ± 3	29 ± 4
Echange d'un ρ	28 ± 3	28 ± 3	31 ± 4

Dans ce tableau nous voyons que le modèle d'échange d'un π et d'un ρ que nous avons utilisé présente effectivement une corrélation entre la décroissance de la pente avec une croissance de la masse $\rho\pi$; cependant cette corrélation, qui provient d'ailleurs uniquement de la partie échange d'un pion, est insuffisante pour reproduire nos résultats expérimentaux.

B. Réaction $\pi^- \pi^- \rightarrow \rho^0 \pi^- n$

Nous avons sélectionné les événements à l'aide des coupures suivantes :

$$0.68 \leq M_{\pi^+\pi^-} \leq 0.88 \text{ GeV}/c^2$$

$$0.1 \leq |t_{nn}| \leq 0.8 \text{ (GeV}/c)^2$$

(le motif de la coupure en transfert étant le même que dans le cas des événements cohérents). Le lot expérimental est alors composé de 1049 evts.

a. Distributions expérimentales

Les distributions des masses $\rho^0\pi^-$, $\pi^+\pi^-$, π^-n et de l'angle $|\phi_s|$ sont représentées sur les figures 68 à 71 ; sur chacune d'entre elles nous avons présenté les distributions théoriques correspondant à l'échange d'un π et d'un ρ avec et sans A_2 , et à l'échange d'un π seul.

Sur chacune de ces figures il apparaît nettement que l'échange d'un π et d'un ρ correspond bien mieux à nos événements expérimentaux que l'échange d'un π seul. L'addition du graphe production de A_2 ne modifie en aucune façon la distribution de l'angle $|\phi_s|$, car pour ce graphe cette distribution est plate. D'autre part on voit que, en raison de son faible taux de production (5 %) l'influence du terme $|M_{A_2}|^2$ n'est pas visible pour les distributions $\pi^+\pi^-$ et π^-n .

En revanche elle est naturellement importante dans la distribution $M_{\rho^0\pi^-}$; on voit cependant que le modèle que nous avons utilisé ne reproduit pas correctement les grandes masses $\rho^0\pi^-$ et imparfaitement le taux de production de la résonance Δ_{1236} .

De façon tout à fait analogue à ce que nous avons fait dans le paragraphe (A-a) précédent, nous avons calculé la contribution relative théorique R d'échange de ρ pour un échange total ($\pi + \rho$) et avons trouvé :

$$R = 0.50 \pm 0.05$$

b. Corrélation entre la masse $\rho^0\pi^-$ et la pente de $d\sigma/dt_{nn}$

Nous avons regroupé, dans le tableau 17, les valeurs expérimentales et théoriques obtenues pour la pente b en fonction de la masse $\rho^0\pi^-$

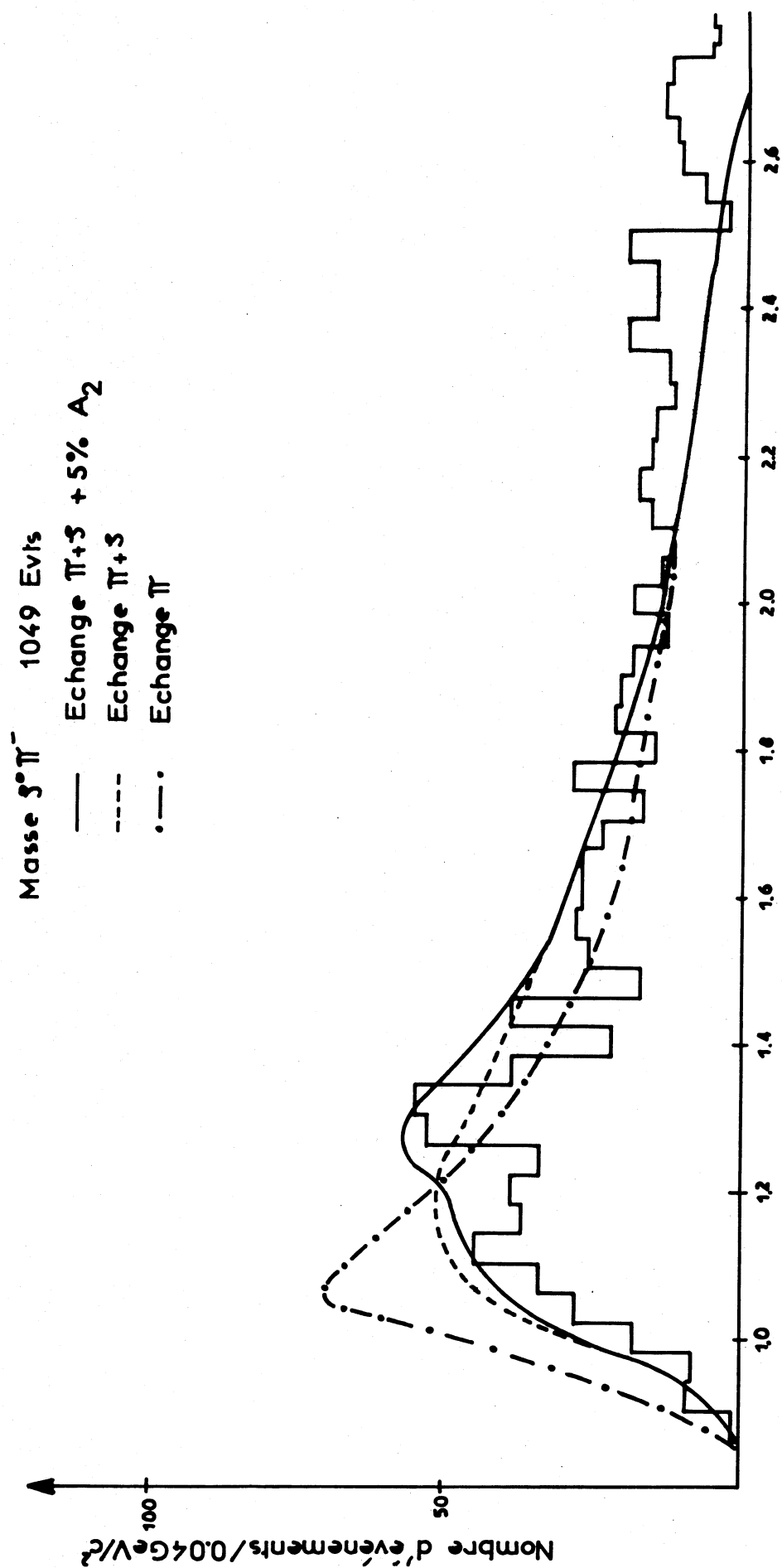


Fig. 68

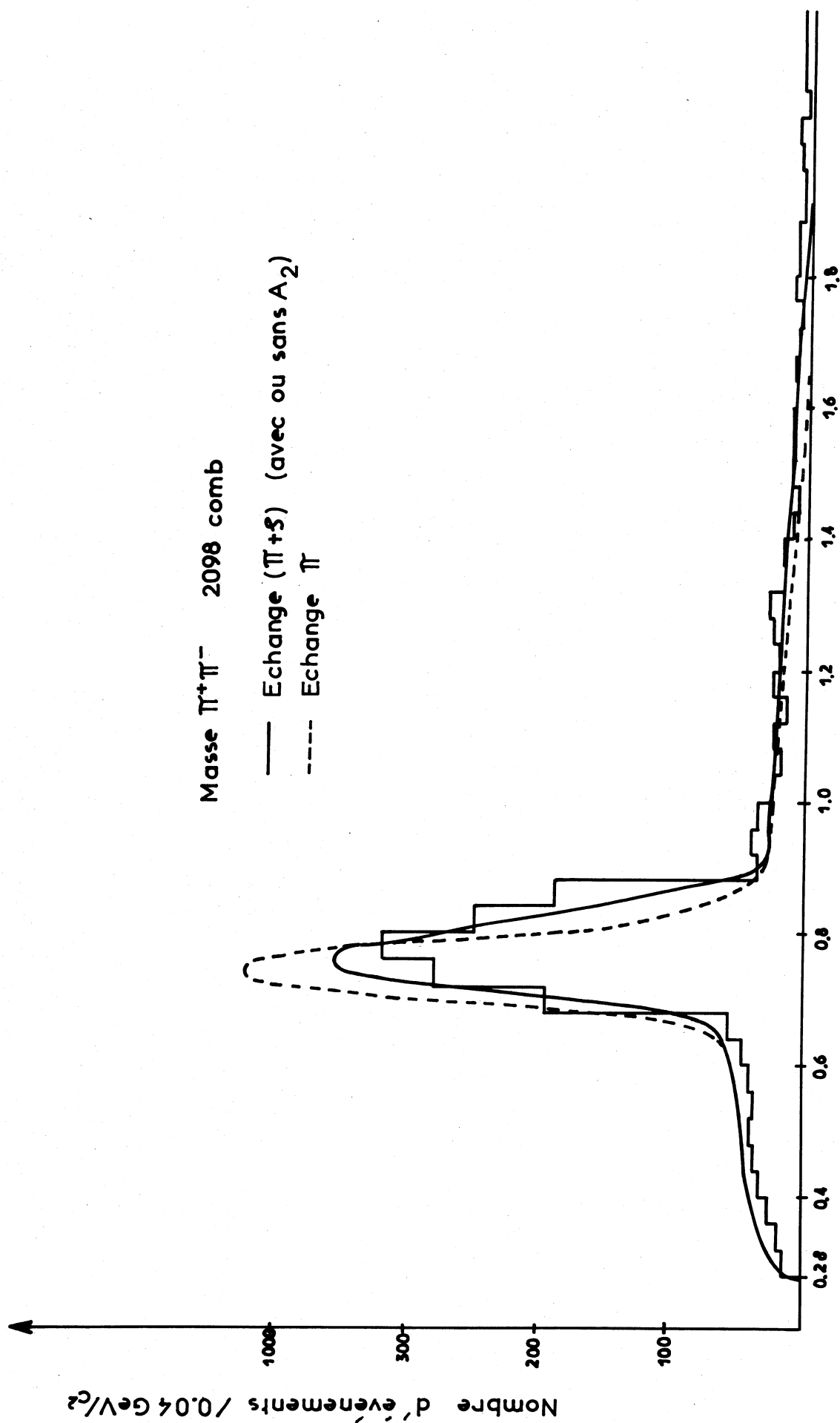
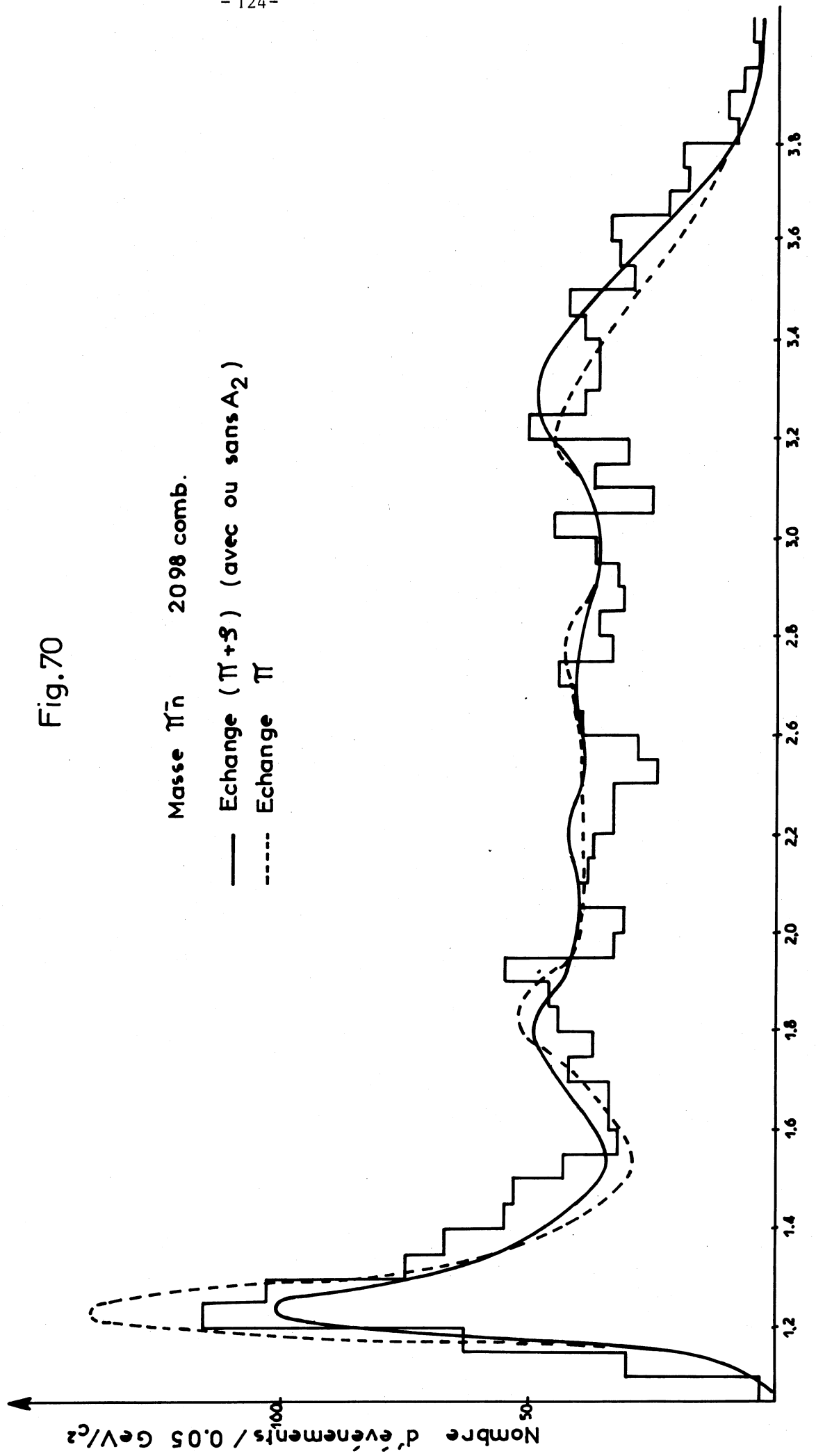


