

Pour distribution intérieure seulement

Rapport interne NP 69-33  
25 novembre 1969

X<sup>0</sup>(960) : PRODUCTION DANS LES INTERACTIONS  $\pi^-p$   
ET DESINTEGRATION EN  $\pi^+\pi^-\eta$

J.-P. Dufey

GENEVE  
1969

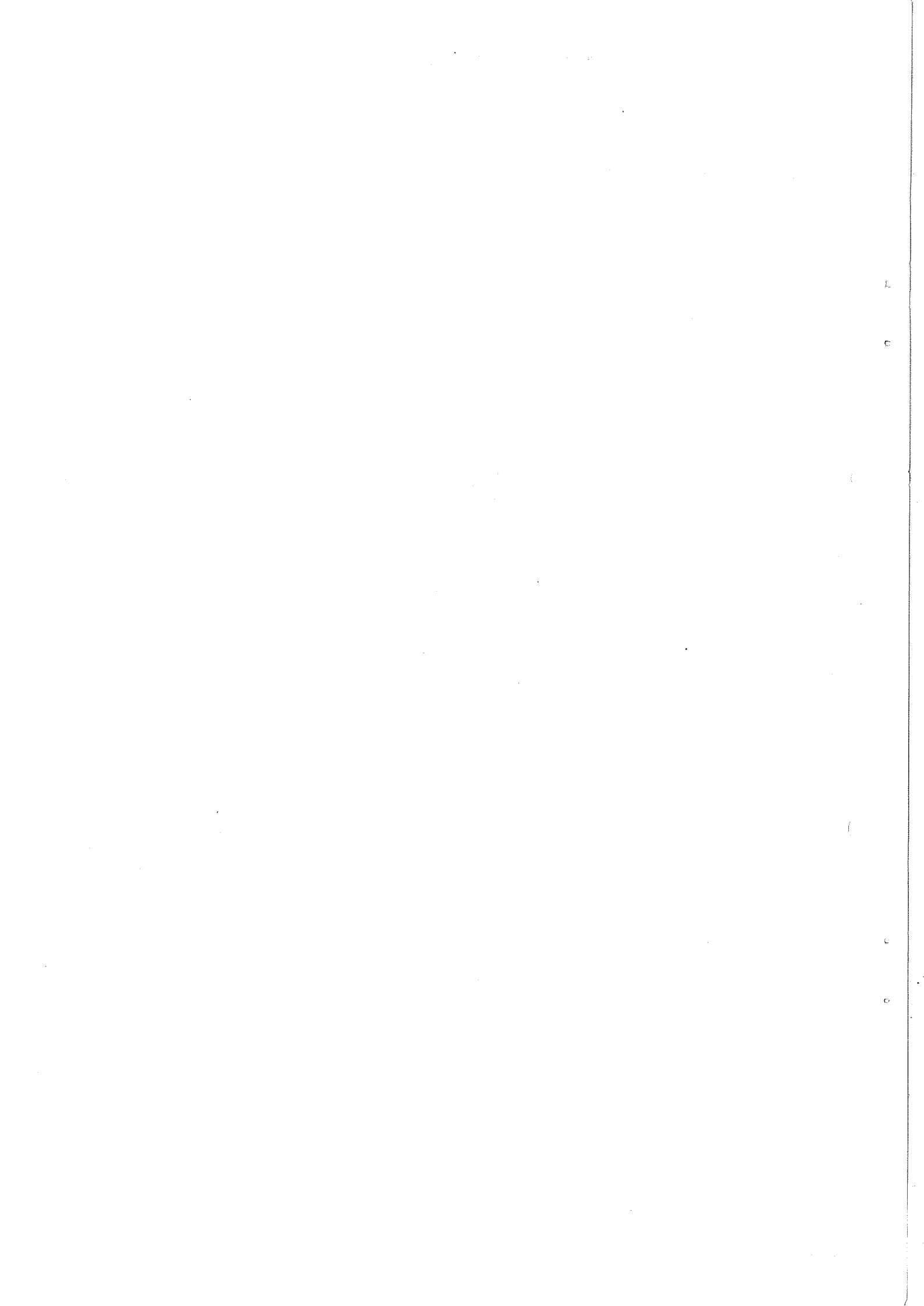


TABLE DES MATIERES

	<u>page</u>
INTRODUCTION GENERALE	1
APPAREILLAGE, METHODE D'ANALYSE ET MISE EN EVIDENCE DU $X^0$	3
1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL	3
1.1 Introduction	3
1.2 Description de l'appareillage	3
1.2.1 Faisceau	3
1.2.2 Cible	5
1.2.3 Compteurs à neutrons et mesure du temps de vol	5
1.2.4 Chambres à étincelles et aimant	6
1.2.5 Compteurs de particules chargées	7
1.3 Cinématique de production	7
1.4 Sélectivité et efficacité de l'appareillage	7
2. ANALYSE DES DONNEES ET MISE EN EVIDENCE DU $X^0$	10
2.1 Sélection et mesure des photographies	10
2.2 Reconstruction des événements	12
2.3 Séparation des réactions et mise en évidence du $X^0$	13
2.3.1 Première purification	13
2.3.2 Réactions détectées	13
2.3.3 Mise en évidence du $X^0$	15
SECTION EFFICACE	20
3. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION	20
3.1 Introduction	20
3.2 Nombre brut d'événements	20
3.3 Efficacité géométrique	22

	<u>page</u>
3.4 Corrections diverses	25
3.5 Valeurs de la section efficace	25
3.6 Comparaison avec d'autres expériences	26
ANALYSE DE LA DESINTEGRATION $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	27
INTRODUCTION	27
4. CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR L'ANALYSE DE LA DESINTEGRATION $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$	27
4.1 Généralités sur la description de la désintégration	27
4.2 Nombres quantiques du système $\pi^+ \pi^- \eta$	31
4.3 Construction des éléments de matrice	31
5. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION	33
5.1 Coupures et corrections	33
5.2 Dépendance angulaire	36
5.3 Dépendance en $T_\eta$	36
5.3.1 $I_{J^P}^{G} = 0^+ 0^-$	36
5.3.2 Autres combinaisons de nombres quantiques	40
5.4 Discussion des nombres quantiques	42
CONCLUSION GENERALE	45
REFERENCES	47

Liste des figures

- Fig. 1 : Schéma de l'appareillage. Compteurs à neutrons vus de la cible.
- Fig. 2 : Angle d'émission  $\theta$  en fonction de l'énergie cinétique du neutron dans le laboratoire pour différentes impulsions incidentes. Les angles correspondants dans le centre de masse sont indiqués sur les lignes pointillées.
- Fig. 3 : Angle d'émission  $\theta$  en fonction de l'énergie cinétique du neutron dans le laboratoire pour différentes valeurs de la masse associée au neutron.
- Fig. 4 : Efficacité de détection de la masse associée au neutron ( $M_X$ ) pour une impulsion incidente de 1500 MeV/c. Courbe A : lors de la prise des données. Courbe B : après correction du temps de vol.
- Fig. 5 : Distribution de  $M_n^2$  pour les événements avec  $p_{inc} = 1,52$  GeV/c.
- Fig. 6 : Distribution de  $M_0^2$  pour les événements avec  $p_{inc} = 1,52$  GeV/c et  $M_n^2 > 1$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>.
- Fig. 7 : Distribution de  $M_0^2$ , pour les événements avec  $M_n^2 > 0,7$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup> et
- a) faible impulsion incidente (1,45 GeV/c),
  - b) masse associée au neutron inférieure à 0,94 GeV/c<sup>2</sup>,
  - c) masse associée au neutron entre 0,94 et 0,98 GeV/c<sup>2</sup>.
- Fig. 8 : Distribution de  $M_0^2$ , avec
- a) impulsion incidente de 1,50 GeV/c,
  - b) impulsion incidente de 1,52 GeV/c.

- Fig. 9 : Efficacité de détection des particules chargées. Courbe A : coupure au 8<sup>e</sup> intervalle. Courbe B : coupure au 18<sup>e</sup> intervalle. Courbe C : même coupure que B, mais l'efficacité totale est normalisée à celle du 8<sup>e</sup> intervalle.
- Fig. 10 : Définition du diagramme de Dalitz triangulaire.
- Fig. 11 : Définition des vecteurs utilisés dans la description de la désintégration.
- Fig. 12 : Population du diagramme de Dalitz. La partie gauche a été repliée sur la partie droite.
- Fig. 13 : Dépendances angulaires des éléments de matrice carrés comparées avec les points expérimentaux.
- Fig. 14 : Dépendance en  $T_\eta$  des points expérimentaux comparée avec un élément de matrice uniforme (courbe A) ou linéaire (courbe B) correspondant à  $I_{J^P}^{G^P} = 0^+ 0^-$ .
- Fig. 15 : Dépendance en  $T_\eta$  du carré de l'élément de matrice des autres possibilités de nombres quantiques considérées.

## INTRODUCTION GENERALE

Le méson  $X^0$  (ou  $\eta'$ ) a été découvert en 1964 par Goldberg et al.<sup>1)</sup> et Kalbfleisch et al.<sup>2)</sup> dans la réaction  $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + X^0$ . Sa masse est de  $958,3 \pm 0,8 \text{ MeV}/c^2$ , et sa largeur est inférieure à  $4 \text{ MeV}/c^2$ <sup>3)</sup>.

Il a été observé également dans les interactions pion-nucléon, en  $\pi^+ + n \rightarrow X^0 + p$  à  $3,3 \text{ GeV}/c$ <sup>4)</sup>. Une expérience faite à Columbia<sup>5)</sup> a tenté en vain de le détecter dans l'interaction  $\pi^- + p$  au voisinage du seuil.

Les modes de désintégration connus sont  $\eta\pi\pi$  ( $71 \pm 4\%$ ),  $\gamma\pi\pi$  ( $22 \pm 3\%$ ) et  $\gamma\gamma$  ( $6 \pm 3\%$ )<sup>3)</sup>.

Les nombres quantiques présumés du  $X^0$  sont  $I^G J^P = 0^+ 0^-$ <sup>\*</sup>), impliquant une désintégration forte pour le mode  $\pi\pi\eta$ . La faible largeur du  $X^0$  et la présence de désintégrations électromagnétiques relativement abondantes sont conciliables avec l'existence d'un tel mode si l'on fait appel à des considérations d'espace de phase et d'interactions dans l'état final. Il existe pourtant des raisons de mettre en doute ce choix de nombres quantiques.

La découverte de bosons chargés<sup>6)</sup>, comme le  $\delta$ , de masses voisines de celle du  $X^0$ , a suggéré que certaines désintégrations attribuées au  $X^0$  pourraient être plutôt celles d'un membre neutre d'un triplet.

Certains arguments utilisés pour justifier ce choix de nombres quantiques ont été récemment contestés par Zaslavsky et al.<sup>7)</sup> qui ont montré que  $J^P = 2^-$  ne pouvait pas être exclu au niveau des données expérimentales existantes. D'autre part, il ressort de la discussion des nombres quantiques donnée dans la référence 3 que le spin 1 n'est pas définitivement exclu. Un spin différent de 0 signifierait que le  $X^0$  n'est pas un élément du nonet des mésons pseudo-scalaires dans le modèle de SU(3), et il faudrait lui trouver un remplaçant (le méson  $E^0$  est tout prêt à jouer ce rôle).

---

\*) I = isospin, G = isoparité, J = spin, P = parité.

On voit que le problème de l'attribution des nombres quantiques au  $X^0$  est loin d'être résolu.

L'expérience décrite ici, utilisant la technique des compteurs et des chambres à étincelles en champ magnétique, a permis de mettre en évidence la production du  $X^0$  dans la réaction  $\pi^- + p \rightarrow X^0 + n$  au voisinage du seuil et d'étudier sa désintégration en  $\pi^+ \pi^- \eta$  ( $\eta \rightarrow$  neutres). Il s'agit de la première expérience de compteurs qui ait observé le  $X^0$ , les autres ayant été réalisées en chambres à bulles, principalement dans la réaction  $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + X^0$ .

La mesure de la section efficace de production<sup>8)</sup> a donné des valeurs relativement élevées :  $(71 \pm 13) \mu\text{b}$  à 1,50 GeV/c et  $(107 \pm 19) \mu\text{b}$  à 1,52 GeV/c (le seuil étant à 1,43 GeV/c).

L'analyse de la désintégration  $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$  ( $\eta \rightarrow$  neutres)<sup>9)</sup> a révélé que ce mode présentait des similitudes avec les désintégrations en trois pions chargés des mésons pseudo-scalaires  $\eta$  et  $K$ , ce qui constitue un argument important en faveur du spin 0. Le spin 2 est défavorisé, mais nous ne pouvons l'exclure au niveau de notre statistique. Le spin 1, par contre, est très improbable.

Cette expérience a été réalisée au CERN par une collaboration CERN-ETH-Saclay. La prise des données a eu lieu de mai à août 1966. L'appareillage est le même que celui qui avait été utilisé pour l'expérience  $\eta$ <sup>10)</sup> (vérification de la conservation de C par l'étude de l'asymétrie dans les désintégrations chargées du méson  $\eta$ ).



APPAREILLAGE, METHODE D'ANALYSE ET MISE EN EVIDENCE DU  $X^0$

1. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

1.1 Introduction

Nous devons détecter la réaction  $\pi^- p \rightarrow X^0 n$ , au cours de laquelle  $X^0$  se désintègre en mode chargé. On peut estimer que le rapport entre la section efficace de ce processus et la section efficace totale  $\pi^- p$  est de l'ordre de  $10^{-3}$ . L'appareillage doit donc être aussi sélectif que possible, tout en conservant une efficacité de détection raisonnable.

L'appareillage dont nous disposons détecte un neutron issu de la réaction  $\pi^- p$  de telle manière que la masse du système bosonique qui lui est associée soit restreinte à une bande étroite centrée sur la masse du  $X^0$ . Il enregistre ensuite les trajectoires des particules chargées issues de ce système.

Nous décrirons tout d'abord les éléments essentiels de l'appareillage, puis nous étudierons la cinématique de la réaction  $\pi^- + p \rightarrow n +$  (système neutre). Enfin, nous discuterons la sélectivité et l'efficacité de l'appareillage.

1.2 Description de l'appareillage

L'appareillage est schématisé sur la figure 1.

1.2.1 Faisceau

Cette expérience a été réalisée au Synchrotron à protons du CERN (PS), en parasitage sur le faisceau  $m_4$  [cf. Brautti et al.<sup>11)</sup>] modifié. Nous n'avons pas utilisé les séparateurs. Le premier aimant d'extraction, normalement situé dans le tank à vide du PS, avait été reculé pour permettre la modification d'un autre faisceau de plus haute énergie. L'acceptance était donc réduite et les propriétés optiques quelque peu modifiées. Pour obtenir une intensité raisonnable il fallait ouvrir le collimateur, ce qui entraînait une plus grande dispersion d'impulsion et une image plus étalée à la cible.

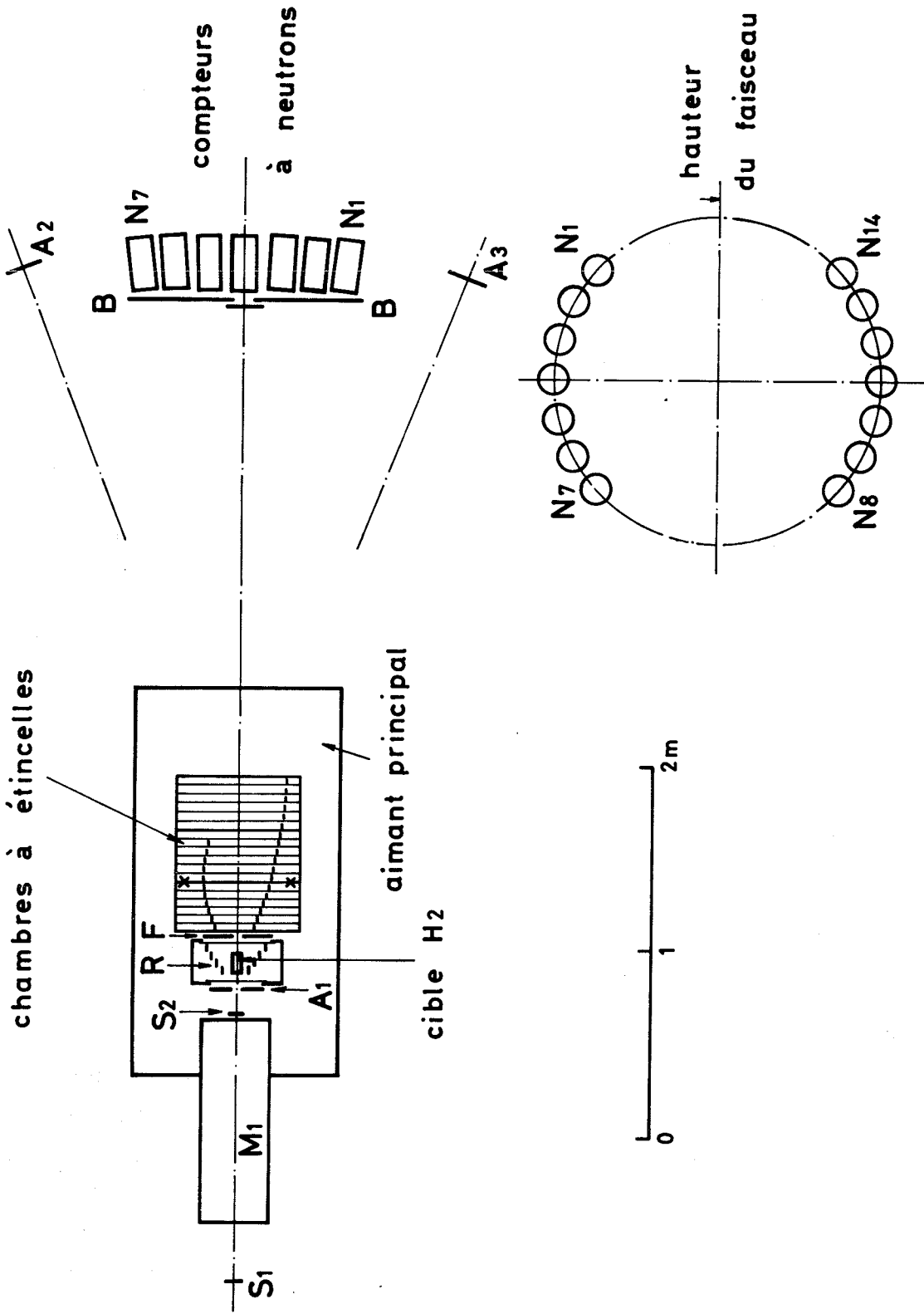


Fig. 1

Le faisceau avait les caractéristiques suivantes : une impulsion que l'on a fait varier de 1,45 à 1,52 GeV/c, avec une dispersion en impulsion de  $\pm 0,7\%$  et une dispersion angulaire de  $\pm 5$  mrad. L'intensité était de  $3 \times 10^4$  particules pendant 200 msec, avec un taux de répétition de 0,5 par seconde. La contamination leptonique était de  $13 \pm 3\%$ .

Deux aimants à déflexion horizontale corrigeaient la déviation du faisceau dans le champ magnétique de l'aimant principal afin de l'amener dans l'axe de la cible.

### 1.2.2 Cible

C'est un cylindre de 12 cm de longueur et 4 cm de diamètre en mylar de 0,15 mm d'épaisseur. L'hydrogène liquide étant à la pression atmosphérique, la cible est maintenue dans une enceinte à vide dont les parois, sur le chemin du faisceau et des particules secondaires, sont en mylar de 0,5 mm.

### 1.2.3 Compteurs à neutrons et mesure du temps de vol

Chaque compteur à neutrons est constitué d'un récipient cylindrique de 30 cm de longueur et 14 cm de diamètre contenant un scintillateur liquide (carbone + hydrogène). Les quatorze compteurs sont disposés sur une couronne de 1,80 m de diamètre, de telle manière que l'axe du cylindre passe par le centre de la cible et forme, avec l'axe de symétrie de l'appareillage, un angle  $\theta = 13,2^\circ$ . La face antérieure des compteurs est à 3,90 m de la cible. De cette manière, seuls les neutrons émis dans la région angulaire  $12,2^\circ < \theta < 14,2^\circ$  peuvent être détectés.

L'efficacité de détection pour des neutrons de 300 MeV est de l'ordre de 15%. Elle n'a pas été mesurée dans cette expérience, mais nous verrons plus loin (paragraphe 3.4) comment elle peut être estimée à partir de l'expérience  $\eta$ .

La production de lumière dans le scintillateur est due aux particules chargées issues d'une réaction du neutron sur les noyaux du liquide (proton ou carbone). La quantité de lumière émise dépend avant tout du type de réaction, les phénomènes de saturation dans le scintillateur diminuant l'efficacité lumineuse pour des particules très ionisantes ( $\alpha$ ).

La forme de l'impulsion à la sortie du compteur ne dépend pas beaucoup de l'endroit où le neutron a interagi dans le scintillateur, car l'impulsion lumineuse sur la photocathode est très riche en lumière directe.

L'énergie des neutrons est mesurée par leur temps de vol entre la cible et le compteur. Il dépend peu de l'endroit où le neutron a interagi, la vitesse de la lumière dans le scintillateur et celle du neutron étant voisines.

Afin de limiter la bande de masse associée au neutron (paragraphe 1.4), on impose des limites au temps de vol. Lors du déclenchement, on exigeait que l'impulsion du compteur à neutrons survienne dans un intervalle de temps de 14 nsec, convenablement décalé par rapport à la particule incidente.

La détermination du temps de vol par l'électronique est sensible à la hauteur de l'impulsion. On observe des fluctuations de l'ordre de 1,5 nsec pour des variations d'amplitude d'un facteur 10. Il a donc été nécessaire d'enregistrer l'amplitude pour chaque événement afin de corriger le temps de vol lors de l'analyse.

A cette correction s'ajoute celle du délai relatif des compteurs, qui a été calibré périodiquement. L'erreur finale sur le temps de vol corrigé est inférieure à 0,5 nsec.

#### 1.2.4 Chambres à étincelles et aimant

Nous avons utilisé des chambres à étincelles optiques conventionnelles. Les plaques sont constituées de deux feuilles de 25  $\mu\text{m}$  d'épaisseur et ont une surface utile de  $67 \times 67 \text{ cm}^2$ . Ces chambres, ainsi que le système optique, ont déjà été décrites en détail<sup>12)</sup>.

La position avancée de la cible a limité le volume des chambres à trois unités de douze intervalles chacune, alors que normalement l'aimant peut en recevoir six. Mais l'impulsion des produits de désintégration étant relativement basse nous avons une très bonne précision sur les traces qui traversent ces trois unités.

Le champ magnétique est de 7,18 kG, dirigé verticalement. Son inhomogénéité dans le volume photographié ne dépasse pas 10%.

### 1.2.5 Compteurs de particules chargées

- i) Le télescope est l'ensemble des compteurs définissant le faisceau acceptable.  $S_1, S_2$  sont en coïncidence,  $A_1$  (trou) en anticoïncidence.
- ii) Les compteurs R, en anticoïncidence, à l'intérieur de l'enceinte à vide, interdisent toute trace chargée secondaire qui ne serait pas visible dans les chambres.
- iii) Le compteur F en coïncidence (avec un trou sur le passage du faisceau) assure qu'une particule chargée au moins a traversé les chambres.
- iv) Les compteurs  $A_2$  et  $A_3$ , en anticoïncidence, exigent que la trace du faisceau ait interagi.
- v) Enfin les quatorze compteurs à neutrons,  $N_1$  à  $N_{14}$ , sont protégés par les compteurs B en anticoïncidence qui leur évitent des déclenchements par des particules chargées produites dans la cible.

### 1.3 Cinématique de production

La figure 2 montre, pour la réaction  $\pi^- + p \rightarrow X^0 + n$ , la relation entre l'angle d'émission  $\theta$  (par rapport au faisceau incident) et l'énergie cinétique du neutron dans le laboratoire pour différentes impulsions incidentes.

Les angles correspondants dans le centre de masse sont indiqués. On voit que pour un intervalle de  $\theta$  donné, l'intervalle correspondant dans le centre de masse est maximum lorsque  $\theta$  est maximum. Les traits horizontaux donnent les limites de la région angulaire couverte par les compteurs à neutrons (paragraphe 1.2.3). Dans ces conditions, le maximum d'efficacité de détection est obtenu pour une impulsion incidente au voisinage de 1,500 GeV/c.

La figure 3 montre la même dépendance angle-énergie du neutron, mais pour différentes masses associées au neutron. L'impulsion incidente est fixée ici à 1,500 GeV/c.

### 1.4 Sélectivité et efficacité de l'appareillage

La détection du neutron au maximum de l'angle d'émission correspondant à la masse du  $X^0$  permet l'élimination des masses supérieures. Pour