Fig.69

Fig.70



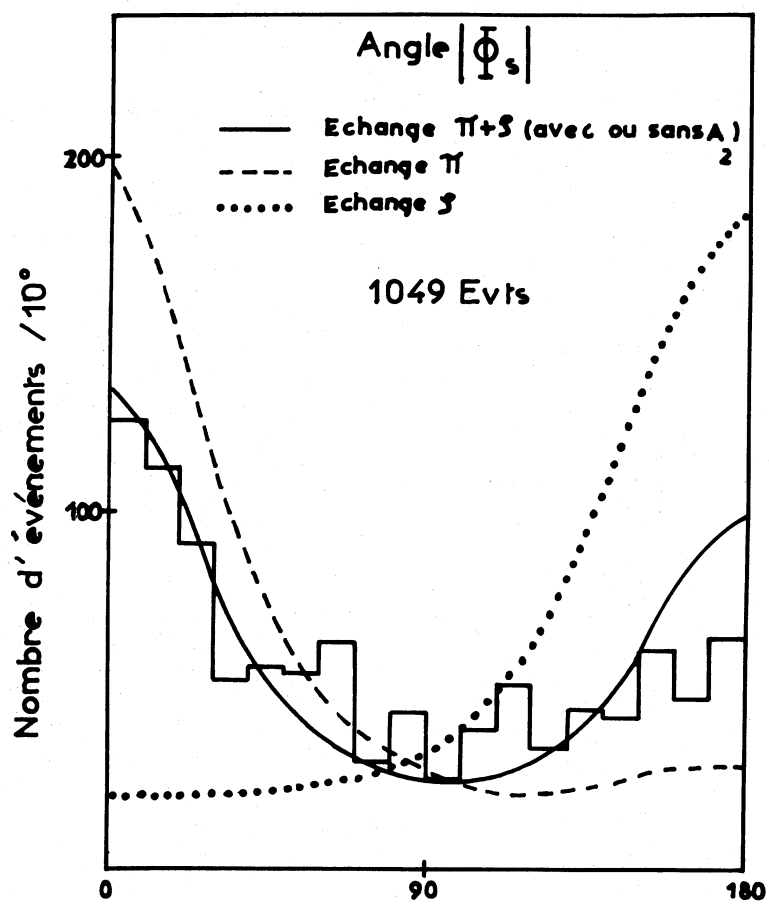


Fig.71

TABLEAU 17

$\Delta M_{3\pi} \text{ GeV/c}^2$ b (GeV/c) ⁻²	0.88-1.38	1.38-1.88	1.88-2.38
Evénements expérimentaux	8.7 ± 0.8	8.2 ± 0.8	6.6 ± 1.1
Echange ($\pi + \zeta$) + (5 % A2)	9.6 ± 1.	8.4 ± 1.	9.3 ± 1.
Echange ($\pi + \zeta$)	9.1 ± 1.	8.3 ± 1.	9.3 ± 1.
Echange π	10.6 ± 1.	10.1 ± 1.	10.8 ± 1.
Echange ζ	6.3 ± 1.	6.5 ± 1.	6.8 ± 1.

Il apparaît sur ce tableau qu'une corrélation expérimentale existe, mais que le modèle ne la reproduit pas. En effet le terme d'échange de π ne présente, pour la réaction $\pi^- n \rightarrow \zeta^0 \pi^- n$ aucune corrélation (masse-pente) contrairement aux prédictions faites dans le paragraphe (A-b) précédent. Il est probable que cela provient de ce que cette corrélation prévue est faible et donc moins apparente pour des événements de pente moyenne faible ($\approx 7 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ pour la réaction $\pi^- n \rightarrow \zeta^0 \pi^- n$) que pour des événements ayant une pente moyenne plus élevée ($\approx 30 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ pour la réaction $\pi^- d \rightarrow \zeta^0 \pi^- d$).

III. CONCLUSION

De façon générale nous venons de montrer qu'un échange de ζ , aussi bien qu'un échange de π , est nécessaire pour décrire les deux réactions. Cette conclusion apparaît de façon particulièrement évidente dans les distributions $|\Phi_S|$. La description des événements expérimentaux, par le modèle que nous venons de décrire, est satisfaisante sauf en ce qui concerne la distribution $\pi^- d$.

Notons de plus que les contributions relatives des graphes d'échange de π et de ζ sont prédites par le modèle et qu'aucun paramètre libre n'a été ajusté.

Cependant ce modèle ne reproduit pas la corrélation (masse-pente) expérimentalement observée. La raison de ce fait est présentée dans la référence 43 dans laquelle il est dit que cette corrélation ne peut être correctement retrouvée qu'en introduisant un graphe supplémentaire de production directe, par échange de pomeron, du système 3π .

CHAPITRE VI

SYNTHESE DES RESULTATS OBTENUS ET ETUDE COMPARATIVE DES DEUX REACTIONS

Dans ce chapitre nous commençons par regrouper les résultats obtenus à l'aide de coupures en impulsions longitudinales, d'une analyse multidimensionnelle et d'une décomposition en ondes partielles des systèmes (3π) diffractifs et nous les comparons à ceux obtenus pour des réactions analogues à d'autres énergies. Puis nous présentons une comparaison de la production de trois pions sur neutron et, de façon cohérente, sur deuton.

I. RESUME DES RESULTATS OBTENUS

A. La réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ à 9 GeV/c

a. - La section efficace totale de cette réaction est égale à $(340 \pm 60) \mu\text{b}$. Nous avons comparé cette valeur à celles obtenues pour la réaction $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ à diverses énergies. En effet, l'isospin du deuton étant nul, les sections efficaces des réactions $\pi^- d \rightarrow (3\pi)^- d$ et $\pi^+ d \rightarrow (3\pi)^+ d$ doivent être égales. Nous présentons sur la figure 12.a une compilation des sections efficaces de la réaction $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ (Réf. 11 m); notre résultat est tout à fait compatible.

- Sur la figure 11 est présentée la distribution $(d\sigma/d|t|dd)$; l'allure de cette distribution est bien reproduite par une exponentielle de pente $-31 \pm 2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$. La valeur de cette pente est en accord avec celles trouvées dans les expériences de la référence 11.

- Dans le tableau qui suit nous avons regroupé les résultats obtenus.

Réaction	Coupures en impulsion longitudinales $\sigma(\mu\text{b})$	Analyse multi-dimensionnelle $\sigma(\mu\text{b})$	Analyse en ondes partielles $\sigma(\mu\text{b})$
3 π diffractif	260 ± 80	175 ± 45	(évaluées dans les régions de masse du A1 et du A3)
A1 $\rightarrow \rho^0 \pi^-$	160 ± 40	167 ± 40	$(1^+) 110 \pm 30$
A3 $\rightarrow \rho^0 \pi^-$	19 ± 5	8 ± 5	$(2^- \pi^-) 23 \pm 7$
A3 $\rightarrow \rho^0 \pi^-$	23 ± 10		$(2^- \pi^-) 7 \pm 3$
$\rho^0 d^* 0$	26 ± 10	46 ± 10	
$\rho^0 d^* 0$	7 ± 2	10 ± 5	
$\pi^- \pi^- d^{*++}$	22 ± 10	20 ± 5	

b. Les principales caractéristiques de cette réaction, à savoir prédominance de la production de méson ξ^0 , de A1 et d'un peu de A3, présence d'effets d* sont semblables à celles trouvées dans les expériences de la référence 11. Ceci apparaît dans le tableau 18 dans lequel nous avons regroupé les pourcentages de production des différents canaux.

Cependant deux points sont un peu différents :

- l'accumulation d'événements à la masse du A3 semble résulter aussi bien d'un effet $\xi\pi$ que d'un effet $\xi\pi$ (voir fin chapitre IV),

- contrairement aux expériences décrites dans les références 11 d et j, nous ne voyons pas de production cohérente de A2. En effet à 4 GeV/c et à 7 GeV/c les auteurs trouvent une section efficace pour la réaction $\pi^+d \rightarrow A2^+d$ de, respectivement, $(14 \pm 6) \mu b$ et $12 \mu b$.

En ce qui nous concerne nous estimons que cette section efficace est égale à $(3 \pm 3) \mu b$.

B. La réaction $\pi^-n \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-n$ à 9 GeV/c

- La section efficace totale de cette réaction est égale à $(1420 \pm 100) \mu b$. Cette valeur est nettement inférieure à celle prévue pour la réaction miroir d'isospin $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+p$; en effet le meilleur ajustement effectué sur les valeurs, pour diverses énergies, des sections efficaces de cette réaction correspond à une variation $\sigma = 8130 \mu b (P_{lab} \text{ (en GeV/c)})^{-0.67}$ donne une valeur de $1820 \mu b$ à 9 GeV/c (Réf. 9, fig. 12b).

- Dans le tableau 19 nous présentons une comparaison des nombres d'événements obtenus pour chaque réaction dans notre expérience et dans trois expériences étudiant la réaction $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+p$ à 8, 11.7 et 16 GeV/c.

a. Systèmes (3π) produits vers l'avant

Nous voyons que dans l'ensemble l'accord entre les valeurs des sections efficaces de production des A1, A2 et A3 n'est pas mauvais. En ce qui concerne l'analyse en ondes partielles du système des 3π , nous avons montré, à la fin du chapitre qui traite de cette analyse, que les pourcentages des différentes ondes que nous avons trouvés sont tout à fait compatibles avec ceux obtenus dans la réaction $\pi^+p \rightarrow (\pi^+\pi^-\pi^+)_{DD} p$ à 8, 16 et 23 GeV/c (Réf. 20).

Cependant la section efficace globale de production d'un système diffractif de (3π) de $(470 \pm 60) \mu b$ que nous obtenons par l'analyse en ondes partielles est inférieure à celle de $560 \mu b$ prévue à cette énergie dans la référence 21.

Cette différence peut être expliquée par l'image géométrique qui suit :

Lorsque les deux nucléons du deuton sont "suffisamment" éloignés l'un de l'autre au moment de l'interaction on peut supposer que celle-ci est identique à une interaction sur nucléon libre. Pour un canal donné le produit de la section efficace d'interaction sur un nucléon libre par la probabilité que les deux nucléons soient "assez" éloignés l'un de l'autre doit être égale à la section efficace d'interaction sur un nucléon du deuton.

TABLEAU 18

POURCENTAGES	π^- 3.7 GeV/c	π^+ 4.1 GeV/c	π^+ 4.2 GeV/c	$\pi^\pm$ 5.1 GeV/c	π^+ 5.4 GeV/c	π^- 9 GeV/c (cette exp)	π^- 15 GeV/c	π^+ 15 GeV/c
$\pi^+ d \rightarrow (3\pi)_{DD}^+ d$ total						77 ± 4	81 ± 3	
$\pi^+ d \rightarrow \rho^0 \pi^\pm d$ total	54		57	44 ± 6	75 ± 20	63 ± 4		60
$\pi^+ d \rightarrow A1^\pm d$		46 ± 6				47 ± 3	47 ± 2	
$\pi^+ d \rightarrow A3^\pm d$		8 ± 6				12 ± 2	17 ± 1	
$\pi^+ d \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\pi^- d)$ total						15 ± 2	12 ± 1	
$\pi^+ d \rightarrow \rho^0 d^{*++}$	30		32	31 ± 5		10 ± 1		15
$\pi^+ d \rightarrow \rho^0 d^{*++}$				5 ± 1.5		2 ± 1		
$\pi^+ d \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm d^{*++}$				14 ± 2		6 ± 1	5 ± 1	9
$\pi^+ d \rightarrow \pi^+ (\pi^+ \pi^- d)_{DD}$	8					2 ± 0.5	2 ± 0.5	

TABLEAU 19

Réaction	$\pi^- n \longrightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ à 9 GeV/c			$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ 11.7 GeV/c [Réf. 26]	$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ 10 GeV/c [Réf. 27]	$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ 16 GeV/c [Réf. 28]	$\pi^+ p \longrightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ 8 GeV/c [Réf. 29]
Type d'analyse utilisée	Coupages $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	Analyse multi-dimensionnelle $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	Analyse en ondes partielles $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	Recherche de Clusters $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	Analyse de Van Hove $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	prism-plot $\sigma \text{ } \mu\text{b}$	Breit Wigner $\sigma \text{ } \mu\text{b}$
total $(\pi^+ \pi^-)(\pi^- n)$ $\rho^0 \Delta_{1236}$ $\phi \Delta_{1236}$ $\rho^0 \Delta_{1900}$	564 $\pm$ 80 241 $\pm$ 40 68 $\pm$ 10 25 $\pm$ 5	482 $\pm$ 40 228 $\pm$ 30 117 $\pm$ 20 79 $\pm$ 15		539 $\pm$ 40 290 $\pm$ 36 110 $\pm$ 24 24 $\pm$ 6	430 $\pm$ 52 124 $\pm$ 20 66 $\pm$ 13	391 $\pm$ 30 194 $\pm$ 16 98 $\pm$ 12 67 $\pm$ 10	311 $\pm$ 35 143 $\pm$ 20
total $(\pi^- \pi^+ \pi^- n)$ $\Delta_{1236} \pi^- \pi^-$	122 $\pm$ 20 85 $\pm$ 15				77 $\pm$ 12		
total $(3\pi^-)n$ A1 $\longrightarrow \rho^- \pi^-$ A2 $\longrightarrow \rho^- \pi^-$ A3 $\longrightarrow \rho^- \pi^-$ A3 $\longrightarrow \phi \pi^-$	393 $\pm$ 60 114 $\pm$ 15 98 $\pm$ 15 43 $\pm$ 5 35 $\pm$ 5	422 $\pm$ 40 174 $\pm$ 25 84 $\pm$ 15 47 $\pm$ 10 28 $\pm$ 5	470 $\pm$ 60 141 $\pm$ 30 43 $\pm$ 15 25 $\pm$ 10 20 $\pm$ 8	105 $\pm$ 15 55 $\pm$ 9 65 $\pm$ 10	506 $\pm$ 60	590 $\pm$ 50 349 $\pm$ 21 77 $\pm$ 12 71 $\pm$ 11	135 $\pm$ 15 100 $\pm$ 15 46 $\pm$ 10
total $\pi^- (\pi^- \pi^+ n)$ N_{1470}^* N_{1700}^*	223 $\pm$ 80 58 $\pm$ 10 75 $\pm$ 10	203 $\pm$ 25 93 $\pm$ 15 40 $\pm$ 20			275 $\pm$ 34 32 52 $\pm$ 10 32 $\pm$ 4	266 $\pm$ 30	
total $\pi^+ (\pi^- \pi^- n)$	48 $\pm$ 10						
Section efficace totale (μb)		1420 $\pm$ 100		1450 $\pm$ 150	1320 $\pm$ 150	$\sim$ 1500	2050 $\pm$ 60

Toutes ces valeurs ne sont pas corrigées pour tenir compte des modes neutres.

Cette probabilité peut être ainsi évaluée : soit R le paramètre d'impact du π^- incident qui interagit avec le neutron en produisant un système de 3π vers l'avant; on définit un cylindre ayant pour axe la direction du faisceau et de rayon $B = R + S$, où S est une distance servant de marge de sécurité. Il est possible (Réf. 38) en utilisant la fonction d'onde de Hulthén de calculer la probabilité que le proton soit extérieur à ce cylindre.

Nous avons choisi un paramètre d'impact de production du système (3π) de l'ordre de 0.7 fm d'après les résultats des références 38 et 39; avec une marge de sécurité de 0.3 fm supplémentaires cela conduit (Réf. 38) à une probabilité pour les deux nucléons d'être "assez" éloignés l'un de l'autre de 80 %.

Cette correction de l'ordre de $100 \mu b$ correspond bien à la différence des sections efficaces des réactions "miroirs d'isospin" $\pi^- n \rightarrow (3\pi)^- n$ et $\pi^+ p \rightarrow (3\pi)^+ p$.

b. Système ($n\pi^+\pi^-$) diffractif

La section efficace totale de production d'un système ($n\pi^+\pi^-$) diffractif que nous obtenons (220 ± 80) μb est compatible avec celle trouvée à 16 GeV/c. Il est probable, qu'à 9 GeV/c, sur nucléon libre elle est plus élevée si l'on tient un raisonnement analogue à celui du paragraphe précédent.

Les résultats individuels pour les réactions $\pi^- n \rightarrow \pi^- N_{1470}^*$ et $\pi^- n \rightarrow \pi^- N_{1700}^*$ sont également compatibles avec ceux obtenus à 16 GeV/c, bien qu'assez approximatifs en raison de la difficulté de définition d'événements " N_{1470}^* " ou " N_{1700}^* ".

c. Productions associées

1. Réaction $\rho^0 \Delta_{1236}^-$

Les valeurs de la section efficace obtenues pour cette réaction par coupures ou analyse multidimensionnelle sont tout à fait compatibles et, en moyenne, cette section efficace est égale à $(235 \pm 40) \mu b$.

Cette valeur est nettement inférieure à celle d'environ 400 μb prévue à cette énergie pour la réaction miroir d'isospin $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^{++}$ par une loi $P_{Lab}^{-1.33}$ (Réf 30).

La section efficace différentielle $d\sigma/dk'_{\pi} |$ des événements de cette réaction est présentée sur la figure 41; il est clair que la méthode de sélection des événements ne modifie pas l'allure de cette distribution. La courbe représentée sur cette figure correspond à un ajustement de cette distribution à l'aide d'une somme de deux exponentielles :

$$\frac{d\sigma}{dk'_{\pi}} = c_1 e^{-b_1 |k'|} + c_2 e^{-b_2 |k'|}$$

$$\text{ou } b_1 = (37 \pm 18) (\text{GeV}/c)^{-2}, \quad b_2 = (7 \pm 4) (\text{GeV}/c)^{-2}$$

$$\text{et } c_2/c_1 = 0.5 \pm 0.35$$

Malgré l'importance des barres d'erreurs, il apparaît que, si les valeurs des pentes sont compatibles avec le résultat obtenu à 16 GeV/c dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^{++}$ (Réf. 30) ce n'est pas le cas du rapport C2/C1 pour lequel nous obtenons une valeur très supérieure.

- Dans le chapitre III nous avons trouvé des valeurs de $\rho_{\pi\pi} = E_{\pi\pi} = 1-2 E_H$, éléments de la matrice densité du ρ , de l'ordre de 0.8 et indépendante de l'intervalle de transfert $|t'_{\pi p}|$ considéré du moins pour les valeurs $|t'_{\pi p}| < 0.2$ (GeV/c)². Le pourcentage d'échange naturel est donc également indépendant de $|t'_{\pi p}|$ et de l'ordre de 0.2. Cette valeur devient égale à 0.3 pour $|t'_{\pi p}| > 0.2$ (GeV/c)².

Ces résultats sont en désaccord avec les valeurs de $\rho_{\pi\pi}$ présentées dans la référence 30; pour des transferts $|t'_{\pi p}| < 0.2$ (GeV/c)² ces valeurs décroissent d'environ 0.9 à 0.7.

2. Réactions $\rho^0 \Delta_{1236}$ et $\rho^0 \Delta_{1900}$

Les résultats obtenus, pour ces deux canaux, par les deux méthodes, coupures et analyse multidimensionnelle sont différents; ceci provient probablement en partie du faible nombre d'événements de ces catégories.

La seule remarque que nous pouvons faire est que ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles obtenues en $\pi^+ p$ à 8, 11.7 et 16 GeV/c.

En conclusion les deux réactions $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ et $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$ se comportent de façon analogue en ce qui concerne la dissociation diffractive du projectile et de la cible. En revanche la production associée $\rho \Delta$ est différente. On ne peut bien sûr totalement écarter l'idée d'un biais expérimental, mais on peut aussi se demander si cette différence ne provient pas d'une différence de comportement entre des cibles nucléon individuel libre et nucléon lié, composant d'un noyau. Dans ce sens signalons une étude du deuton en tant que système de 6 quarks faite dans le cadre du modèle de sac du Massachusetts Institute of Technology (Réf. 42). La conclusion de cette analyse est que le deuton peut être considéré comme composé de dibaryons : pn, $\Delta\Delta$, et systèmes de couleur cachée. La proportion de la composante dibaryonique : proton-neutron dans le deuton dépend beaucoup des hypothèses faites dans le modèle (elle varie de 11 à 94 %), mais il semble qu'on ne puisse pas, de toute façon, écarter une participation non négligeable de systèmes di-baryoniques de couleur cachée.

II. COMPARAISON DES REACTIONS $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$

Les différences entre ces deux réactions sont nombreuses :

- Les sections efficaces différentielles $d\sigma/dt'$ ont des pentes très différentes : 31 ± 2 (GeV/c)⁻² pour la réaction cohérente, de l'ordre de 9 (GeV/c)⁻² pour la réaction sur neutron.

On sait que cette différence provient du facteur de forme du deuton. En effet les sections efficaces différentielles de production d'un système sur nucléon libre, et, de façon cohérente, sur noyau sont ainsi reliées (Réf. 40)

$$\frac{d\sigma}{dt}(\text{noyau}) = \frac{d\sigma}{dt}(\text{nucléon}) \times A^2 \times |F(t)|^2$$

ou A est le nombre de nucléons et F (t) le facteur de forme du noyau, c'est-à-dire la transformée de Fourier de la densité $\rho(r)$ du noyau.

En première approximation on peut considérer les noyaux comme sphériques et donc la densité $\rho(r)$ comme gaussienne en r. Il en résulte que le terme $|F(t)|^2$ aura un comportement exponentiel en q^2 , si q est l'impulsion du noyau final, donc en transfert t qui est de l'ordre de $-q^2$.

- les valeurs des sections efficaces totales sont également très différentes; cela provient de ce que, dans la réaction cohérente, le système des (3π) est presque toujours produit vers l'avant, on n'observe pas de systèmes $(d\pi\pi)$ diffractif et la section efficace de l'effet d^* est faible; il est de plus bien connu que cet effet d^* ne saurait être directement comparé à la production de la résonnance Δ_{1236} .

Ainsi c'est uniquement la production diffractive du système des trois pions qui est comparable. L'accord est alors assez bon, ceci apparaît nettement lorsqu'on regarde soit les sections efficaces des effets A1 et A3, soit les différents pourcentages d'ondes 0^- , 1^+ , 2^- .

Globalement, si l'on retire à la section efficace de la réaction $\pi n \rightarrow (3\pi)_{\text{DD}} n$ les 100 μb relatifs à la production du méson A2, on obtient une section efficace comparable à celle de la réaction $\pi^- d \rightarrow (3\pi)^- d$.

En effet il y a cependant une grande différence entre les deux réactions: le méson A2 est produit sur neutron et non sur deuton. Cette différence est explicable à l'aide des deux arguments qui suivent;

- la production cohérente de A2 sur deuton ne peut se faire que par l'échange d'une trajectoire d'isospin $I = 0$, alors que sur neutron les deux isospins $I = 0$ et $I = 1$ sont possibles,

- les événements cohérents sont produits à très petits transferts en raison du facteur de forme du deuton; or expérimentalement on sait que la section efficace différentielle du A2 est de la forme $t'e^{-bt'}$ et il y a donc peu de A2 produits à tout petits transferts.

On peut très grossièrement évaluer l'effet conjugué des deux remarques précédentes comme suit:

a. Considérons d'abord quelle part de la production de A2 sur nucléon se fait par l'échange d'une trajectoire d'isospin $I = 0$.