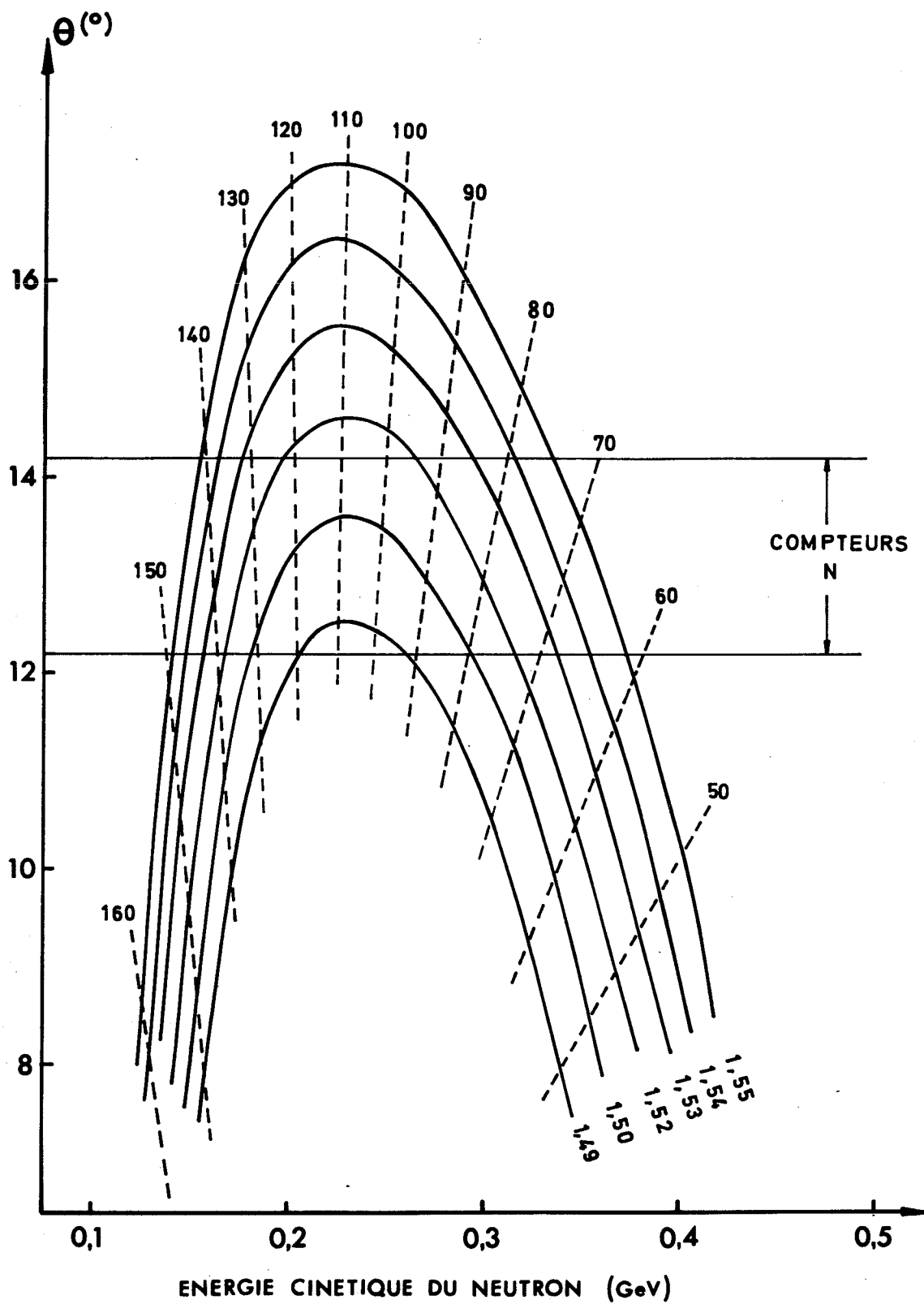


Fig. 2

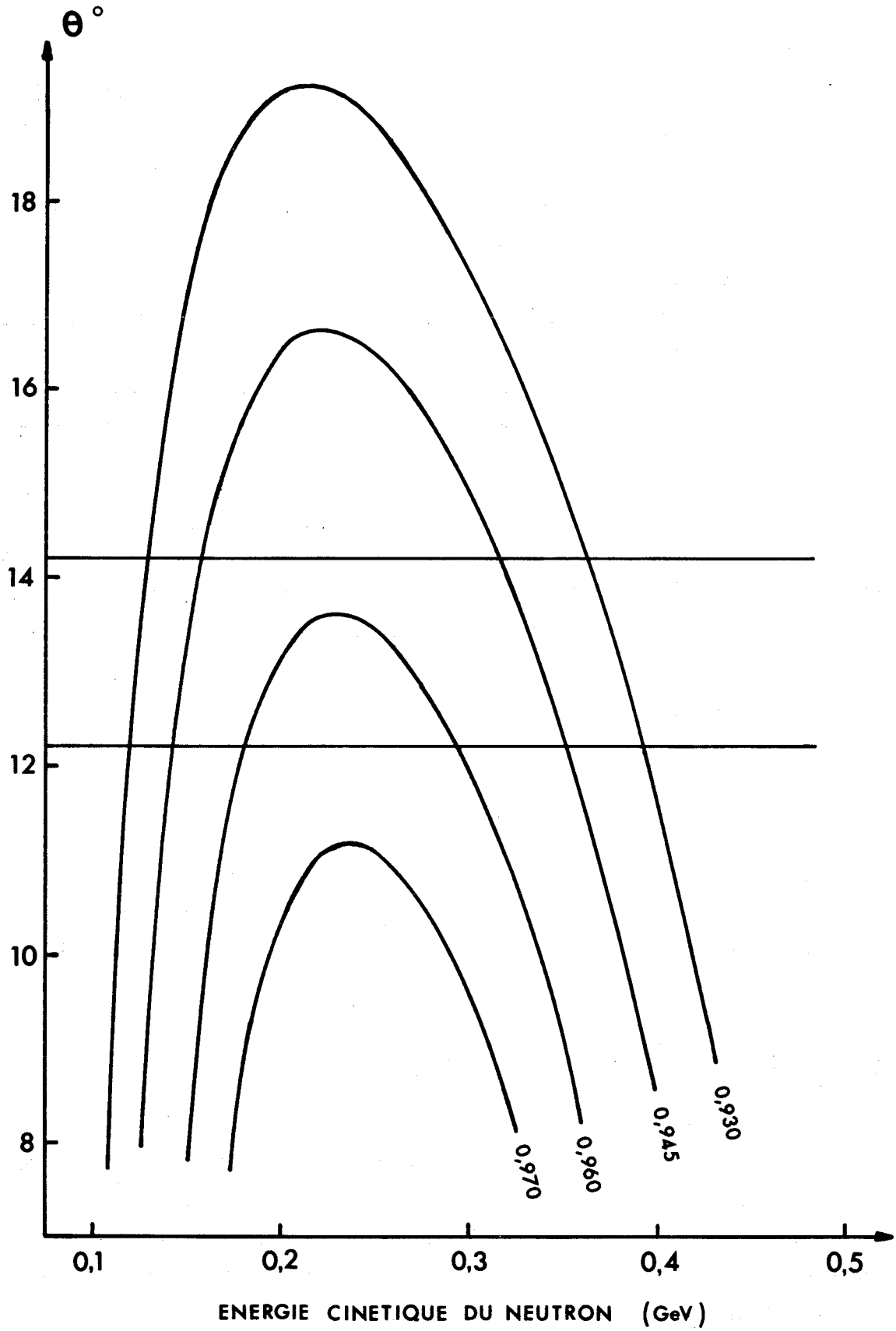
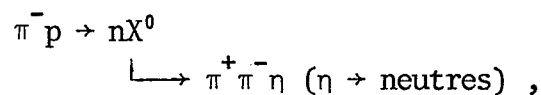


Fig. 3

supprimer les masses plus faibles, il faut faire une coupure sur l'énergie (coupure sur le temps de vol). La figure 4 donne l'efficacité en fonction de la masse associée au neutron, telle qu'elle résulte des coupures sur le neutron uniquement. Elle tient compte des dispersions en impulsion et en angle du faisceau incident. La courbe A correspond à la coupure en temps de vol appliquée lors du déclenchement. La bande acceptée était suffisamment large pour contenir les fluctuations de la mesure et les effets d'une éventuelle erreur systématique sur l'impulsion incidente. La courbe B donne l'efficacité au niveau de l'analyse, la correction du temps de vol permettant une coupure plus étroite. La largeur totale à mi-hauteur est de 20 MeV/c<sup>2</sup>. Le maximum d'efficacité est atteint pour des masses de 958 MeV/c<sup>2</sup> à 1,50 GeV/c et 966 MeV/c<sup>2</sup> à 1,52 GeV/c d'impulsion incidente.

Une grande partie des déclenchements était toutefois due à des impulsions parasites dans les compteurs à neutrons, corrélées aux événements enregistrés, c'est-à-dire causées par la réinteraction des particules secondaires dans le sol, les murs de blindage, etc.

Pour un événement du type :



l'efficacité géométrique de détection des neutrons est d'environ 8%, celle des traces chargées de 38%. L'efficacité intrinsèque des compteurs à neutrons étant de l'ordre de 15%, nous obtenons une efficacité globale de 0,45%.

## 2. ANALYSE DES DONNEES ET MISE EN EVIDENCE DU X<sup>0</sup>

### 2.1 Sélection et mesure des photographies

Les photographies sélectionnées devaient comporter deux traces de courbures opposées dans les chambres à étincelles, chacune des traces devant avoir passé le 8<sup>e</sup> intervalle dans la chambre pour que l'on obtienne une précision suffisante sur l'impulsion. Naturellement, une trace ne devait pas avoir fait de diffusion avant ce 8<sup>e</sup> intervalle.



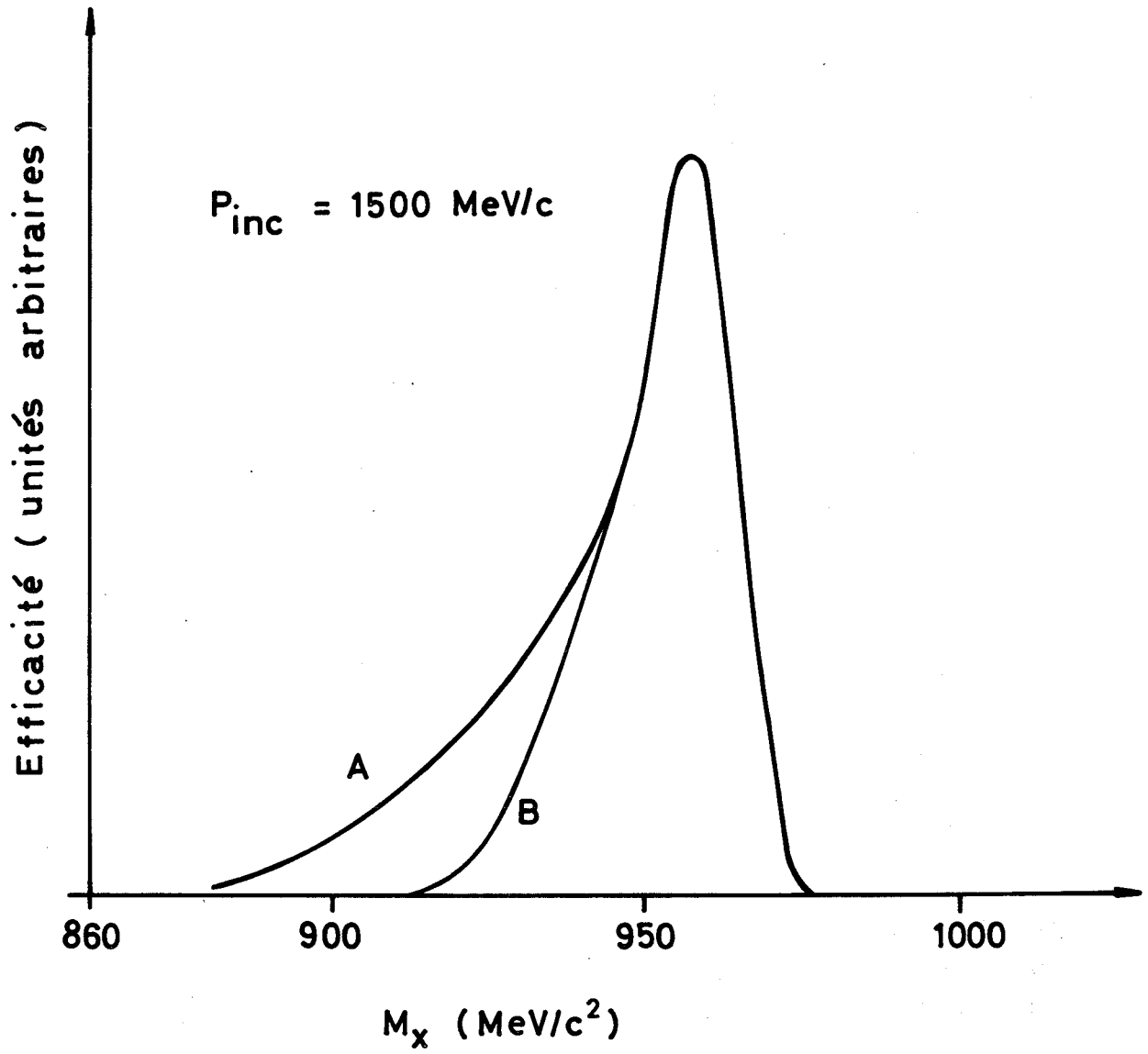


Fig. 4

La présente étude porte sur un total de 150 000 photographies, parmi lesquelles 40 000 ont satisfait à ces critères. Celles-ci se répartissent de la manière suivante, selon les trois impulsions incidentes utilisées :

2 500 à 1,45 GeV/c ;  
16 000 à 1,50 GeV/c ;  
21 500 à 1,52 GeV/c .

Ces photographies ont été mesurées sur l'appareil automatique HPD <sup>13)</sup> relié à la calculatrice CDC 6600.

## 2.2 Reconstruction des événements

La reconstruction des traces dans l'espace a été effectuée par un programme THRESH <sup>14)</sup> adapté à notre système optique. Les deux traces ne convergeant pas dans la région photographiée, il a fallu également lui ajouter un sous-programme qui les extrapole vers la cible et cherche leur "point d'intersection" (minimum de la distance entre les traces) qui est considéré alors comme le point d'interaction.

Environ 95% des événements ont passé avec succès cette partie de la chaîne de reconstruction.

Le programme KINETA, écrit spécialement pour cette expérience, a effectué les calculs cinématiques. Il détermine les impulsions (vecteurs) des deux particules chargées et l'impulsion du neutron à l'aide du temps de vol (qu'il a corrigé auparavant), prenant comme direction celle du centre du compteur touché. Il calcule ensuite des masses invariantes et des masses manquantes pour plusieurs hypothèses ( $\pi^+ \pi^-$ ,  $e^+ e^-$ ,  $\pi^- p$ ). La particule incidente n'ayant pas été mesurée, il prend les valeurs centrales de l'impulsion et de l'angle telles qu'elles ont été déterminées à l'aide de photographies de traces du faisceau, et il les modifie en fonction de la position du point d'interaction dans la cible.

Dans certains cas, on a utilisé des grandeurs cinématiques provenant d'un ajustement des événements effectué de la manière suivante (programme ETAFIT) : utilisant les relations de conservation des quadrivecteurs, et imposant aux deux pions et au  $\eta$  (seul cas envisagé) d'être issus de la désintégration d'un  $X^0$ , on calcule la direction du neutron. A cause des erreurs de mesure, cette direction ne correspond pas, en général,

à celle du compteur touché. On perturbe alors les paramètres mesurés en tenant compte de l'erreur sur leur mesure (estimée pour chaque événement) et de leur effet sur la direction du neutron, jusqu'à ce que celle-ci tombe dans le bon compteur.

Chaque événement est alors caractérisé par un  $\chi^2$  défini par :

$$\chi^2 = \sum \frac{(\Delta p_i)^2}{\sigma_i^2},$$

où  $\Delta p_i$  est la variation du  $i^e$  paramètre et  $\sigma_i$  son erreur.

### 2.3 Séparation des réactions et mise en évidence du $X^0$

#### 2.3.1 Première purification

On élimine les événements dont les deux traces convergent soit en dehors du volume d'hydrogène de la cible, soit dans la cible, mais qui sont distantes de plus de 1,5 cm. Ce dernier cas se présente lorsque les secondaires ont réinteragi avant d'entrer dans les chambres à étincelles, ou lorsque la précision dans la reconstruction est mauvaise (traces très inclinées).

On effectue également la coupure sur le temps de vol corrigé (cf. paragraphe 1.4), et l'on élimine les événements déclenchés par plus d'un compteur à neutrons.

#### 2.3.2 Réactions détectées

Bien que l'on sélectionne avec une grande précision la masse associée au neutron, la plupart des événements enregistrés proviennent de réactions étrangères à la production du  $X^0$ . Il est relativement aisé de reconnaître ces réactions lorsque le neutron enregistré a réellement participé à cette réaction; mais lorsque le déclenchement a été provoqué par une impulsion fortuite dans les compteurs à neutrons, cela n'est plus toujours possible.

Les réactions donnant deux traces chargées et un neutron sont les suivantes :

- 1)  $\pi^- + p \rightarrow n + X^0 \begin{cases} \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta (\rightarrow \text{neutres}) \\ \rightarrow \pi^0 \pi^0 \eta (\rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0) \\ \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma \end{cases} \quad \sigma \text{ à mesurer ,}$
- 2)  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- \quad \sigma \approx 6,5 \text{ mb ,}$
- 3)  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + (n\pi^0) \quad \sigma \approx 3,9 \text{ mb ,}$
- 4)  $\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^- + \text{neutres} \quad \sigma \approx 0,1 \text{ mb .}$

Elles peuvent être déclenchées par le neutron réel ou par une impulsion fortuite. Il faut encore ajouter les réactions suivantes, qui ne peuvent avoir lieu qu'à la suite d'une impulsion accidentelle dans les compteurs à neutrons :

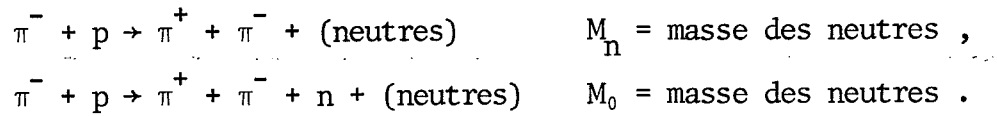
- 5)  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p \quad \sigma \approx 9,6 \text{ mb ,}$
- 6)  $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + p + \pi^0 \quad \sigma \approx 4,9 \text{ mb .}$

Les efficacités géométriques de détection du neutron et des particules chargées (voir Section 3) modifient les rapports entre ces réactions. Lorsque le vrai neutron est détecté, une grande partie des réactions parasites disparaissent, l'intervalle de masse associée au neutron étant très étroit. Pour les autres réactions, l'acceptance des particules chargées peut jouer un rôle important, car pour des masses effectives du système  $(\pi^+ \pi^-)$  supérieures à  $700 \text{ MeV}/c^2$ , l'efficacité est pratiquement nulle; par contre, si cette masse est petite, l'efficacité est plus élevée que pour les  $2\pi$  issus du  $X^0$ .

La réaction  $\pi^- + p \rightarrow n + e^+ + e^- + \text{neutres}$  provient essentiellement des paires de Dalitz produites dans la désintégration du  $\pi^0$  ou du  $\eta$ . Ces paires ont une distribution de masse effective montrant un pic vers les valeurs faibles<sup>15)</sup>. Nous avons éliminé les événements dont la masse effective des deux particules chargées, considérées comme des électrons, était inférieure à  $25 \text{ MeV}/c^2$ , éliminant ainsi environ 80% des paires de Dalitz du  $\pi^0$ .

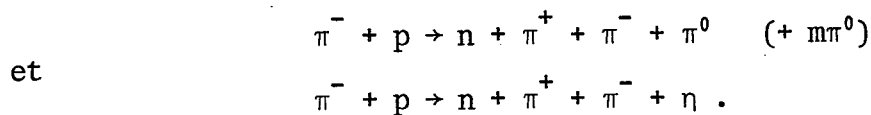
La réaction  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^-$  est pratiquement toujours déclenchée par une accidentelle, car si le neutron vrai est détecté, la masse du système  $(\pi^+ \pi^-)$  est de  $960 \text{ MeV}/c^2$  et l'efficacité de détection des chargées est nulle.

Afin de poursuivre plus commodément cette discussion, nous définissons deux systèmes particuliers et leur masse effective de la manière suivante :



Donc  $M_n$  est la masse (effective) du système associé (ou système manquant) aux deux traces chargées supposées être des pions.  $M_0$  est la masse manquante aux deux pions et au neutron.

La figure 5 montre la distribution de  $M_n^2$  (pour les événements à 1,52 GeV/c d'impulsion incidente). Les événements  $\pi^+ \pi^- n$  apparaissent dans le pic centré à la valeur du carré de la masse du neutron. Les limites inférieures des systèmes  $n + \pi^0$  et  $n + \eta$  sont indiquées. Les accumulations qui suivent ces limites indiquent la présence des réactions :



Les réactions (5) et (6), où la particule positive est un proton, sont pratiquement toutes groupées dans l'accumulation située à gauche du pic du neutron.

La figure 6 présente la distribution du  $M_0^2$  pour les événements avec  $M_n^2 > 1$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup> (afin d'éliminer les réactions  $n + \pi^+ + \pi^-$  et les protons). Dans la région  $M_0^2 \approx 0$ , la résolution n'est pas suffisante pour distinguer les  $\pi^0$  des  $\gamma$ , c'est-à-dire que nous ne pouvons pas mettre en évidence le mode  $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ . D'ailleurs un calcul de Monte-Carlo a montré que l'efficacité de détection des traces chargées pour ce mode n'était que de 2 à 3% en raison de la grande masse effective que peut avoir le système  $\pi^+ \pi^-$ .

### 2.3.3 Mise en évidence du $X^0$

Un pic apparaît nettement à la masse  $M_0^2 = m_\eta^2$  indiquant que l'on a une production abondante du système  $\pi^+ \pi^- \eta$ . Ceci n'est toutefois pas suffisant pour affirmer qu'il s'agit de la désintégration du  $X^0$ . Nous devons montrer que la production de ce système est bien liée à sa masse

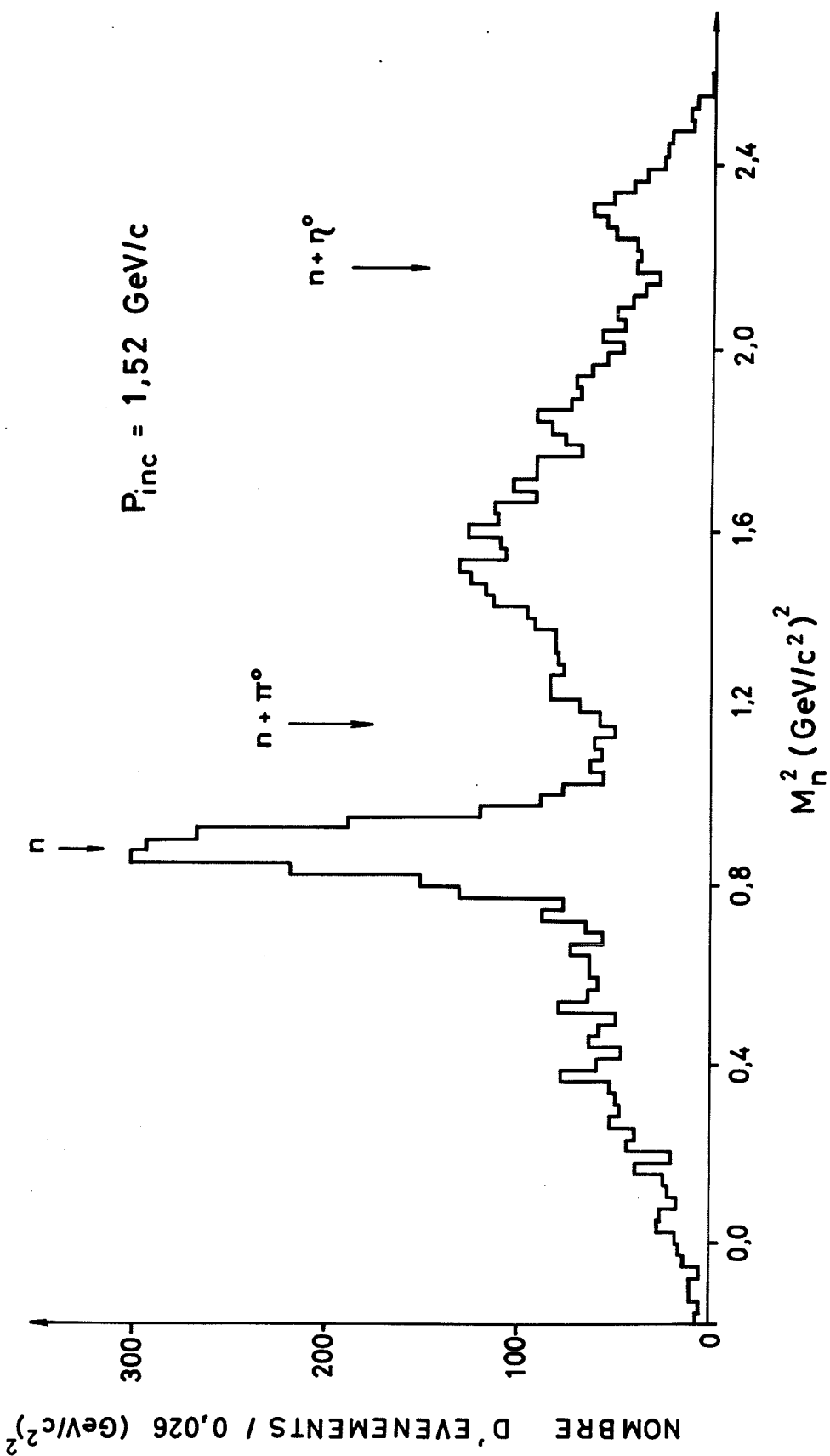


Fig. 5

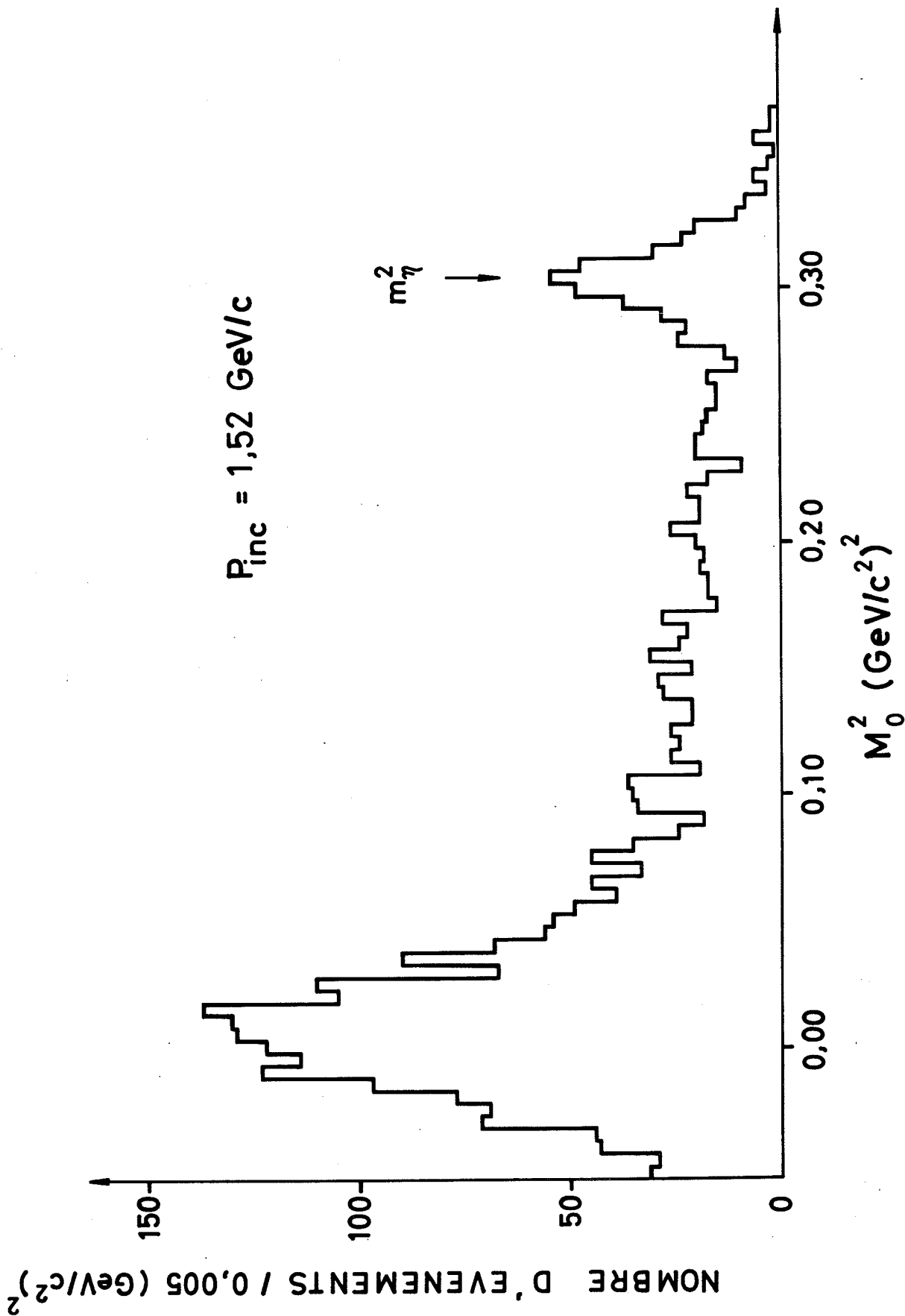


Fig. 6

effective. La figure 7a donne la distribution de  $M_0^2$  pour une impulsion incidente de 1,45 GeV/c, où la masse associée au neutron acceptée par l'appareillage ne dépasse pas 0,940 GeV/c<sup>2</sup>. La figure 7b correspond à un temps de vol du neutron situé en dehors de la bande acceptée, c'est-à-dire à une masse inférieure à 0,930 GeV/c<sup>2</sup>. Dans ces deux figures, le pic situé à la masse du  $\eta$  a disparu.

Ce comportement de la production du système  $\pi^+\pi^-\eta$  indique donc bien qu'il s'agit de la désintégration d'une particule de masse 0,960 GeV/c<sup>2</sup>.

Le pic du  $\eta$  (fig. 7c) contient environ 470 événements au-dessus du fond. Il ressort de l'analyse qui précède que ce fond est constitué principalement de réactions  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^+ + \pi^- + (n\pi^0)$ . La réaction  $\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0 + \pi^0 + \eta (\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-)$  a un  $M_0^2$  (= masse effective des  $3\pi^0$ ) compris entre  $3m_{\pi^0}$  et environ  $5m_{\pi}$ . La masse du  $\eta$  étant d'environ  $4m_{\pi}$ , ces événements seront distribués autour du pic du  $\eta$ . Mais la résolution en masse ( $\pm 12$  MeV/c<sup>2</sup> à mi-hauteur) est suffisamment petite pour qu'ils ne contribuent pas notablement à la forme de ce pic.

Le nombre d'événements observés est important, comparé à celui de la plupart des expériences (de chambres à bulles) précédentes. Seule une expérience réalisée à Berkeley, et dont les résultats ont été publiés récemment<sup>16)</sup>, obtient une statistique de  $X^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\eta$  (y compris  $\eta \rightarrow$  chargés) pratiquement égale à la nôtre, mais le nombre de photos examinées a été supérieur à  $10^6$ .