Etant donné les nombres quantiques des mésons π et A2, les principales trajectoires pouvant être échangées seront celles du ρ (760) pour l'isospin $I = 1$ et du η (550) pour l'isospin $I = 0$. Si nous écrivons les équations des trajectoires sous la forme:

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha'(0)t \text{ et nous prenons } \alpha'(0) = 1 \text{ GeV}^{-2} \text{ dans les}$$

deux cas nous aurons : $\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i(0) \simeq 0.5 \text{ pour la trajectoire du } \xi \\ \alpha_i(0) \simeq -0.3 \text{ pour la trajectoire du } \eta \end{array} \right.$

D'autre part lorsque S, carré de l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse, est grand la section efficace totale correspondant à l'échange d'une trajectoire dominante i déterminée est de la forme :

$$\sigma_T \propto \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\alpha_i(0)-1}$$

ainsi pour des π^- de 9 GeV/c, (si l'on prend $S_0 = 1 \text{ GeV}^2$)

$$\sigma_T(I=0 \equiv \text{échange de } \eta) \simeq \frac{1}{10} \sigma_T(I=1 \equiv \text{échange de } \xi)$$

b. D'autre part on sait expérimentalement que la section efficace différentielle de production du A2 est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt'} = A |t'| e^{-b|t'|}, \text{ donc } \sigma_T = \frac{A}{b^2}$$

on fait alors l'hypothèse que les parties d'échange $I=0$ et $I=1$ correspondent individuellement à des distributions de la forme précédente.

Mais $\frac{d\sigma}{dt}$ est de la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \left| \beta_i(t) \xi_i(t) \right|^2 \left(\frac{S}{S_0} \right)^{2\alpha_i(t)-2} = \beta_i(t) \left(\frac{S}{S_0} \right)^{2\alpha_i(0)-2} e^{2\alpha_i'(t) (\log \frac{S}{S_0}) t}$$

Il apparaît donc que la dépendance exponentielle en t est la même que l'on échange la trajectoire du ξ ou celle du η

De plus comme la section efficace totale est égale à A/b^2 , il en résulte que l'on peut paramétrer les sections efficaces différentielles de production du A2 comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt'} (\text{total sur nucléon}) &= A |t'| e^{-b|t'|} & (\text{dans la suite nous utiliserons le résultat expérimental } b = 6(\text{GeV}/c)^{-2} \text{ Réf. 29}) \\ \frac{d\sigma}{dt'} (I=0) &= \frac{1}{11} A |t'| e^{-b|t'|} \end{aligned}$$

c. De plus nous avons vu que les productions d'un système S sur noyau et sur nucléon sont reliées par :

$$\frac{d\sigma}{dt} (\text{noyau}) = \frac{d\sigma}{dt} (\text{nucléon}) A^2 |F(t)|^2$$

Expérimentalement nous savons que les exponentielles $e^{-31|t'|}$ et $e^{-9|t'|}$ représentent bien l'allure des sections efficaces différentielles pour des cibles deuton et nucléon respectivement. Nous prendrons donc comme carré du facteur de forme : $e^{-22|t'|}$

$$\text{ainsi } \frac{d\sigma}{dt'} (\text{production de A2 sur deuton}) = \frac{4}{11} A |t'| e^{-28|t'|}$$

d. Nous pouvons alors comparer les taux de production de A2 sur deuton et sur nucléon. En effet :

$$\text{pourcentage de production de A2 sur deuton} = \frac{\int_0^{t_d} \frac{4}{11} A |t'| e^{-28|t'|} d|t'|}{\int_0^{t_d} 4 c e^{-31|t'|} d|t'|}$$

$$\text{pourcentage de production de A2 sur nucléon} = \frac{\int_0^{t_N} A |t'| e^{-6|t'|} d|t'|}{\int_0^{t_N} c e^{-9|t'|} d|t'|}$$

Si t_d et t_N sont les valeurs du transfert $|t'|$ au-dessus desquelles il n'y a plus d'événements pour la réaction cohérente, et le système 3π n'est plus produit diffractivement pour la réaction sur nucléon.

Nous avons choisi les valeurs expérimentales habituelles $t_d = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ et $t_N = 0.8 \text{ (GeV/c)}^2$.

ainsi :

$$\frac{\text{pourcentage de production de A2 sur deuton}}{\text{pourcentage de production de A2 sur nucléon}} = \frac{\int_0^{t_d} \frac{4}{11} A |t'| e^{-28|t'|} d|t'|}{\int_0^{t_N} A |t'| e^{-6|t'|} d|t'|} \times \frac{\int_0^{t_N} c e^{-9|t'|} d|t'|}{\int_0^{t_d} 4 c e^{-31|t'|} d|t'|}$$

ce qui donne :

pourcentage de production de A2 sur deuton =
0,01 x pourcentage de production de A2 sur nucléon.

Ce calcul assez grossier permet de comprendre pourquoi la section efficace de production cohérente sur deuton du A2 que nous avons évalué à $(3 \pm 3) \mu b$ est très nettement inférieure à celle de production cohérente sur neutron (de l'ordre de $(80 \pm 20) \mu b$)

CONCLUSION

Nous avons étudié les deux réactions $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$ et $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ à 9 GeV/c à l'aide d'une méthode classique d'analyse en impulsions longitudinales et d'une méthode d'analyse multidimensionnelle. L'accord entre les résultats obtenus par ces deux méthodes est bon, aussi bien en ce qui concerne les nombres d'événements que les distributions physiques (masses effectives, transferts, éléments de la matrice densité du ζ dans les réactions $\pi^- n \rightarrow \zeta^0(\pi^- n)$). Ceci nous conduit à penser que, à notre énergie, une analyse multidimensionnelle, méthode relativement longue et chère en temps de calculateur, n'est pas nécessaire.

Nous avons dégagé les caractéristiques suivantes pour la réaction cohérente : le système (3π) est presque toujours produit vers l'avant et est dominé par l'effet A1 en $\zeta\pi$. A la masse du A3 il y a une accumulation d'événements qui semble être associée non seulement à un effet $\zeta\pi$, mais aussi à du $\zeta\pi$. Aucun signal n'est visible à la masse du A2. L'effet d^* bien connu est présent dans nos événements et est le plus souvent associé à du ζ .

La réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ est plus complexe : le système (3π) diffractif présente des caractéristiques analogues à celles de la réaction précédente, à ceci près qu'il y a production de A2. Il y a d'autre part beaucoup d'événements correspondant à des productions associées et principalement à la réaction $\zeta^0 \Delta_{113}$, cette dernière s'effectue dans 80 % des cas par un échange de spin-parité non naturel. Enfin le reste des événements correspond à la dissociation diffractive du neutron en $(n \pi \pi)$.

Nous avons obtenu en décomposant les systèmes (3π) diffractifs en ondes partielles des résultats analogues à ceux décrits plus haut.

Enfin nous avons essayé de reproduire l'effet A1 observé dans les systèmes (3π) à l'aide d'un modèle de Deck Reggeisé. Nous avons constaté que la superposition cohérente d'un échange de π et d'un échange de ζ reproduisait bien les résultats expérimentaux excepté la corrélation masse $(\zeta\pi)$ -pente de la distribution $d\sigma/dt'$. Nous espérons améliorer ce dernier résultat en introduisant une amplitude supplémentaire d'échange direct de poméron.

En ce qui concerne la réaction cohérente, l'accord entre nos résultats et ceux obtenus dans des expériences analogues est bon.

Nous avons comparé les réactions "miroirs d'isospin" $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$ et $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$. Nous trouvons pour la première une section efficace totale inférieure à celle de la seconde. Cette différence est explicable en partie par un effet d'ombre du nucléon spectateur sur le nucléon cible;

cette correction faite, les résultats obtenus en ce qui concerne les dissociations diffractives du π^- incident et de la cible deviennent compatibles.

Cependant la différence reste importante pour les réactions de productions associées, en particulier dans la réaction $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{12}^-$.

Enfin nous avons comparé la dissociation diffractive du π^- incident sur deuton et sur neutron. La production du méson A2 mise à part, les résultats sont analogues.

Cette différence de production du méson A2 peut être attribuée à deux faits : d'une part dans la réaction sur deuton seul un échange d'isospin 0 est possible et d'autre part le facteur de forme du deuton est responsable de ce que le système (3π) est produit à très petits transferts alors que le méson A2 a une section efficace différentielle nulle pour $t' = 0$.

DESCRIPTION D'UNE METHODE DE RECHERCHE ITERATIVE D'AGGLOMERATS

La méthode de recherche d'agglomérats d'événements, dans un espace à k dimensions, décrite ici est itérative et formée de trois étapes successives.

Dans un premier temps le nombre d'agglomérats (ou classes) recherchés est fixé et chacun de ces agglomérats est situé grossièrement dans l'espace à k dimensions par un petit nombre d'événements très caractéristiques qui lui est associé.

La deuxième étape consiste en l'affectation de tout événement à une classe déterminée. Pour cela il est nécessaire de définir un critère de choix : chaque événement est rattaché tour à tour à chacune des classes et, pour chaque classe k, on calcule une fonction d'information η_k ainsi définie :

$$\eta_k = \frac{N_k}{N_{tot}} \cdot \text{Log} \left(\frac{N_k / N_{tot}}{\sqrt{|\Sigma_k|}} \right)$$

- ou :
- N_k est le nombre d'événements dans la classe k
 - N_{tot} est le nombre total d'événements
 - $|\Sigma_k|$ est le déterminant de la matrice des covariances pour les événements de la classe k.

Si les variables qui caractérisent chaque événement sont gaussiennes à l'intérieur de chaque classe la racine carrée du déterminant de la matrice des covariances est reliée à l'extension de la classe et la fonction

$$\eta_k \approx \text{Log} \left(\frac{\text{Nombre d'événements}}{\text{"Volume"}} \right)$$

va varier comme une pseudo densité de la classe k considérée ; quand l'événement est aggloméré à une classe composée d'événements auxquels il ressemble, la matrice des covariances augmente peu et la densité de la classe, donc la fonction η_k , va croître; en revanche si l'événement est très "éloigné" de la classe essayée, la matrice des covariances devient très grande et ainsi la fonction η_k diminue.

Ainsi à chaque événement i sont associées les nouvelles fonctions η_k^i correspondant à son rattachement à l'agglomérat k; les différences $\Delta \eta_k^i = \eta_k^i - \eta_k$ sont alors calculées (η_k décrivant l'état de la classe k avant le rattachement de l'événement i).

La troisième étape consiste à limiter le volume de chacun des agglomérats; pour chaque classe k on est amené à choisir une limite inférieure pour les valeurs négatives de $\Delta\gamma_k^i$ de façon à ce que la densité de la classe ne diminue pas trop.

Chaque événement i est attribué à la classe k qui correspond au $\Delta\gamma_k^i$ maximum. Il est possible cependant que ce $\Delta\gamma_k^i$ maximum ait une valeur inférieure à la limite définie précédemment, dans ce cas l'événement est rejeté dans une catégorie d'événements non classés.

Le processus est itératif : on répète plusieurs fois de suite la séquence des étapes 2 et 3. On décide d'arrêter ces itérations successives quand le nombre d'événements dans chaque classe est relativement stable, c'est-à-dire quand chaque itération retire et ajoute à peu près autant d'événements.

FORMALISME DE L'ANALYSE EN ONDES PARTIELLES DE TROIS MESONS

I. DEFINITION DE L'AMPLITUDE

Soit une réaction $a + b \rightarrow 1 + 2 + 3 + 4$ dans laquelle les particules $a, 1, 2, 3$ ont un spin nul.

Dans la représentation en hélicité l'amplitude de la réaction s'écrit :

$$f_{\lambda_a, \lambda_4} = \langle \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3; \vec{p}_4 \lambda_4 / U / \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_b \rangle$$

où les $\vec{p}_i$ dénotent les impulsions des particules, les λ_i les hélicités et U l'opérateur de transition.

Il est certain que cette base $|\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3\rangle$ semble naturelle puisque les impulsions sont les quantités que l'on mesure, cependant les résultats théoriques sont généralement plus explicites en terme de moments angulaires et il est donc plus pratique d'utiliser comme base des moments angulaires. Cette modification est effectuée par l'intermédiaire de cinq changements de variables.

1. Premier changement de variables

Les 9 variables $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3$ peuvent être remplacées par l'ensemble des variables :

- . $\vec{p}_{123} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3$ Impulsion du système (123) dans le centre de masse de la réaction
- . M_{123} masse effective des trois particules (123)
- . Φ et Θ angles azimutal et polaire du système (13) dans le référentiel lié au système (123)
- . M_{13} masse effective des deux particules (13)
- . Ψ et χ angles azimutal et polaire de la particule (3) dans le système lié au couple (13).