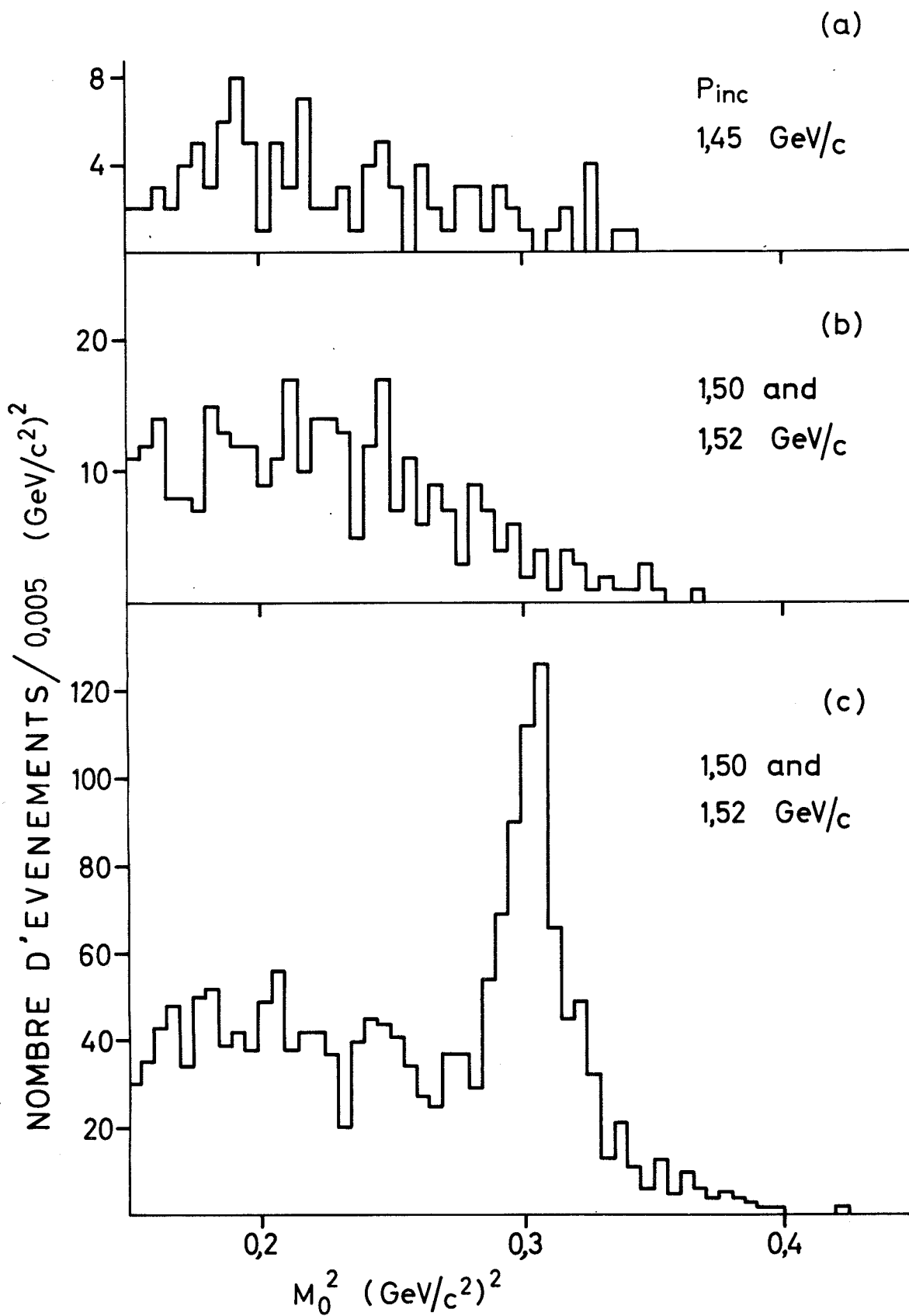


Fig. 7

## SECTION EFFICACE

### 3. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION

#### 3.1 Introduction

La section efficace de production de  $X^0$  dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow X^0 n$  est donnée par :

$$\sigma = \frac{N_{X^0}}{N_{\pi} \cdot A \cdot \rho_{H_2} \cdot L_{H_2}},$$

avec :

$N_{X^0}$  = nombre total de  $X^0$  produits;

$N_{\pi}$  = nombre total de pions acceptés;

$L_{H_2}$  = longueur effective d'hydrogène sur le chemin du faisceau (11,8 cm);

$\rho_{H_2}$  = densité de l'hydrogène (0,0708 g/cm<sup>3</sup>);

$A$  = nombre d'Avogadro.

Toute la difficulté réside évidemment dans l'estimation de  $N_{X^0}$  à partir du nombre d'événements observés dans la distribution  $M_0^2$  à la masse du  $\eta$ . Tout d'abord nous n'observons que les  $X^0$  qui se désintègrent en  $\pi^+ \pi^- \eta$  ( $\eta \rightarrow$  neutres). Ensuite, il faut tenir compte des efficacités de détection de notre appareillage. Elles sont de deux types : l'acceptance géométrique, qui dépend en général de la configuration cinématique de l'événement, et les efficacités intrinsèques des compteurs. La détermination des efficacités géométriques est délicate; elle a nécessité l'emploi d'un programme de Monte-Carlo qui simule les conditions expérimentales.

#### 3.2 Nombre brut d'événements

La figure 8 montre les distributions de  $M_0^2$  pour 1,50 et 1,52 GeV/c d'impulsion incidente. Les nombres d'événements apparaissant au-dessus du fond dans le pic à la masse du  $\eta$  [ $0,28 < M_0^2 < 0,33$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>] sont respectivement :

190  $\pm$  20 événements à 1,50 GeV/c ,

282  $\pm$  23 événements à 1,52 GeV/c .

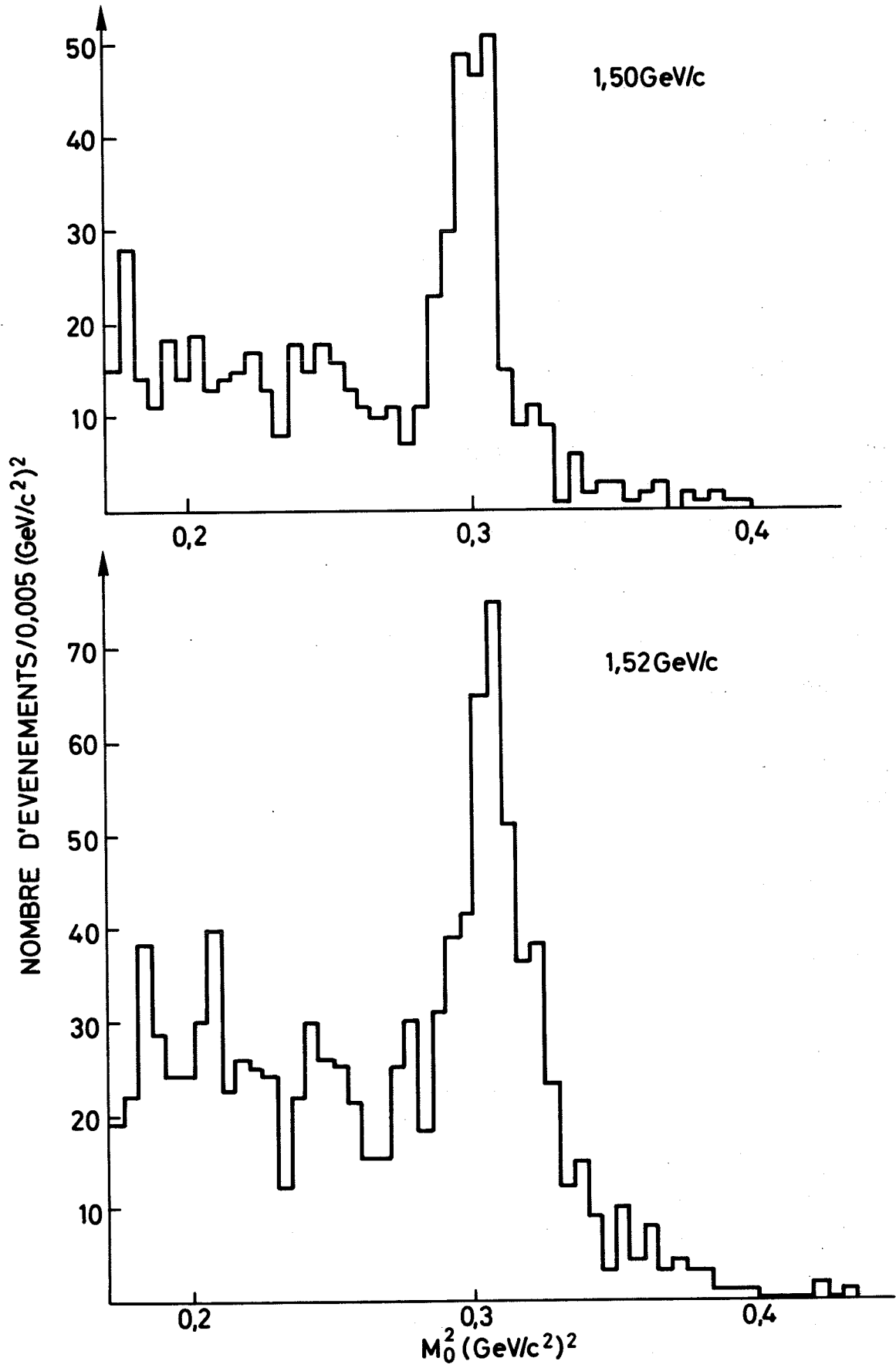


Fig. 8

Une première correction consiste à estimer le nombre d'événements dans les ailes du pic et que l'on ne peut pas distinguer du fond. Nous avons supposé que le pic avait une distribution gaussienne. Les nombres ainsi corrigés sont :

et  $205 \pm 22$  à 1,50 GeV/c ,  
 $304 \pm 25$  à 1,52 GeV/c .

### 3.3 Efficacités géométriques

Les efficacités géométriques sont calculées par un programme de Monte-Carlo. Celui-ci génère tout d'abord des réactions  $\pi^- p \rightarrow X^0 n$  en tenant compte des dispersions du faisceau incident en angle et en impulsion. On suppose une production de  $X^0$  isotrope dans le centre de masse. Cette hypothèse semble raisonnable car, près du seuil, le neutron et le  $X^0$  sont émis principalement dans un état de moment angulaire relatif  $l = 0$  (onde s) qui donne une distribution angulaire isotrope.

Après avoir retenu les neutrons acceptés par l'appareillage, le programme de Monte-Carlo associe à chacun d'eux une désintégration de  $X^0$  générée suivant l'espace de phase. Après avoir transformé l'événement dans le laboratoire, il suit chacune des traces chargées dans les chambres.

L'efficacité géométrique de détection des neutrons varie avec l'impulsion incidente. Elle est de  $(8,5 \pm 0,7)\%$  à 1,50 GeV/c et  $(6,0 \pm 0,8)\%$  à 1,52 GeV/c. L'erreur tient compte d'une erreur systématique possible sur les valeurs centrales de l'impulsion et de la direction incidentes.

L'efficacité géométrique de détection des particules chargées est déterminée par la condition que le  $\pi^+$  et le  $\pi^-$ , issus de la désintégration du  $X^0$ , parcourent une certaine distance dans les chambres à étincelles; nous avons exigé ici qu'elles traversent le 8<sup>e</sup> intervalle. Cette efficacité est peu sensible à l'impulsion incidente, mais par contre elle varie avec la configuration cinématique de l'événement : énergie et direction du  $X^0$  dans le laboratoire, énergie et direction des deux pions dans le centre de masse du  $X^0$ .

La correction d'efficacité sur les chargées ne peut pas se faire de manière globale, car la désintégration réelle ne suit pas, en général, l'espace de phase. Soit  $f(x)$  l'efficacité calculée par Monte-Carlo

(x représentant l'ensemble des variables décrivant la désintégration),  $\phi(x)$  l'espace de phase et  $M(x)$  l'élément de matrice (inconnu) de cette désintégration. L'efficacité globale donnée par Monte-Carlo est :

$$\bar{f}_{MC} = \frac{\int f(x)\phi(x)dx}{\int \phi(x)dx},$$

alors que l'efficacité réelle est :

$$\bar{f} = \frac{\int f(x)\phi(x)|M(x)|^2dx}{\int \phi(x)M(x)dx}.$$

Il faut donc en principe diviser la densité d'événements au point x par l'efficacité en ce point et ensuite faire l'intégrale de ces quotients. En pratique, on prend de petits intervalles de la variable x, compatibles avec la statistique à disposition.

Une désintégration en trois particules peut être décrite par deux paramètres si nous ne nous intéressons pas à la direction du plan de désintégration. Nous avons choisi  $T_\eta$ , l'énergie cinétique du  $\eta$  dans le centre de masse du  $X^0$ , et  $\theta$ , l'angle entre les directions du  $\pi^+$  et du  $\eta$ , dans le centre de masse du système ( $\pi^+\pi^-$ ). Pour un  $T_\eta$  donné, l'espace de phase exprimé en fonction de  $\cos \theta$  est une constante. Nous avons déterminé l'efficacité sur les particules chargées en fonction de ces deux variables et constaté qu'elle était pratiquement indépendante de  $\cos \theta$ . Elle varie d'un facteur 2 entre les deux limites physiques de  $T_\eta$  (fig. 9, courbe A), les petites valeurs de  $T_\eta$  correspondant aux faibles efficacités. Ce comportement est compréhensible si l'on raisonne avec le carré de la masse invariante du système  $\pi^+\pi^-$  qui est une fonction linéaire de  $T_\eta$  :

$$M_{\pi\pi}^2 = (m_{X^0} - m_\eta)^2 - 2m_{X^0}T_\eta.$$

La masse  $M_{\pi\pi}$  est liée à l'angle d'ouverture des traces chargées dans le laboratoire et à leur différence d'énergie. Les grandes masses  $M_{\pi\pi}$  (petites valeurs de  $T_\eta$ ) donnent des couples asymétriques, l'une des traces étant facilement perdue, et l'efficacité étant donc plus faible.

L'efficacité et l'espace de phase étant constants en fonction de  $\cos \theta$ , la correction d'efficacité peut s'effectuer uniquement sur le

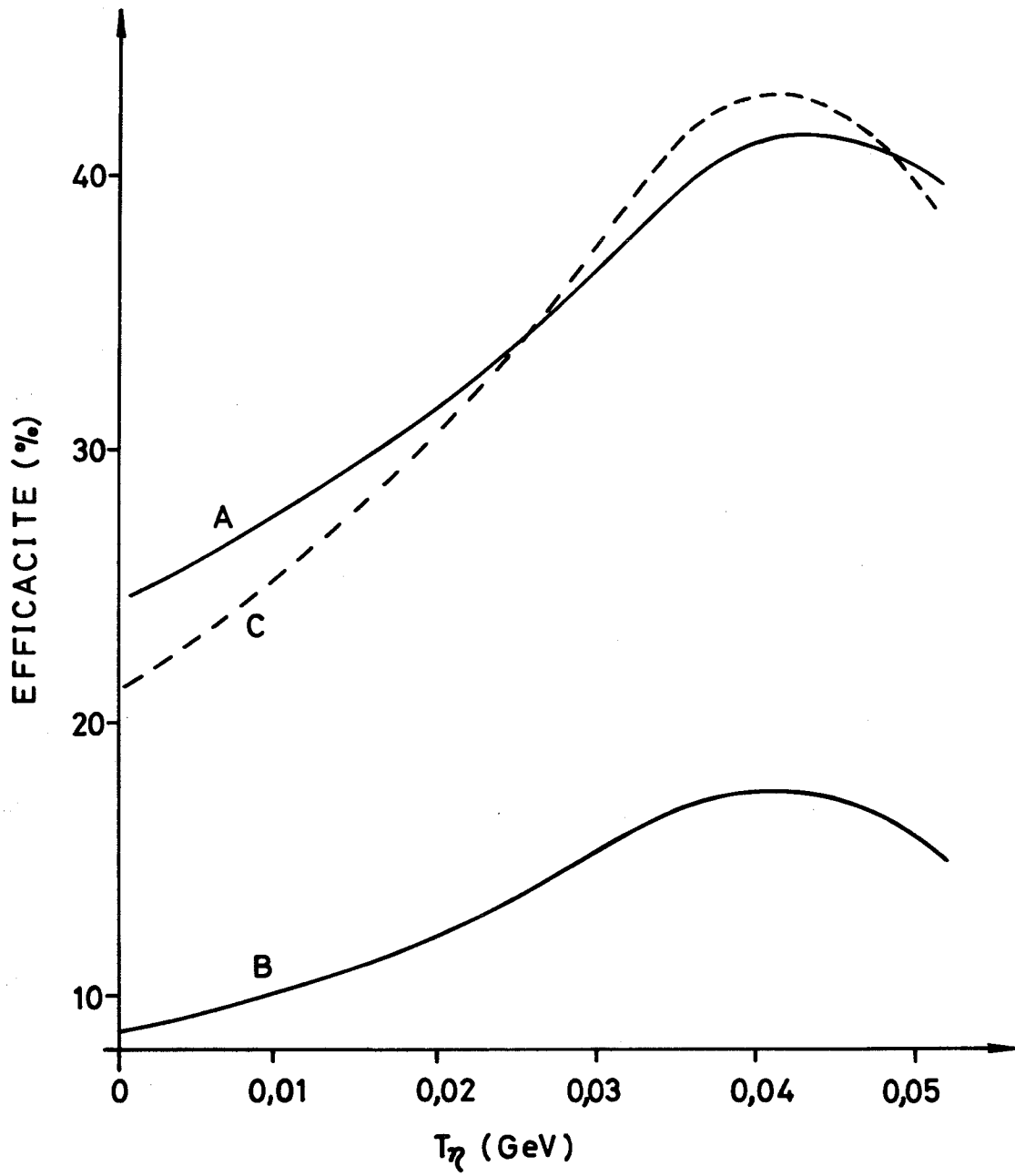


Fig. 9

spectre en  $T_\eta$  (intégré sur  $\cos \theta$ ). Le fond a été soustrait en prenant la distribution en  $T_\eta$  des événements situés à gauche et à droite du pic  $\eta$  dont les grandeurs cinématiques ont été convenablement normalisées (voir paragraphe 5.1). Les nombres d'événements ainsi obtenus (en tenant compte des événements dans les ailes) sont :

$$575 \pm 62 \text{ à } 1,50 \text{ GeV/c ,}$$

et

$$920 \pm 75 \text{ à } 1,52 \text{ GeV/c .}$$

### 3.4 Corrections diverses

Le faisceau contient  $(87 \pm 3) \%$  de  $\pi^-$ , le reste étant constitué principalement de leptons ( $e^-$ ,  $\mu^-$ ). Ce chiffre a été déduit de mesures effectuées avec des Čerenkov à seuil par un groupe travaillant sur le même faisceau<sup>17)</sup>.

Nous devons tenir compte encore de l'efficacité intrinsèque des compteurs à neutrons et de l'efficacité de la chaîne des programmes de reconstruction. Ces deux efficacités n'ont été mesurées ni dans cette expérience ni dans l'expérience  $\eta$ . Nous avons toutefois de bonnes raisons de penser qu'elles ont des valeurs voisines dans les deux cas. L'efficacité des compteurs à neutrons varie peu entre le domaine d'énergie associé au  $X^0$  ( $250 < T_n < 350$  MeV) ou au  $\eta$  ( $70 < T_n < 120$  MeV)<sup>18)</sup>. D'autre part, nous avons utilisé les mêmes programmes sur des configurations d'événements peu différentes.

Nous avons déterminé le produit de ces deux efficacités dans l'expérience  $\eta$  en utilisant la valeur de la section efficace de production du  $\eta$  donnée par Jones et al.<sup>19)</sup>, et en soumettant le nombre de  $\eta$  observés aux corrections exposées ci-dessus. Nous avons obtenu  $(11,7 \pm 1,5) \%$ .

### 3.5 Valeurs de la section efficace

Pour la production du  $X^0$  observé dans le mode de désintégration  $\pi^+ \pi^- \eta$  ( $\eta \rightarrow$  neutres) nous obtenons les sections efficaces suivantes :

$$(22 \pm 4) \text{ } \mu\text{b à } 1,50 \text{ GeV/c ,}$$

$$(33 \pm 6) \text{ } \mu\text{b à } 1,52 \text{ GeV/c .}$$

Si nous prenons comme rapport de branchement<sup>3)</sup> :

$$R = \frac{\Gamma[X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta (\eta \rightarrow \text{neutres})]}{\Gamma(X^0 \rightarrow \text{total})} = (30,8 \pm 2,5) \% ,$$

nous obtenons pour la section efficace de production :

$$(71 \pm 13) \mu\text{b} \text{ à } 1,50 \text{ GeV/c} ,$$

$$(107 \pm 19) \mu\text{b} \text{ à } 1,52 \text{ GeV/c} .$$

### 3.6 Comparaison avec d'autres expériences

Ces résultats donnent les seules valeurs existant actuellement pour la section efficace de production dans le mode particulier  $\pi^- p \rightarrow X^0 n$ .

Un groupe de Columbia<sup>5)</sup> a cherché le  $X^0$  dans ce mode d'après le spectre de temps de vol du neutron, mais sans succès. Il donne comme limite supérieure :  $\sigma(\pi^- p \rightarrow n X^0) \leq 60 \mu\text{b}$  à 1,5 GeV/c. Il faut remarquer que nous n'avons pas pu non plus isoler le  $X^0$  avec le temps de vol seul, mais qu'il a été nécessaire de mesurer les particules chargées.

Par contre le  $X^0$  a été observé dans la réaction de production :  $\pi^+ n \rightarrow X^0 p$  en chambres à bulles à deutérium. Un chiffre directement comparable au nôtre a été donné par Kirz<sup>20)</sup> :  $\sigma(\pi^+ d \rightarrow X^0 + p + p) = (80 \pm 30) \mu\text{b}$ , au voisinage du seuil de production (cette valeur est basée sur une dizaine d'événements). Une valeur à une énergie plus élevée a été donnée par Cohn et al.<sup>4)</sup> :  $\sigma[\pi^+ d \rightarrow (p) + p + X^0] = (30^{+18}_{-11}) \mu\text{b}$  à 3,29 GeV/c.

Finalement, pour compléter cette revue de la production de  $X^0$  par des pions, nous citerons le mode  $\pi^+ p \rightarrow N^*(1238) + X^0$  observé par Trilling et al.<sup>21)</sup> qui trouvent une section efficace de  $(47^{+20}_{-14}) \mu\text{b}$  à 3,65 GeV/c.



## ANALYSE DE LA DESINTEGRATION $X^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$

### INTRODUCTION

Depuis la découverte du  $X^0$ , on a toujours considéré que ses nombres quantiques les plus probables étaient  $I^G J^P = 0^+ 0^-$ . Toutefois une discussion plus rigoureuse a montré qu'il n'était pas encore possible d'exclure définitivement  $J^P = 1^+$  et  $2^-$  (voir à ce sujet les références 3 et 7). D'autre part, la présence de mésons chargés de masse voisine de celle du  $X^0$  nous conduit à remettre en question l'isospin.

Nous avons tenté, dans ce travail, d'apporter une contribution à la solution de ce problème en nous basant uniquement sur la désintégration en  $\pi^+ \pi^- \eta$ . La plupart des discussions des nombres quantiques du  $X^0$  utilisent les propriétés des résonances observées dans différents modes à la masse du  $X^0$  alors qu'il n'est pas certain a priori qu'elles soient dues à une seule particule.

La section 4 expose les méthodes d'analyse et la construction des éléments de matrice de transition correspondant aux diverses hypothèses de nombres quantiques.

La section 5 donne les résultats expérimentaux et leur discussion.

#### 4. CONSIDERATIONS THEORIQUES SUR L'ANALYSE DE LA DESINTEGRATION $X^0 \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$

##### 4.1 Généralités sur la description de la désintégration

La forme générale du taux de transition d'une réaction quelconque est :

$$d\Gamma = |\langle f|M|i\rangle|^2 d\Phi ,$$

où  $\langle f|M|i\rangle$  est l'amplitude de la transition de l'état initial  $i$  à l'état final  $f$ ;  $\Phi$  est l'espace de phase invariant. Ces deux quantités sont fonction des variables cinématiques décrivant la transition.

Dans notre cas, nous avons une particule ( $X^0$ ) dans l'état initial et trois particules issues de la désintégration du  $X^0$  dans l'état final. Nous plaçant dans le système du centre de masse du  $X^0$  et négligeant l'orientation du plan de désintégration, nous pouvons décrire complètement ce processus à l'aide de deux variables.

Soit  $T_\eta$ ,  $T_+$ ,  $T_-$  les énergies cinétiques de  $\eta$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$  dans le centre de masse du  $X^0$ . Si  $Q = m_{X^0} - m_\eta - 2m_\pi$ , nous avons la relation :

$$T_\eta + T_+ + T_- = Q .$$

Si nous choisissons  $T_\eta$  et  $T_+$  comme variables, le taux de transition s'exprime par :

$$d\Gamma = |\langle f|M|i \rangle|^2 \frac{dT_\eta dT_+}{(2\pi)^3 m_{X^0}} .$$

La densité d'événements observés (corrigée pour l'efficacité de détection) exprimée en fonction de ces deux variables donnera donc directement le comportement du carré de l'élément de matrice de transition.

Dans le diagramme triangulaire de Dalitz on représente chaque désintégration par un point dans un triangle équilatéral de hauteur  $Q$ , de telle sorte que les distances de ce point aux trois côtés du triangle soient égales aux trois énergies cinétiques  $T_\eta$ ,  $T_+$ ,  $T_-$  (fig. 10). Une propriété des triangles équilatéraux étant que la somme des distances aux trois côtés est une constante, on vérifie donc bien la condition  $T_\eta + T_+ + T_- = \text{constante} = Q$ . Les lois de conservation d'énergie et d'impulsion définissent un contour inscrit dans le triangle et à l'intérieur duquel doivent se trouver les points physiques.

L'élément de surface, dans cette représentation, est proportionnel à l'élément d'espace de phase. Toutefois la densité de points ne donne pas directement un renseignement sur le carré de l'élément de matrice, car il faut tenir compte de la présence d'événements du fond et de l'influence de l'efficacité de détection. Le nombre d'événements dont nous disposons ne nous permet pas de quadriller le diagramme de Dalitz pour effectuer ces corrections. Nous présenterons donc les résultats expérimentaux sous forme de deux projections de ce diagramme.