Il est évident que l'on peut coupler les particules (12) ou (23) à la place des particules (13); on a ainsi trois descriptions complètes du système (123) dans lesquelles il n'est fait aucune hypothèse de désintégration en cascade du système (123).

Dans cette nouvelle base l'amplitude s'écrit :

$$f_{\lambda_a, \lambda_4} = \langle \vec{p}_{123} M_{123} \Phi \Theta M_{13} \Psi \chi; \vec{p}_4 \lambda_4 / U / \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_b \rangle$$

2. Second changement de variables

Du fait de l'invariante par rotation il est possible de passer d'une description $|\Theta \Phi\rangle$ à une description en termes de $|\ell m\rangle$ par la relation :

$$\langle \Theta \Phi | \ell m \rangle = Y_{\ell}^m(\Theta, \Phi) = \sqrt{\frac{2\ell+1}{4\pi}} D_{m0}^{*(\ell)}(\Phi \Theta 0)$$

on peut alors remplacer les variables Φ, Θ, Ψ, χ par les variables : (Réf. 31)

- . J spin du système (123)
- . Λ hélicité du système (123) dans le centre de masse total
- . j spin du système (13)
- . λ hélicité du système (13) dans le référentiel lié à (123).

On passe d'une représentation à l'autre par la relation :

$$\langle \vec{p}_{123} M_{123} \Phi \Theta M_{13} \Psi \chi | \vec{p}_{123} M_{123} J \Lambda M_{13} j \lambda \rangle = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{\Lambda \lambda}^{J*}(\Phi \Theta 0) D_{j \lambda}^{j*}(\Psi \chi 0)$$

ce qui donne pour l'amplitude :

$$f_{\lambda_2 \lambda_4} = \sum_{J \Lambda j \lambda} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{\Lambda \lambda}^{J*}(\Phi, \Theta, \Psi) d_{j \lambda}^j(\chi) g_{\Lambda \lambda \lambda_2 \lambda_4}^{Jj}(s, t, M_{123}, M_{13})$$

ou

$$g_{\Lambda \lambda \lambda_2 \lambda_4}^{Jj} = \langle \vec{p}_{123} M_{123} J \Lambda M_{13} j \lambda; \vec{p}_4 \lambda_4 | U | \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_a \rangle$$

3. Troisième changement de variables

On désire maintenant faire intervenir ℓ le moment angulaire orbital entre le système (13) et la particule (2), car on sait que, près du seuil, seules les petites valeurs de ℓ auront une contribution non négligeable. L'amplitude g est maintenant remplacée par une amplitude h que l'on obtient en remplaçant λ par ℓ :

$$g_{\Lambda \lambda \lambda_2 \lambda_4}^{Jj} = \sum_{\ell} \sqrt{\frac{2\ell+1}{2J+1}} \langle \ell 0 j \lambda / J \lambda \rangle \langle \vec{p}_{123} \Lambda J M_{123} M_{13} j \ell; \vec{p}_4 \lambda_4 | U | \vec{p}_a; \vec{p}_b \lambda_a \rangle$$

$$= \sum_{\ell} \sqrt{\frac{2\ell+1}{2J+1}} \langle \ell 0 j \lambda / J \lambda \rangle h_{\Lambda \lambda \lambda_2 \lambda_4}^{Jj}(s, t, M_{123}, M_{13})$$

où $\langle \ell 0 j \lambda / J \lambda \rangle$ est un coefficient de Clebsch-Gordan. Un autre intérêt de ce changement de variable est que l'état $|\vec{p}_{123} \Lambda J M_{123} M_{13} j \ell\rangle$ est état propre de l'opérateur parité P (Réf. 31) il en résulte que :

$$P | \vec{p}_{123} = 0 \Lambda J^P M_{123} M_{13} j \ell \rangle = \eta_1 \eta_2 \eta_3 (-1)^{j+\ell} | \vec{p}_{123} = 0 \Lambda J^P M_{123} M_{13} j \ell \rangle$$

où η_i est la parité intrinsèque de la particule i et le produit $P = \eta_1 \eta_2 \eta_3 (-1)^{j+\ell}$ est alors la parité du système (123).

4. Derniers changements de variables

Pour des raisons de symétrisation entre les systèmes (12), (13) et (23) on remplace les angles Φ, Θ et Ψ par trois autres angles :

- . Ψ et Θ sont les angles azimutal et polaire de la particule 3 dans le repère de la voie t (voir annexe 4),
- . χ est l'angle que font les directions des projections de la particule 1 et de la particule incidente sur le plan perpendiculaire à la particule 3.

Enfin dans le but de faire apparaître explicitement la conservation de la parité on remplace les états $|P_{123}=0 \Lambda J^P M_{123} M_{13} j \ell \eta\rangle$ par les états $|P_{123}=0 \Lambda J^P M_{123} M_{13} j \ell \eta\rangle$ où la variable η est la valeur propre de l'opérateur Y : réflexion dans le plan (xz).

$$Y = \exp(-i\pi J_y)P \quad (\text{Réf. 32})$$

L'intérêt de ce dernier changement de variable consiste en ce que la matrice densité du système (123) est diagonale par rapport à η et que, d'autre part, pour $\Lambda = 0$ $\eta = +1$ ou -1 correspond à la formation du système (123) respectivement par un échange de parité naturelle ou non naturelle (Réf. 33).

En définitive l'amplitude $f_{\lambda\theta\lambda_4}$ a l'expression suivante :

$$f_{\lambda\theta\lambda_4} = 2 \sum_{J(M_{123})} \sqrt{2J+1} \cos(M\phi + \nu\delta) d_{M\nu}^J(\theta) \sum_{\ell j} C_{\ell j} G_{\nu}^{J\ell j} h_{M\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell j \eta(+1)} \\ + 2i \sum_{J(M_{123})} \sqrt{2J+1} \sin(M\phi + \nu\delta) d_{M\nu}^J(\theta) \sum_{\ell j} C_{\ell j} G_{\nu}^{J\ell j} h_{M\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell j \eta(-1)}$$

où M , projection du spin J sur l'axe $\vec{z}$, remplace Λ . $G_{\nu}^{J\ell j}$ regroupe les matrices de rotation et le coefficient de Clebsch-Gordan.

Les éléments de la matrice densité ρ sont alors donnés par :

$$\rho_{J^P M_{123}, J^P M_{13} \eta}^{\ell \ell' j j'} = \sum_{\lambda\theta\lambda_4} \left(h_{M\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell j \eta} \right)^* \left(h_{M'\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell' j' \eta} \right)$$

on peut alors calculer les sections efficaces qui sont proportionnelles à :

$$W = \sum_{\lambda\theta\lambda_4} |f_{\lambda\theta\lambda_4}|^2$$

les formules précédentes ont été obtenues dans le système d'hélicité (s), mais elles auraient pu tout aussi bien l'être dans le système d'hélicité (t). (voir annexe 4).

II. HYPOTHESES SIMPLIFICATRICES

1. La première hypothèse consiste à se limiter pour J à des valeurs inférieures à un maximum $J_{\max}$.

2. De même pour les spins $j(12)$, $j(13)$, $j(23)$ on ne conserve que des valeurs inférieures à un maximum. De plus on symétrise l'amplitude en écrivant :

$$f_{\lambda\theta\lambda_4} = \sum_{j(12)=0}^{j_{\max}} + \sum_{j(13)=0}^{j_{\max}} + \sum_{j(23)=0}^{j_{\max}}$$

3. On fait l'hypothèse que la désintégration du système (123) se fait en 2 étapes et l'on écrit :

$$h_{M\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell j \eta}(s, t, M_{123}, M_{13}) = \bar{h}_{M\lambda\theta\lambda_4}^{J\ell j \eta}(s, t, M_{123}) BW(j, M_{13}) q^j p^\ell$$

dans lequel :

- . BW paramétrise la dépendance en masse (13)
- . q et p^e sont des facteurs de barrière centrifuge, p étant l'impulsion de système (13) dans le référentiel lié à (123) et q l'impulsion, dans le référentiel lié à (13), d'un des produits de désintégration de ce système.

4. On suppose également que l'on peut factoriser l'amplitude en l'écrivant sous la forme d'un produit de deux termes, l'un décrivant la production du système (123) dans un état $|J^p M^p\rangle$, l'autre décrivant la désintégration de ce système

$$\overline{\rho}_{H_{123} J^p}^{J^p} (s, t, M_{123}) = T_{H_{123} J^p}^{J^p} (s, t, M_{123}) * C_{J^p J^p}^{J^p} (s, t, M_{123})$$

5. Du fait du petit nombre d'événements généralement disponibles, on ne peut déterminer les éléments de matrice densité ρ et les C pour tout ensemble de valeur de (t, M_{123}) ; on est amené à regrouper pour ces variables, leurs valeurs en intervalles assez larges et l'on calcule ensuite des valeurs moyennes de ρ et C ; on n'obtiendra donc aucune information sur la dépendance de ρ en fonction de t ou M_{123} et il est donc possible de fixer la variation de ρ en fonction de t et M_{123} .

III. APPLICATION AUX DONNEES

Les valeurs moyennes des $\overline{\rho}_{J^p M^p, J^p M^p}$ et des $\overline{C}_{J^p J^p}$ sont obtenues par une méthode de maximum de vraisemblance pour chaque intervalle (t, M_{123}) .

Au cours de l'ajustement on impose à la matrice densité $\overline{\rho}$ d'être définie positive.

Quand l'ajustement est terminé le programme calcule à l'aide des $\overline{\rho}$ et des $\overline{C}$, les nombres totaux d'événements correspondant aux états $|J^p M^p\rangle$ ainsi que, pour chaque état $|J^p M^p\rangle$ le nombre d'événements pour les différents modes de désintégration ainsi que leurs interférences.

- ANNEXE 3 -

AMPLITUDES DES MODELES D'ECHANGE D'UN π ET D'UN ρ

I. AMPLITUDE UTILISEE POUR LA REACTION $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \bar{n} d$

Le poids attribué à chaque événement généré par un programme de Monte Carlo pour cette réaction est de la forme :

$$\text{Poids} = |M_\pi + M_\rho|^2$$

A. Description de l'amplitude M_π

Cette amplitude (Réf. 7) est égale à :

$$M_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ M_{\pi^+ \pi_1^-} R_2 M_{\pi_2^- d} + M_{\pi^+ \pi_2^-} R_1 M_{\pi_1^- d} \right\}$$

chacun des termes étant définis comme suit (Fig. 62 a) :

1. Le terme $M_{\pi^+ \pi^-}$ décrit la diffusion $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$ du vertex supérieur.

$$M_{\pi^+ \pi^-} = 8\pi \frac{H_{\pi^+ \pi^-}}{q_i} \sum_{\ell=0}^3 (2\ell+1) \left(\frac{q_i}{q_f} \right)^\ell T_\ell P_\ell(z)$$

ou $z = \cos \theta$, θ étant l'angle de diffusion du faisceau au π^- final dans le système lié au dipion $\pi^+ \pi^-$, $q_f = \sqrt{(M_{\pi^+ \pi^-}^2 - M_\pi^2) \times \frac{1}{4}}$ et $q_i = \sqrt{E_\pi^2 - M_\pi^2}$ sont les impulsions respectives du π^- final et du π^- virtuel dans le référentiel du dipion, et $E_\pi = (M_{\pi^+ \pi^-}^2 + M_\pi^2 - t_\pi) / 2 M_{\pi^+ \pi^-}$, t_π étant le transfert du faisceau au dipion.

Les éléments de matrice T_ℓ sont de la forme : $T_\ell = (\eta_\ell e^{i\delta_\ell} - 1) / 2i$ et ont été calculés en utilisant la paramétrisation du groupe CERN - München (Réf. 19).

Pour l'étude de la réaction $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \bar{n} d$ nous avons utilisé uniquement le terme $\ell = 1$ de la somme précédente.

2. R représente le propagateur Reggeisé du pion

$$R = \beta(t_\pi) \frac{\pi}{2} \frac{\alpha'_\pi}{\Gamma(1 + \alpha_\pi(t_\pi))} \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_\pi(t_\pi)}}{\sin \pi \alpha_\pi(t_\pi)} \left(\frac{S}{S_0} \right)^{\alpha_\pi(t_\pi)}$$

t_π est le transfert du π^- incident au dipion du vertex supérieur

$\alpha_\pi(t_\pi)$ est la trajectoire du pion, nous avons été amené à utiliser une trajectoire non linéaire pour pouvoir reproduire correctement la masse effective 3π

$$\alpha_\pi(t_\pi) = \alpha'_\pi(t_\pi - M_\pi^2) / (1 - 0.5(\text{GeV}/c)^{-2} (t_\pi - M_\pi^2))$$

S représente la variable de Toller (Réf. 34)

$$S = M_{3\pi}^2 - t_{dd} - M_{2\pi}^2 - (1/2 t_\pi) (M_{2\pi}^2 - M_\pi^2 - t_\pi) (t_{dd} + t_\pi - M_\pi^2)$$

t_{dd} étant le transfert de la cible au deuton final, nous avons constaté que les résultats obtenus sont peu différents quand on remplace cette variable S par le simple carré de la masse 3π

. le facteur $1/\Gamma(1+\alpha_\pi(t_\pi))$ est mis explicitement pour annuler l'effet du zéro non physique de $\Delta \ln(\pi \alpha_\pi(t_\pi))$ pour $\alpha_\pi(t_\pi) = 1$.

. enfin nous avons pris comme valeurs : $\alpha'_\pi = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$
 $\beta_\pi = 1$ et $S_0 = 1 \text{ GeV}^2$ et nous nous sommes limités à des transferts du faisceau au dipion t_π supérieurs à $-2. (\text{GeV}/c)^2$.

3. $M_{\pi d}$ décrit le vertex $\pi d \rightarrow \pi d$

$$M_{\pi d} = i \lambda^{1/2} \sigma_{\pi d}^{tot} C e^{1/2 B t_{dd}}$$

$$\text{avec } \lambda = [M_{\pi d}^2 - (M_d - M_\pi)^2] [M_{\pi d}^2 - (M_d + M_\pi)^2]$$

. le terme $e^{1/2 B t_{dd}}$ correspond au facteur de forme du deuton ; $B = 25 \text{ GeV}^{-2}$

. Nous avons utilisé pour $\sigma_{\pi d}^{tot}$ des résultats expérimentaux (Réf. 8).

. Le facteur C a pour but de reproduire l'effet d^* et donc correspond au processus $\pi d \rightarrow (\pi p) n$ ou les nucléons se recombinaient ensuite en un deuton.

• pour $M_{\pi d} > 2.4 \text{ GeV}$ $C = e^{\kappa A t_{dd}}$
 ou $A = 5 \text{ GeV}^{-2}$ représente la diffusion élastique πN . Cela donne une pente globale de 30 GeV^{-2} qui correspond bien à nos résultats expérimentaux (Fig. 11).

• pour $M_{\pi d} < 2.4 \text{ GeV}$ on fait l'hypothèse que la diffusion πd passe par la production d'une résonance $\Delta_{3/2}$ virtuelle.

$$\left\{ \begin{array}{l} C \text{ non flip} = e^{i\delta} \csc \delta \cos \theta_{dd} \\ C \text{ flip} = \sqrt{\frac{1}{6}} e^{i\delta} \csc \delta \sin \theta_{dd} \end{array} \right\}$$

θ_{dd} étant l'angle de diffusion dans le référentiel lié au système πd

δ est le déphasage donné par :

$$\csc^2 \delta = 1 + \left[\frac{\text{Re } M_{\pi d}}{\text{Im } M_{\pi d}} \right]^2 = \frac{3\pi}{3q_N^2 \sigma_{\pi d}^{tot}}$$

$$q_N^2 = \frac{(M_{\pi N}^2 + M_\pi^2 - 1/4 M_d^2)}{4 M_{\pi N}^2} - M_\pi^2$$

$$\text{et } M_{\pi N}^2 = \frac{1}{2} (M_{\pi d}^2 + M_\pi^2 - \frac{1}{2} M_d^2)$$

B. Description de l'amplitude $\mathcal{M}_\zeta$

Cette amplitude est définie de façon très similaire à celle de l'échange d'un π . On doit cependant tenir compte du fait que le ζ a un spin 1. La forme générale de l'amplitude est la suivante si l'on fait l'hypothèse de la conservation de l'hélicité du ζ (Fig. 62 b)

$$\mathcal{M}_\zeta = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i,j=1}^2 \left(g_{\pi^- \text{inc } \pi^- \zeta_j} (\vec{q}_{\pi^- \text{inc}} + \vec{q}_{\pi^-})^\mu \varepsilon_\mu R_{\zeta_j} \varepsilon^\mu (\vec{q}_{\pi^-} - \vec{q}_{\pi^+})_\mu B W_{\zeta_j} \mathcal{M}_{\zeta_j d} \right)$$

1. ε_μ représente l'hélicité du ζ ; on fait l'hypothèse que cette hélicité se conserve.

$\vec{q}_{\pi^- \text{inc}}$, $\vec{q}_{\pi^-}$ et $\vec{q}_{\pi^+}$ sont les quadri vecteurs impulsions-énergies du faisceau et des π^- et π^+ de l'état final.

2. Vertex supérieur $g_{\pi^- \text{inc } \pi^- \zeta_j}$

Au vertex supérieur correspond une constante de couplage

$g_{\pi^- \text{inc } \pi^- \zeta_j}$ que l'on calcule ainsi :
soit W la probabilité de désintégration du ζ en 2 π par seconde, on a :

$$W = 2\pi \left(\frac{g_{\pi\pi\zeta}^2 \times \frac{1}{3} \sum |\varepsilon^\mu \times (\vec{q}_1 - \vec{q}_2)_\mu|^2}{2 M_\zeta \times 4 E_1 E_2} \right) \times D$$

ou $\vec{q}_1$ et $\vec{q}_2$ sont les quadri vecteurs impulsion-énergies des deux π de la désintégration et E_1 et E_2 les énergies de ces deux π dans le référentiel du ζ . Donc $\vec{q}_1 = -\vec{q}_2 = \vec{q}$ et $E_1 = E_2$.

$\vec{E}$ est le quadri vecteur hélicité du ζ

D est le terme d'espace de phase :

$$D = \int \frac{E_1 E_2}{(2\pi)^3} \frac{q^3 d\Omega}{M_\zeta q^2}$$

donc :

$$W = \frac{2\pi g_{\pi\pi\zeta}^2}{2 M_\zeta^2} \frac{1}{3} \sum \int \frac{E_1 E_2}{4 E_1 E_2} \frac{q^3}{(2\pi)^3} \frac{|\varepsilon^\mu (\vec{q}_1 - \vec{q}_2)_\mu|^2}{q^2} d\Omega$$

$$\Rightarrow W = \frac{g_{\pi\pi\zeta}^2 q^3}{6\pi M_\zeta^2} = \Gamma_\zeta \quad \text{donc} \quad g_{\pi\pi\zeta}^2 = \frac{6\pi M_\zeta^2 \Gamma_\zeta}{q^3}$$

3. Propagateur Reggeisé du ζ : $\mathcal{R}_\zeta$

$$\mathcal{R}_\zeta = \frac{\pi}{2} \frac{\alpha'_\zeta}{\Gamma(\alpha_\zeta(t))} \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\zeta(t)}}{\sin \pi\alpha_\zeta(t)} \left(\frac{M_{3\pi}^2}{s_0} \right)^{\alpha_\zeta(t)-1}$$

ou - t est le transfert du π^- incident au π^- du vertex supérieur (Fig. 62 b) et $\alpha_\zeta(t)$ la trajectoire du ζ :

$$\alpha_\zeta(t) = 1 + \alpha'_\zeta (t - m_\zeta^2)$$

- le facteur $1/\Gamma(\alpha_\zeta(t))$ sert à annuler l'effet du zéro non physique de $\sin \pi\alpha_\zeta(t)$ pour $\alpha_\zeta(t) = 0$

- nous avons pris $\alpha'_\zeta = 0.9 \text{ GeV}^{-2}$, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ et nous avons fait une coupure en transfert t à -2 (GeV/c)^2 .

4. Diffusion $\varphi d \rightarrow \varphi d : M_{\varphi d}$

$$M_{\varphi d} = i M_{\varphi d}^2 \sigma_{\varphi d}^{\text{tot}} e^{i/2 \theta_{\varphi d}}$$

. En l'absence de résultats expérimentaux, nous avons utilisé la prédiction d'un modèle de quark (Réf. 35) disant que les sections efficaces πN et φN doivent être égales.

Cette hypothèse est vérifiée par une expérience (Réf. 36) dans laquelle on trouve que les sections efficaces totales πN et φN sont égales.

Nous avons donc pris comme valeurs de $\sigma_{\varphi d}^{\text{tot}}$ celles données dans la référence 8 pour la section efficace totale πd .

. Nous avons choisi $b = 30 \text{ (GeV/c)}^2$, même pente que pour la diffusion πd .

5. Désintégration du φ

$$BW_{\varphi} = \frac{g_{\pi\pi\varphi}}{M_{\varphi}^2 - M_{\pi\pi}^2 - i M_{\varphi} \Gamma_{\varphi}}$$

ou $g_{\pi\pi\varphi}$ est la constante de couplage calculée dans le paragraphe 2.

II. AMPLITUDE UTILISEE POUR LA REACTION $\pi^- n \rightarrow \varphi \pi^- n$

Le poids attribué à chaque événement généré est de la forme :

$$\text{poids} = (1-p) |M_{\pi} + M_{\varphi}|^2 + p |M_{A_2}|^2$$

ou M_{π} et M_{φ} sont des amplitudes décrivant l'échange d'un π et d'un φ et M_{A_2} une amplitude décrivant la production de A_2 par échange de φ .

Après différents essais un pourcentage $p = 5 \%$ de production de A_2 a été retenu, ce pourcentage étant celui qui correspondait à la meilleure reproduction de la masse invariante $\varphi\pi$.

A. Amplitudes M_{π} et M_{φ}

Ces amplitudes sont très semblables à celles utilisées pour décrire la réaction cohérente; les seules différences proviennent des termes $M_{\pi\pi n}$ et $M_{\varphi\pi n}$ décrivant les vertex inférieurs.

1. Echange d'un π : terme $M_{\pi\pi n}$
le vertex $\pi n \rightarrow \pi n$ est ainsi décrit :

$$M_{\pi\pi n} = M_{\pi\pi n}^2 A_{\pi n}^{(0)} e^{i/2 \theta_{\pi n}}$$

ou b , pente de la diffusion élastique, est égale à 7 (GeV/c)^2 .

Pour $A_{\pi n}^{(0)}$ nous avons utilisé les parties réelle et imaginaire de l'amplitude $I = 3/2$ pour la réaction πp (Réf. 37).

2. Echange d'un ρ : terme $M_{\rho n}$
 Une expression analogue décrit le vertex ρn :

$$M_{\rho n} = i M_{\rho n}^2 \sigma_{\rho n}^{tot} e^{1/2 b t_{nn}}$$

Nous avons également pris une pente $b = 7 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ mais nous avons pris pour $\sigma_{\rho n}^{tot}$ une valeur fixe de 25 mb.

B. Amplitude M_{A_2}

Cette amplitude décrit le graphe de la figure 62 c et est de la forme :

$$M_{A_2} = g_1 \times BW(A_2) \times \frac{1}{\sqrt{2}} \{ BW(\rho_1) + BW(\rho_2) \} \times R_\rho \times g_2$$

- ou le symbole BW représente une Breit Wigner complexe

$$BW(A_2) = \frac{M_{A_2} \Gamma_{A_2}}{(M_{3\pi}^2 - M_{A_2}^2) + i M_{A_2} \Gamma_{A_2}}$$

- R_ρ est le propagateur Reggeisé du ρ

$$R_\rho = \frac{\pi}{2} \frac{\sqrt{s}}{\Gamma(\alpha_\rho(t_{nn}))} \frac{1 - e^{-i\pi\alpha_\rho(t_{nn})}}{\sin \pi\alpha_\rho(t_{nn})} \left(\frac{1}{s} \right)^{\alpha_\rho(t_{nn})}$$

- ou t_{nn} est le transfert de la cible au neutron final, $\alpha_\rho(t_{nn})$ la trajectoire du ρ et s l'énergie totale dans le système du centre de masse.
- g_1 et g_2 sont des constantes de couplage correspondant aux deux vertex.

Nous ne les avons pas explicité puisque dans la pondération des événements nous ajoutons non pas les amplitudes ($M_\pi + M_\rho$) et (M_{A_2}) mais le carré des modules et nous avons donc introduit une constante de normalisation.

III. AMPLITUDE UTILISEE POUR DECRIRE GLOBALEMENT LA REACTION $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$

Dans le chapitre I nous présentons les distributions des principales masses effectives de la réaction. Sur ces figures nous avons tracé des courbes qui correspondent à un simple échange de π Reggeisé.