Si on le projette sur un système d'axes orthogonaux  $(x, y)$  (fig. 10), on a :

$$x = \frac{T_+ - T_-}{\sqrt{3}} , \quad y = T_\eta .$$

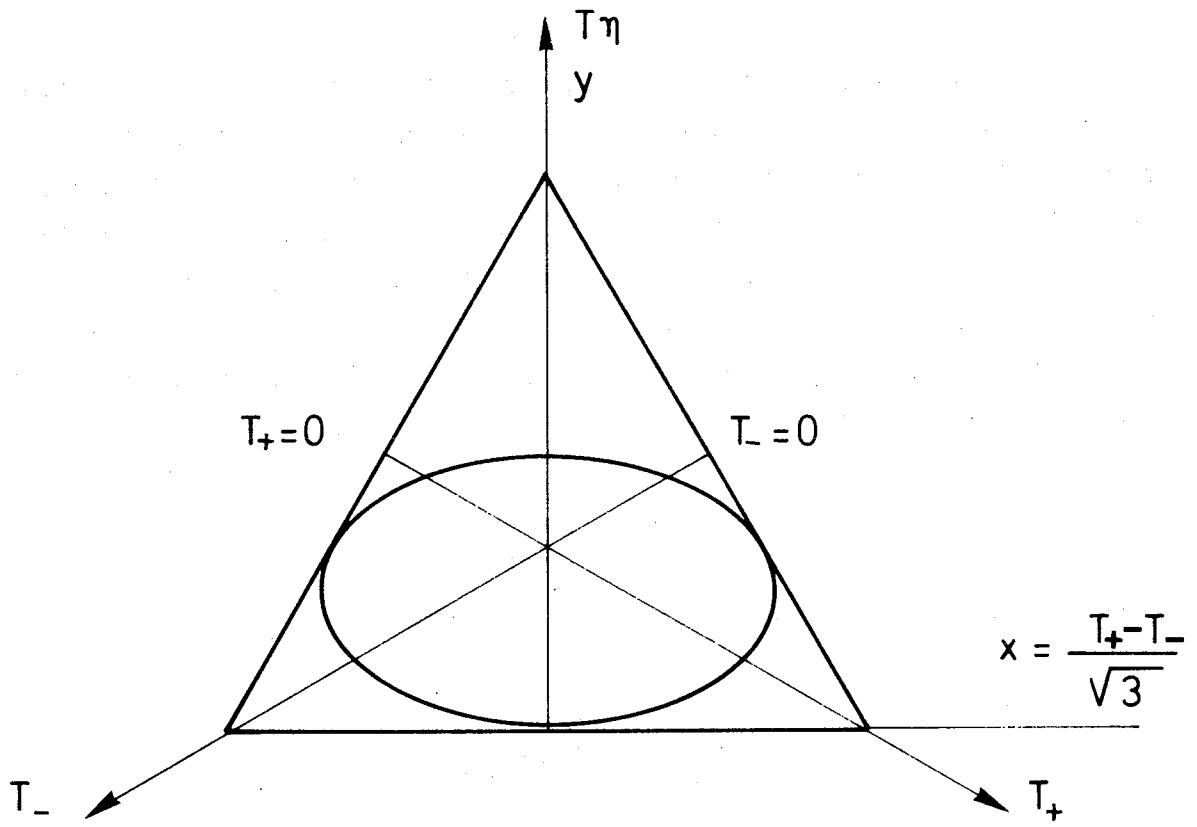


Fig. 10

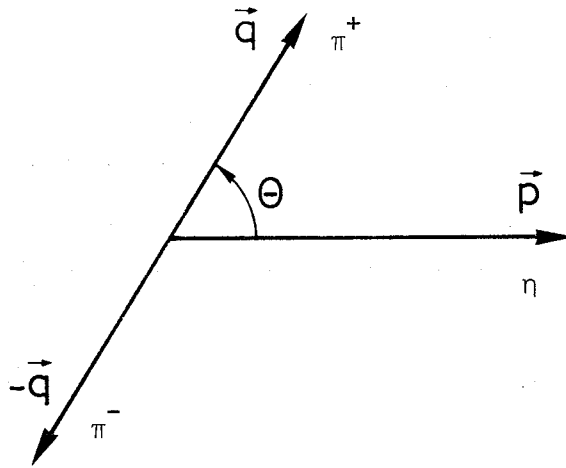


Fig. 11

Un choix de variables un peu différent permet de mieux différencier le  $\eta$  du système des deux pions : soit  $\vec{p}$  l'impulsion du  $\eta$  dans le centre de masse du  $X^0$  et  $\vec{q}$  l'impulsion du  $\pi^+$  dans le centre de masse du dipion (fig. 11).  $\theta$  est l'angle entre  $\vec{p}$  et  $\vec{q}$ , c'est-à-dire l'angle entre les directions du  $\pi^+$  et du  $\eta$  dans le centre de masse des deux pions. Si l'on fait varier  $\theta$  de 0 à  $2\pi$  sans changer  $|\vec{p}|$  (c'est-à-dire sans changer  $T_\eta$ ),  $x [= (T^+ - T^-)/\sqrt{3}]$  varie entre ses valeurs minimum et maximum qui déterminent le contour du diagramme de Dalitz. La relation est :

$$\cos \theta = - \frac{x}{x_{\max}(T_\eta)} .$$

Enfin, au lieu de  $T_\eta$ , nous utiliserons la variable symétrisée  $Y$  :

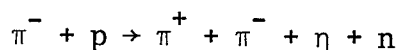
$$Y = \left( \frac{m_\eta + 2m_\pi}{m_\pi} \right) \left( \frac{T_\eta}{Q} \right) - 1 ,$$

qui varie entre -1 et +1 lorsque les énergies cinétiques sont calculées de manière non relativiste. Un calcul relativiste donne une variation entre -1 et +1,133.

Nous décrirons donc la désintégration en fonction des variables  $\cos \theta$  et  $Y$ .

#### 4.2 Nombres quantiques du système $\pi^+ \pi^- \eta$

La réaction de production :



indique que l'isospin  $I$  du système  $\pi^+ \pi^- \eta$  est au plus égal à 2. Nous admettons toutefois que nous observons la même résonance que celle qui apparaît dans la réaction  $K^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta \Lambda^0$ . Nous restreignons ainsi le choix de  $I$  à 0 ou 1.

La G-parité du système  $\pi\pi\eta$  est +1 [ $G(\pi) = -1$ ,  $G(\eta) = +1$ ]. La relation :

$$G = C(-1)^I$$

implique donc  $C = +1$  pour  $I = 0$  et  $C = -1$  pour  $I = 1$ .

Désignons par  $\ell$  le moment angulaire du système  $\pi^+ \pi^-$  et par  $L$  le moment angulaire entre le  $\eta$  et le système  $\pi^+ \pi^-$ .

Le produit des parités intrinsèques des trois particules étant  $-1$ , la parité du système total est alors  $+1$  lorsque  $\ell$  et  $L$  sont de parités différentes et  $-1$  lorsqu'ils sont de même parité. ( $J^P = 0^+$  est interdit,  $J$  désignant le spin total du système  $\pi\pi\eta$ .)

La conjugaison de charge  $C$  du  $\eta$  étant  $+1$ , celle du système  $\pi^+ \pi^- \eta$  est la même que celle du système  $\pi^+ \pi^-$ , c'est-à-dire  $(-1)^\ell$ . Nous avons donc :

$$\begin{aligned} I = 0, \quad C = +1 : \quad \ell \text{ pair} ; \\ I = 1, \quad C = -1 : \quad \ell \text{ impair} . \end{aligned}$$

#### 4.3 Construction des éléments de matrice

Nous utiliserons la méthode de Zemach<sup>22</sup>).

Un état de spin entier  $J$  est représenté par un tenseur de rang  $J$  dans un espace à trois dimensions :  $T_{i_1, \dots, i_J}$ ,  $i_K = 1, 2, 3$ . Ce tenseur doit être symétrique et de trace nulle :

$$T_{i_1, \dots, i_n, \dots, i_n, \dots, i_J} = 0 .$$

(sommation sur les indices répétés). Un tel tenseur possède en effet  $2J + 1$  composantes indépendantes.

Dans le cas du système  $\eta\pi^+\pi^-$ , nous construirons ce tenseur à l'aide des vecteurs  $\vec{p}$  et  $\vec{q}$  définis au paragraphe 4.1 et du pseudo-vecteur  $\vec{p} \times \vec{q}$ . Il faudra qu'il contienne  $\ell$  fois le vecteur  $\vec{q}$  et  $L$  fois le vecteur  $\vec{p}$  pour qu'il reflète correctement la parité de chaque partie du système et que le carré de l'amplitude contienne l'effet des barrières de moment angulaire.

Le scalaire donnant le comportement observable du système est obtenu par contraction du tenseur de la manière suivante :

$$M^2 = T_{i_1, \dots, i_J} T^{*i_1, \dots, i_J} ,$$

où  $*$  désigne le conjugué complexe ( $T$  peut contenir des coefficients complexes dans le cas de mélanges cohérents).

Il faut noter que les éléments de matrice ainsi construits ont la structure minimum compatible avec les symétries fondamentales du système. Leur forme peut devenir plus compliquée si l'on fait intervenir certains modèles (algèbre des courants par exemple) ou si certaines particules interagissent dans l'état final. Nous aurons l'occasion de revenir sur ce point lors de l'examen des résultats expérimentaux et de leur discussion.

Pour illustrer la méthode nous traiterons deux exemples :

a)  $\underline{I^{GJP} = 0^+ 1^-}$

La conjugaison de charge est  $+1 (I = 0)$ , donc  $\ell$  est pair. La parité étant négative, on doit avoir également  $L$  pair. Le minimum possible est  $\ell = 2$  et  $L = 2$ .

Nous devons construire un tenseur de rang 1 contenant deux fois le vecteur  $\vec{p}$  et deux fois le vecteur  $\vec{q}$ . La seule possibilité est :

$$T_i = (\vec{p} \cdot \vec{q}) (\vec{p} \times \vec{q})_i ;$$

après contraction, on obtient :

$$M^2 = p^4 q^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta .$$

b)  $\underline{I^{GJP} = 0^+ 2^-}$

On a deux possibilités :

-  $\ell = 0, L = 2$ , donc  $T_{ij}^1 = p_i p_j - (1/3) \delta_{ij} p^2$  [le terme  $-(1/3) \delta_{ij} p^2$  permet d'obtenir le tenseur de trace nulle]. La contraction donne  $M_1^2 = p^4$ .

-  $\ell = 2, L = 0$ , d'où  $T_{ij}^2 = q_i q_j - (1/3) \delta_{ij} q^2$ , et  $M_2^2 = q^4$ .

On peut avoir un mélange cohérent de ces deux états :

$$T_{ij}^{12} = a p_i p_j + b q_i q_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} (b p^2 - a q^2) ,$$

a et b étant des nombres complexes, et :

$$M_{12}^2 = |a|^2 p^4 + |b|^2 q^4 + \text{Re} (ab^*) p^2 q^2 (3 \cos^2 \theta - 1) .$$

Le tableau 1 donne  $\ell$ ,  $L$ ,  $T$  et  $M^2$  pour les différentes possibilités de nombres quantiques du système  $\pi^+ \pi^- \eta$ . Nous nous sommes limités à  $J \leq 2$ ; pour  $\ell$  et  $L$ , nous n'avons pris que les valeurs minima possibles, l'énergie cinétique totale libérée par la désintégration  $X^0 \rightarrow \pi\pi\eta$  étant faible (130 MeV).

## 5. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET DISCUSSION

### 5.1 Coupages et corrections

Pour analyser les propriétés du système  $\pi^+ \pi^- \eta$ , nous effectuons une coupure plus sévère sur la longueur des traces : celles-ci doivent maintenant avoir traversé le 18<sup>e</sup> intervalle de la chambre à étincelles. Cette coupure laisse 290 événements dans le pic  $\eta$ , au-dessus du fond.

Nous avons voulu éliminer ainsi des pertes systématiques d'événements dont une des traces est courte. Le HPD a des difficultés à trouver de telles traces car, sortant rapidement des chambres, elles sont très inclinées par rapport aux plaques et peuvent donner des étincelles multiples ou pas d'étincelle du tout. La précision sur l'impulsion et la direction en est fortement diminuée.

Une telle coupure n'était pas nécessaire pour la mesure de la section efficace, car les pertes systématiques sont faibles. Par contre, cet effet est important pour la détermination de l'élément de matrice, car ce type d'événements se rencontre surtout dans la région des grandes masses du système  $\pi\pi$ , donc dans une région donnée du diagramme de Dalitz.

Seuls les événements du pic  $\eta$  [ $0,28 < M_0^2 < 0,33$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>] ayant passé avec succès le programme d'ajustement cinématique ( $\chi^2 < 28$ , voir paragraphe 2.2) ont été retenus. La figure 12 présente la distribution de ces événements dans le diagramme de Dalitz. Les coordonnées utilisées sont celles qui proviennent de l'ajustement et l'on a utilisé la valeur absolue de  $T_+ - T_-$  (nous admettons que la désintégration conserve C). A ce stade, il n'y a pas de soustraction de fond ni de correction d'efficacité.

Les projections de ce diagramme en  $\cos \theta$  et en  $T_\eta$  (ou  $Y$ ) ont été corrigées pour les effets du fond et de l'efficacité de détection.

Pour obtenir le comportement du fond, on a pris des événements dans des bandes de masse situées à gauche [ $0,20 < M_0^2 < 0,27$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>] et à droite [ $M_0^2 > 0,34$  (GeV/c<sup>2</sup>)<sup>2</sup>] du pic du  $\eta$ . Les coordonnées du diagramme

Tableau 1

$J^P$	$I = 0 (C = +1)$			$I = 1 (C = -1)$				
	$\ell$	L	T	$M^2$	$\ell$	L	T	$M^2$
$0^-$	0	0	1	1	1	1	$(\vec{p} \cdot \vec{q})$	$p^2 q^2 \cos^2 \theta$
$1^+$	0	1	$p_i$	$p^2$	1	0	$q_i$	$q^2$
$1^-$	2	2	$(\vec{p} \cdot \vec{q})(\vec{p} \times \vec{q})_i$	$p^4 q^4 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$	1	1	$(\vec{p} \times \vec{q})_i$	$p^2 q^2 \sin^2 \theta$
$2^+$	2	1	$q_i(\vec{p} \times \vec{q})_j$	$p^2 q^4 \sin^2 \theta$	1	2	$p_i \cdot (\vec{p} \times \vec{q})_j$	$p^4 q^2 \sin^2 \theta$
$2^-$	0	2	$p_i p_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} p^2$	$p^4$				
	2	0	$q_i q_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} q^2$	$q^4$	1	1	$p_i q_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} (\vec{p} \cdot \vec{q})$	$p^2 q^2 \left(1 + \frac{1}{3} \cos^2 \theta\right)$
	combi- naison		$ap_i p_j + bq_i q_j - \frac{1}{3} \delta_{ij} (ap^2 - bq^2)$	$ a ^2 p^4 +  b ^2 q^4 + \text{Re}(ab^*) p^2 q^2 \times (3 \cos^2 \theta - 1)$				