L'amplitude utilisée est à peu près la même que l'amplitude de M_π décrite au § I.A de cette annexe, des différences intervenant seulement dans la description du vertex $\pi \pi \rightarrow \pi \pi$

- Dans le terme $M_{\pi^+ \pi^-}$

$$M_{\pi^+ \pi^-} = g \pi \frac{M_{\pi^+ \pi^-}}{q_i} \sum_{l=0}^3 (2l+1) \left(\frac{q_i}{q_e} \right)^l T_l P_l(z)$$

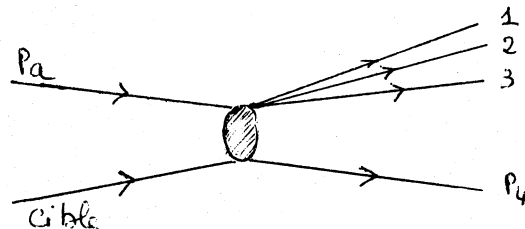
on ne se limite plus à $l=1$ comme lorsqu'on décrit le canal $\pi^- d \rightarrow \rho^0 \pi^- d$

- à l'amplitude M_π globale on ajoute un terme (Réf. 7) :

$$M_\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ M_{\pi^+ \pi_1} R_2 M_{\pi_2 d} + M_{\pi^+ \pi_2} R_1 M_{\pi_1 d} \} + M_{\pi_1 \pi_2} R_4 M_{\pi^+ d}$$

- ANNEXE 4 -

DEFINITION DES SYSTEMES DE REFERENCE



Dans le référentiel lié au système (123) on utilise souvent les deux ensembles d'axes de coordonnées suivantes :

- Système d'hélicité Δ

$$\begin{aligned}\vec{z}^{(\Delta)} &= -\hat{P}_4 \\ \vec{y}^{(\Delta)} &= \hat{P}_a \wedge \vec{z}^{(\Delta)} \\ \vec{x}^{(\Delta)} &= \vec{y}^{(\Delta)} \wedge \vec{z}^{(\Delta)}\end{aligned}$$

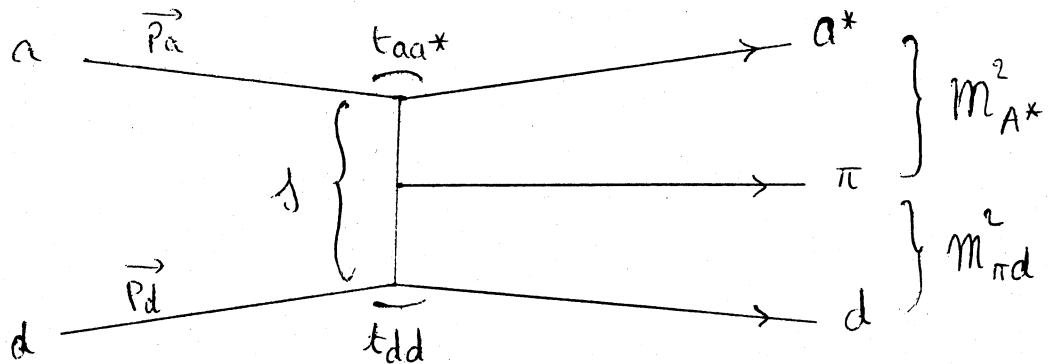
- Système de Gottfried-Jackson ou de la voie t

$$\begin{aligned}\vec{z}^{(t)} &= \hat{P}_a \\ \vec{y}^{(t)} &= \hat{P}_4 \wedge \vec{z}^{(t)} \\ \vec{x}^{(t)} &= \vec{y}^{(t)} \wedge \vec{z}^{(t)}\end{aligned}$$

tous les vecteurs précédents sont définis dans le référentiel lié au système (123).

- ANNEXE 5 -

CINEMATIQUE DE LA REACTION $\alpha N \rightarrow \alpha^* \pi N$



Dans le système du centre de masse de A^* ($\vec{q}_{A^*} = \vec{q}_{\alpha^*} + \vec{q}_{\pi} = 0$) les modules des impulsions et les énergies des particules sont égaux à :

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= (1/2 m_{A^*}) (m_{A^*}^2 + m_{\alpha}^2 - t_{dd}) \\ |p_{\alpha}| &= (1/2 m_{A^*}) \lambda^{1/2}(m_{A^*}^2, m_{\alpha}^2, t_{dd}) \\ E_d &= (1/2 m_{A^*}) (s - m_d^2 - m_{A^*}^2) \\ |q_d| &= (1/2 m_{A^*}) \lambda^{1/2}(s, m_d^2, m_{A^*}^2) \\ E_{\alpha^*} &= (1/2 m_{A^*}) (m_{A^*}^2 + m_{\alpha^*}^2 - m_{\pi}^2) \\ |q_{\pi}| = |q_{\alpha^*}| &= (1/2 m_{A^*}) \lambda^{1/2}(m_{A^*}^2, m_{\alpha^*}^2, m_{\pi}^2) \end{aligned}$$

$$E_{\pi} = m_{A^*} - E_{\alpha^*}$$

avec $\lambda(x, y, z) = [x - (\sqrt{y} - \sqrt{z})^2][x - (\sqrt{y} + \sqrt{z})^2]$

or le transfert $t_{aa^*} = (\vec{q}_{\alpha^*} - \vec{p}_{\alpha})^2$ est égal à :

$$t_{aa^*} = m_{\alpha}^2 + m_{\alpha^*}^2 - 2E_{\alpha}E_{\alpha^*} + 2|p_{\alpha}||p_{\alpha^*}|\{\cos\theta_s \cos\chi + \sin\theta_s \sin\chi \cos\phi_s\}$$

(les angles θ_s , ϕ_s et χ étant définis sur la figure 63)

• ou les termes $E_{\alpha}E_{\alpha^*}$ et $|p_{\alpha}||p_{\alpha^*}|$ sont fonctions des invariants $m_{A^*}^2$ et t_{dd} ; on peut calculer l'angle χ à l'aide de l'égalité :

$$\begin{aligned} t_{ad} &= (\vec{q}_d - \vec{p}_{\alpha})^2 = m_d^2 + m_{\alpha}^2 - 2E_{\alpha}E_d + 2|p_{\alpha}||q_d|\cos\chi \\ \text{et comme : } &(\vec{p}_{\alpha} + \vec{p}_d)^2 + (\vec{q}_{A^*} - \vec{p}_{\alpha})^2 + (\vec{q}_d - \vec{p}_{\alpha})^2 = m_{\alpha}^2 + 2m_d^2 + m_{A^*}^2 \\ t_{ad} &= s - t_{dd} + m_{\alpha}^2 + m_{A^*}^2 + 2m_d^2 \end{aligned}$$

ainsi χ est fonction des invariants ($s, t_{dd}, m_{A^*}^2$)

De même on peut calculer l'angle θ_s en écrivant que :

$$m_{\pi d}^2 = (\vec{q}_{\pi} + \vec{q}_d)^2 = m_{\pi}^2 + m_d^2 + 2E_{\pi}E_d + 2|q_{\pi}||q_d|\cos\theta_s,$$

θ_s est ainsi fonction des invariants ($s_{\pi d}, s, m_{A^*}^2$)

Il en résulte de façon générale :

$$t_{aa}^* = A(\delta, m_{A^*}, t_{dd}, m_{\pi d}^2) - B(\delta, m_{A^*}, t_{dd}, m_{\pi d}^2) \omega \phi_s.$$

A et B étant des fonctions à valeurs positives.

D'autre part au seuil $m_{a^*\pi} = m_{a^*} + m_{\pi}$ on a :

$$t_{aa}^* = (\tilde{q}_a - \tilde{q}_{a^*})^2 = m_a^2 + m_{a^*}^2 - 2 E_a m_{a^*}$$

ce qui en remplaçant E_a par sa valeur donne :

$$t_{aa} = \frac{(m_{a^*} t_{dd} + m_{\pi} m_a^2)}{(m_{a^*} + m_{\pi})} - m_{a^*} m_{\pi}$$

- REFERENCES -

1. a. N.B. Durusoy - Thèse de doctorat es sciences physiques - Université Pierre et Marie Curie
b. M. Rivoal et al, Nucl. phys. B87 (1975) 61-73
c. N. Armenise et al, Nuovo Cimento - Vol 40 A n°2 (1977) 205
d. N.B. Durusoy et al, Phys. Lett. Vol 45 B n°5 (1973) 517
2. B. Gandois - Thèse de doctorat es sciences physiques - Université Paris-Sud (1975)
3. HYDRA application Library - Long W.U. CERN
4. CERN TC Program Library
5. L. Hulthen - Arkiv. för. Mat. Astr. Och. Fysik, A28, 5, 1942
6. G. Vegnin - Proceeding of the topical Seminar on interaction of Elementary Particles with Nuclei (Trieste 1970) - P 130
7. R. Harris, Ph. D. Thésis - PUB 22 (1975), University of Washington Seattle
8. Compilation of Cross - sections - π^- induced reactions CERN HERA 70-7
9. Compilation of Cross - sections - π^+ induced reactions CERN HERA 70-5
10. D. Mettel - Thèse de doctorat es sciences physiques - Faculté des Sciences de Paris (1970)
11. a. π^+ de 1.7 GeV/c T.C. Bacon et al, Phys. Rev. 157 (1967), 1263
b. π^+ de 2.7 GeV/c R.J. Miller et al, Phys. Rev. 178 (1969), 2061
c. π^- de 3.7 GeV/c M.A. Abolins et al, Phys. Rev. Lett. 15 (1965), 125
d. π^+ de 4.0 GeV/c M.J. Emms et al, RPP / H / 143 HEP
e. π^+ de 4.2 GeV/c B. Eisenstein et al, Phys. Rev. D1 (1970), 841
f. π^+ de 4.5 GeV/c A. Forino et al, Phys. Lett. 19 (1965), 68
g. $\pi^\pm$ de 5.1 GeV/c R. Vanderhagen et al, Nucl. phys. B13 (1969), 329
O. Murro et al, Nuovo Cimento 3A (1971), 721
h. π^+ de 5.4 GeV/c B.J. Deerey et al, Phys. Lett. 31B (1970), 82
B.J. Deerey et al, Phys. Lett. D3 (1971), 635
i. π^+ de 6 GeV/c G. Vegni et al, Phys. Lett. 19 (1965), 526
j. π^+ de 7 GeV/c D. Harrison et al, Phys. Rev. D5, (1972), 2730

- k. π^+ de 8 GeV/c A.M. Cnops et al, Phys. Rev. Lett. 21, 1609 (1968)
- l. π^+ de 13 GeV/c K. Paler et al, Phys. Rev. Lett. 26 (1971), 1675
K. Paler et al, Nucl. Phys. B33 (1971), 13
- m. π^+ de 15 GeV/c C.P. Horne et al, Phys. Rev. D11 (1975), 996
- n. π^- de 15 GeV/c L.A. Dum et al, VTL - PUB - 20 (1974)
12. CERN DD/74/16 E.S. Gelsema
13. J.E. Brau et al, Phys. Rev. Lett. 27 (1971), 1481
14. J.P. Adler et al, Nucl. Phys. B 47 (1972), 397
J.P. Adler et al, Nucl. Phys. B 82 (1974), 237
15. H.J. Schreiber. "Density matrix elements determined by the method of moments" Institut für Hoehenenergiephysik Akademie der Wissenschaften der D.D.R. - Berlin - Zeuthen 1973
16. V. Di. Gennaro et al. Nuovo Cimento 42 A n°4 (1977) 486
17. L. Jauneau "Introduction to Regge Poles" Ecole polytechnique Paris
18. J.D. Hansen et al, Nucl. Phys. B 81 (1974), 403
G. Ascoli et al, Phys. Rev. Lett. 25 (1970), 962
G. Ascoli et al, Phys. Rev. D7 (1973), 669
19. B. Hyams et al, Nucl. Phys. B64 (1973), 134
20. G. Otter et al, Nucl. Phys. B80 (1974), 1
21. P. Bosetti et al, Nucl. Phys. B101 (1975), 304
22. G. Thomson et al, Nucl. Phys. B 69 (1974), 381
23. E.L. Berger, Phys. Rev. 166, (1968), 1525
24. E.L. Berger - ANL-HEP - PR - 75-06
"A critique of the Reggeized deck model"
25. J.V. Beaupré et al, Phys. Lett. 41B (1972), 392
26. E. Bassler et al, DESY 73/46 october 1973
27. J. Ballam et al, Phys. Rev. D4, (1971), 1946
28. M. Deutschmam et al, Nucl. Phys. B99 (1975), 397
29. M. Aderholz et al, Nucl. Phys. B8 (1968), 45
30. R. Honecker et al, Nucl. Phys. B106 (1976), 365
31. J. Werle - Relativistic Theory of reactions, North Holland publishing co, Amsterdam 1966

32. S.M. Berman and M. Jacob, Phys. Rev. 139 (1965) B 1023
33. K. Buchner et al, Nucl. Phys. B34 (1971) 293 (appendix)
34. N.F. Bali et al, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 614
35. H.J. Lipkin et al, Phys. Rev. 152 (1966) 1375
36. H. Alvensleben et al, Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 786
37. "Review of Particle properties" - Particle Data Group
Edition d'avril 1976
38. M.A. Abolins et al, Phys. Lett. 21 n°5 (1966) 584
39. R. Arnold "Impact parameter analysis of coherent and incoherent
pion production" CRN/HE 76-2
Division des hautes énergies - Centre de recherches nucléaires
Université Louis Pasteur - Strasbourg
40. C. Bemporad et al, Nucl. phys. B33 (1971) 397
H.H. Bingham, CERN/D.Ph.II/Phys./70-60
41. J.A. Gaidos et al, Nucl. phys. B72 (1974) 253
42. V.A. Matveev et al Fermilab-Pub-77/56 - THY (Juin 1977)
V.A. Matveev et al Fermilab-Pub-77/36 - THY (Avril 1977)
43. G. Cohen Tannoudji et al, Nucl. phys. B125 (1977), 445

TABLE DES FIGURES

	Pages
1. Probabilité et masse carrée manquante pour l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$	6
2. Probabilité et masse carrée manquante pour l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$	7
3. a. Masse équivalente $p n$ b. $\cos \Theta_{pn}$ c. $R = p_n / p_p $ } hypothèses $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p n$ Les distributions hachurées correspondent aux événements ambigus avec l'hypothèse $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$	9
4. Distribution de l'impulsion du proton spectateur pour les événements $\pi^- n(p_s) \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n(p_s)$ (Lot de Paris)	11
5. Distributions P_x, P_y, P_z , du proton spectateur pour les événements $\pi^- n(p_s) \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ n(p_s)$	12
6. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^- \pi^-$ pour la réaction cohérente	18
7. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ et $\gamma^0 \pi^-$ pour la réaction cohérente	19
8. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ pour les événements ayant un système 3π de masse voisine de celle du A_1 ou du A_3 (réaction cohérente)	20
9. Masses effectives $\pi^- d$	21
10. Masses effectives $\pi^+ d$	22
11. Distribution $d\sigma/d t' dd $	23
12. a. Compilation des sections efficaces des réactions $\pi^+ d \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ d$ b. Compilation des sections efficaces des réactions $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ p$	23 bis
13. Diagramme des angles Θ et Ψ de Van-Hove (réaction cohérente)	25
14. Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^-$ des événements du secteur (3π) diffractif	27
15. Distribution des masses $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements du secteur (3π) diffractif et qui ont une masse 3π comprise entre 1.5 et 1.8 GeV/c ²	28
16. a. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ du secteur $\pi^- d \rightarrow (\pi^+ \pi^-)(\pi^- d)$ b. Masses effectives $\pi^- d$ pour ce même secteur c. Masses effectives $\pi^+ d$ pour le secteur $\pi^- d \rightarrow (\pi^- \pi^-)(\pi^+ d)$	30
17. Distribution $dN/d t' dd $ des événements $\pi^- d \rightarrow A_1^- d$	31
18. Masses $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$	33
19. Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$ des événements de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$	34
20. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$	35
21. Diagramme des angles Θ et Ψ de Van Hove (réaction $\pi^- n \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- n$)	36
22. Masses effectives 3π , $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements du secteur $\pi^- n \rightarrow (3\pi)^- n$	38

23.	Distribution $dN/d t'_{nn} $ des événements ayant une masse $3\pi^-$ voisine de celle du A_1 ou du A_2	40
24.	Masses effectives $\eta \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements du secteur $\pi^- n \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\pi^- n)$	42
25.	Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ des événements $\pi^- n \rightarrow (\pi^+ \pi^-) \Delta_{1236}^-$ et $\pi^- n \rightarrow (\pi^+ \pi^-) \Delta_{1900}^-$	43
26.	Distributions $dN/d t'_{\pi\eta} $ pour les événements $\pi^- n \rightarrow \rho^0 \Delta_{1236}^-$	44
27.	Masses $\eta \pi^+ \pi^-$, $\eta \pi^+$ et $\eta \pi^-$ des événements du secteur $\pi^- n \rightarrow \pi^- (\pi^+ \pi^- n)$	45
28.	Diagramme (θ/φ) Van Hove pour les événements de la classe $\pi^- d \rightarrow A_{12}^- d$	50
29.	Diagramme (θ/φ) Van Hove pour les événements de la classe $\pi^- d \rightarrow A_{12}^- d$	51
30.	Δ^{η} pour les classes $d^{*+} \rho^0$, $A_{12}^- d$ et $\rho^0 \pi^- d$	53
31.	Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la classe $A_{12}^- d$	55
32.	Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^-$ des événements de la classe $A_{12}^- d$	56
33.	Masses 3π et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la classe $A_3 d$ Masses $d\pi^+$ des événements de la classe $d^{*++} \pi^- \pi^-$	57
34.	Masses $d\pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la classe $d^{*+} \rho^0$ Masses $d\pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ des événements de la classe $d^{*+} \rho^0$	58
35.	Masses $\pi^+ \pi^-$, 3π , $d\pi^-$ pour les événements de la classe $\rho^0 \pi^- d$ Masses $\pi^+ \pi^-$ et 3π des événements de la classe $\rho^0 \pi^- d$	59
36.	Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^-$, $d\pi^-$, $d\pi^+$ des événements non classés	60
37.	Distribution $dN/d t'_{dd} $ des événements des classes $A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ et sélectionnés par coupures	61
38.	Masses $\pi^+ \pi^-$ et $\eta \pi^-$ des événements des classes $\rho^0 \Delta_{1236}^- (1) \text{ et } (2)$	63
39.	Masses $\pi^+ \pi^-$ et $\eta \pi^-$ des événements des classes $\rho^0 \Delta_{1236}^-$, $\rho^0 \Delta_{1900}^-$ et $\rho^0 (\eta \pi^-)$	64
40.	Distributions $dN/d t'_{\pi\eta} $ pour les classes $\rho^0 \Delta_{1236}^- (1) \text{ et } (2)$	65
41.	Distributions $dN/d t'_{\pi\eta} $ pour les classes $\rho^0 \Delta_{1236}^-$ et $\rho^0 \Delta_{1236}^-$	66
42.	Masses effectives 3π , $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^-$ pour les classes $A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ et $A_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	67
43.	Masses effectives 3π , $\pi^+ \pi^-$ pour les classes "A ₁₂₃ ", $A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$ et $A_3^- \rightarrow \rho^0 \pi^-$	68
44.	Masses effectives $\eta \pi^+ \pi^-$, $\eta \pi^+$ et $\eta \pi^-$ pour les classes N_{1470}^* et N_{1700}^*	69
45.	Masses 3π , $\pi^+ \pi^-$, $\eta \pi^+ \pi^-$ et $\eta \pi^-$ des événements non classés	70
46.	Comparaison des résultats obtenus par coupures et analyse multidimensionnelle pour la réaction cohérente	72
47.	Comparaison des résultats obtenus par coupures et analyse multidimensionnelle pour les canaux $\pi^- n \rightarrow \pi^- (\eta \pi^+ \pi^-)_{DD}$ et $\pi^- n \rightarrow (\pi^+ \pi^-) (\eta \pi^-)$	74
48.	Comparaison des résultats obtenus par coupures et analyse multidimensionnelle pour le canal $\pi^- n \rightarrow (\pi^- \pi^+ \pi^-)_{DD} n$	75
49.	a. Diagramme de la réaction $\pi^- n \rightarrow \rho^0 (\pi^- n)$ b. Définition de l'angle azimutal du neutron ϕ_n	78

	Pages
50. (a,b) Angles θ, φ de désintégration du $\mathcal{S}$ (c) angle azimutal ϕ_n du neutron	79
51. Valeurs des Emm' et ξ pour les événements sélectionnés par des coupures	82
52. Valeurs des Emm' et ξ pour les événements des classes $\mathcal{S}^0 \Delta_{123}$	83
53. Valeurs des Emm' et ξ pour les événements de la classe $\pi^+ n \rightarrow \mathcal{S}^0 \Delta_{1900}$	84
54. Valeurs des Emm' et ξ pour les événements de la classe $\pi^+ n \rightarrow \mathcal{S}^0 (\pi^+ n)$	85
55. Comparaison des valeurs de ξ pour des événements sélectionnés par coupures ou analyse multidimensionnelle	87
56. Distribution du transfert $t_{\pi \mathcal{S}}$ des événements des classes $\mathcal{S}^0 \Delta_{123}$	90
57. Distribution des angles d'Euler φ, θ, γ pour la réaction $\pi^- d \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- d$	96
58. Distribution des angles d'Euler φ, θ, γ pour la réaction $\pi^- n \rightarrow (3\pi)_{DD} n$	97
59. Variation des contributions des ondes globales J^P ainsi que du fond en fonction de la masse $M_{3\pi}$ (réaction cohérente); Les lignes continues correspondent aux résultats expérimentaux obtenus dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p$ (Réf. 20)	101
60. Variation des ondes partielles $/JPLM\rangle$ en fonction de la masse 3π (réaction cohérente) (la signification des lignes continues est identique à celle de la figure 59).	102
61. Variation des contributions des ondes globales J^P en fonction de la masse 3π (réaction $\pi^+ n \rightarrow (\pi^+ \pi^+ \pi^-)_{DD} n$) (la signification des lignes continues est identique à celle de la figure 59).	106
62. Schémas correspondant à un modèle de Deck avec échanges de π et de $\mathcal{S}$	112
63. Définition de l'angle azimutal $\phi_{\mathcal{S}}$	114
64. Masses effectives $\mathcal{S}^0 \pi^-$ (Réaction $\pi^- d \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- d$)	116
65. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ (Réaction $\pi^- d \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- d$)	117
66. Masses effectives $\pi^- d$ (Réaction $\pi^- d \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- d$)	118
67. Angle $ \phi_{\mathcal{S}} $ (Réaction $\pi^- d \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- d$)	119
68. Masses effectives $\mathcal{S}^0 \pi^-$ (Réaction $\pi^- n \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- n$)	122
69. Masses effectives $\pi^+ \pi^-$ (Réaction $\pi^- n \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- n$)	123
70. Masses effectives $\pi^- n$ (Réaction $\pi^- n \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- n$)	124
71. Angle $ \phi_{\mathcal{S}} $ (Réaction $\pi^- n \rightarrow \mathcal{S}^0 \pi^- n$)	125

REMERCIEMENTS

J'aimerais, tout d'abord, exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le professeur A. ASTIER, directeur de ce laboratoire, dont les grandes connaissances scientifiques m'ont beaucoup aidée, au cours des discussions fructueuses que nous avons eues.

Toute ma reconnaissance va à Monsieur M. BAUBILLIER dont la compétente et amicale direction, ainsi que les précieux conseils, m'ont guidée tout au long de ce travail et m'ont permis de le mener à bien.

Il va sans dire que tous mes remerciements vont aux physiciens qui ont participé à cette expérience : Madame M. RIVOAL dont la contribution et les conseils ont été essentiels et Monsieur R. ZITOUN pour l'aide efficace et amicale qu'il m'a apportée, ainsi qu'à nos collaborateurs italiens.

Que Monsieur A. MOREL trouve ici l'expression de ma gratitude pour les précieux conseils qu'il m'a donnés.

Je désire également remercier Monsieur L. JAUNEAU d'avoir accepté de s'intéresser à ce travail et d'en être le rapporteur.

Je suis très reconnaissante à Monsieur le professeur P. FALK-VAIRANT d'avoir bien voulu être membre du jury de cette thèse.

Je ne voudrais pas oublier de remercier ceux sans qui la réalisation et la gestion de cette expérience n'auraient pu être menées à bien : Monsieur J.L. GORRAND et Madame C. TOUSSAINT.

Les figures de ce travail ont été réalisées avec soin et rapidité par Mademoiselle C. GOFFIN : qu'elle trouve ici toute ma gratitude.

Enfin je tiens à remercier l'ensemble de mes collègues du laboratoire, toujours prêts à m'apporter leur aide dans une ambiance amicale.