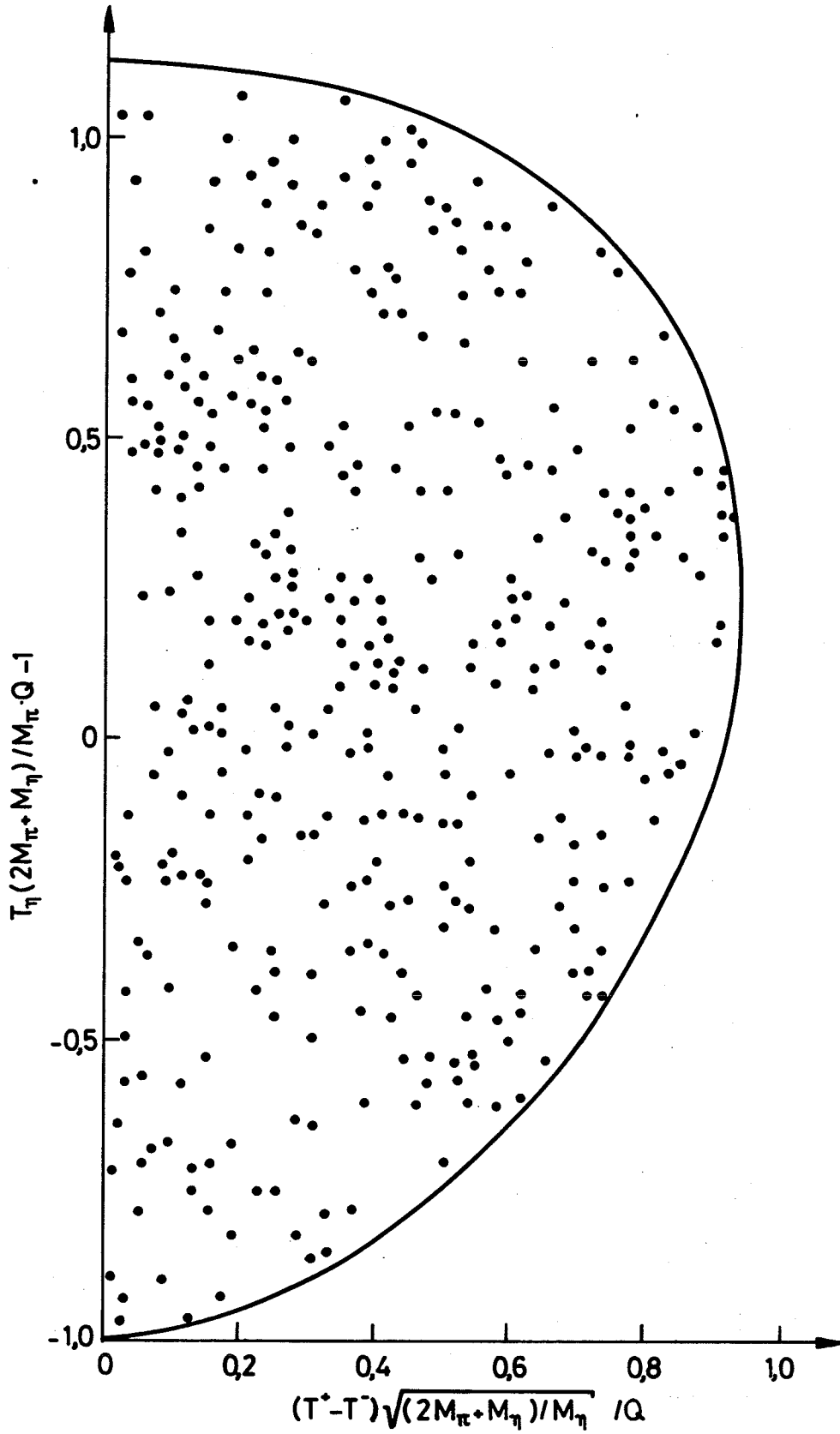


Fig. 12

de Dalitz de ces événements ont été normalisées pour entrer dans le contour correspondant aux masses exactes du  $X^0$  et du  $\eta$  : à chaque événement correspond un contour du diagramme de Dalitz déterminé par les masses mesurées des systèmes " $X^0$ " et " $\eta$ ". La normalisation a été effectuée en ramenant ces contours à celui qui est déterminé par les masses exactes.

L'efficacité en  $\cos \theta$  est pratiquement constante. Elle diminue légèrement vers  $|\cos \theta| = 1$ . Sur la figure 9 (courbe B), elle est indiquée en fonction de  $T_\eta$  pour la coupure au 18<sup>e</sup> intervalle; sur la courbe C, elle est normalisée à l'efficacité totale du 8<sup>e</sup> intervalle. On peut voir ainsi sa diminution relative vers les grandes masses  $\pi\pi(T_\eta \text{ petits})$  provoquée par cette coupure.

## 5.2 Dépendance angulaire

La distribution corrigée en  $|\cos \theta|$  est donnée par la figure 13. Les dépendances angulaires de différentes hypothèses de nombres quantiques sont également indiquées. Il est clair que la distribution expérimentale ne peut s'annuler pour  $|\cos \theta| = 0$  ou 1. L'ajustement d'une constante donne  $\chi^2 = 0,6$  pour 4 degrés de liberté. Nous pouvons donc exclure de notre liste tous les nombres quantiques dont l'élément de matrice s'annule pour  $|\cos \theta| = 0$  ou 1. Il reste les possibilités  $IJ^P = 00^-, 01^+$  et  $11^+$  qui donnent des éléments de matrice indépendants de l'angle, et  $IJ^P = 02^-$  et  $12^-$  qui ont une faible dépendance en  $\theta$ .  $02^-$  n'apparaît pas sur la figure, car il est toujours possible de choisir des phases pour chaque onde partielle de manière que la dépendance angulaire soit arbitrairement petite.

## 5.3 Dépendance en $T_\eta$

### 5.3.1 $I_{GJ}^P = 0^+0^-$

L'élément de matrice le plus simple correspondant à ce choix, communément admis, est une constante. La figure 14 montre que nos résultats sont incompatibles avec un tel comportement (courbe A). La probabilité de l'ajustement est de l'ordre de  $10^{-4}$  \*).

---

\*) Il s'agit de la probabilité d'obtenir un  $\chi^2$  supérieur ou égal à celui de l'ajustement dans le cas où l'hypothèse faite décrirait bien le phénomène réel.

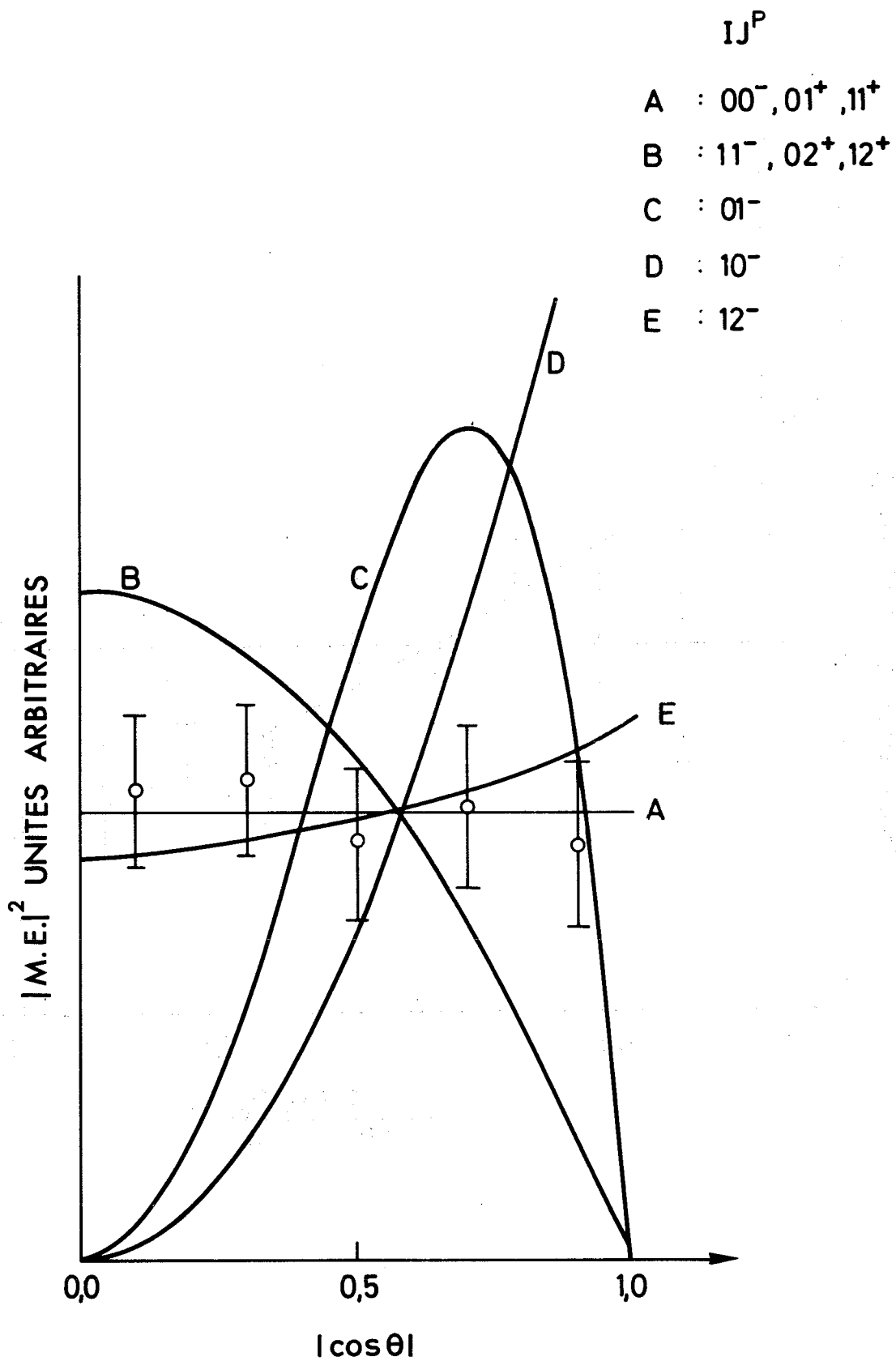


Fig. 13

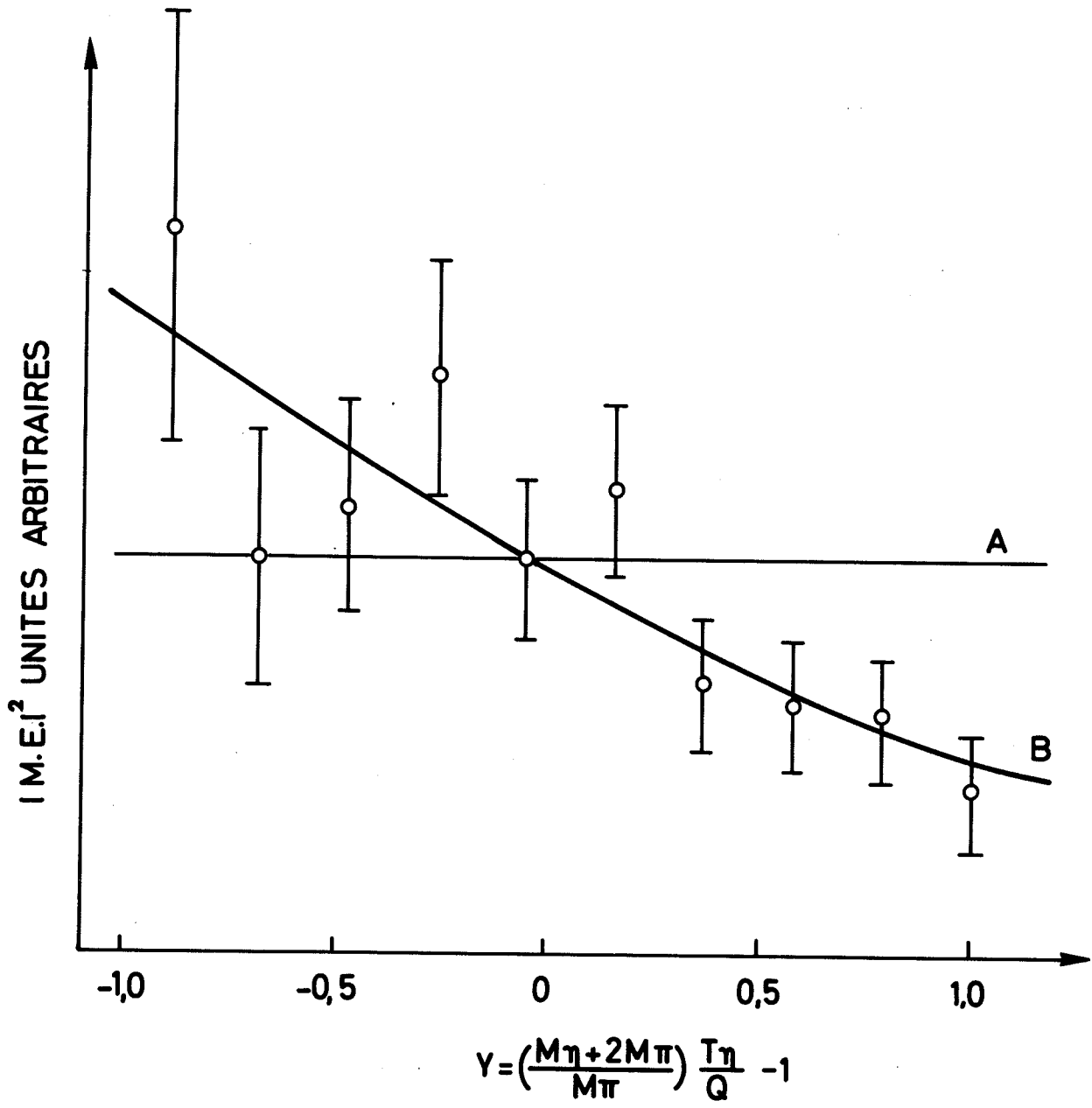


Fig. 14

Toutefois les désintégrations en  $\pi^+\pi^-\pi^0$  du  $\eta$  et du  $K^0$ , qui sont des pseudo-scalaires, montrent une dépendance quasi linéaire en  $T_0$  (énergie cinétique du  $\pi^0$ )<sup>23,24</sup>). Il semble alors naturel de penser que le  $X^0$ , dans l'hypothèse faite ici, puisse avoir un comportement analogue dans son mode  $\pi^+\pi^-\eta$ . Une telle spéculation suppose qu'il n'y a pas d'interaction  $\eta\pi$  suffisamment importante pour déformer cet effet.

L'ajustement d'un élément de matrice linéaire en  $T_\eta$ , de la forme  $M^2 = (1 + \alpha Y)^2$ , donne :

$$\alpha = -0,28 \pm 0,06 ,$$

avec une probabilité de 70% (courbe B). L'introduction d'un terme quadratique n'est pas nécessaire pour rendre compte de la distribution expérimentale. En fait un ajustement de l'élément de matrice :

$$M^2 = (1 + \alpha Y + \beta Y^2)^2$$

donne :

$$\alpha = -0,25 \pm 0,08 \quad \text{et} \quad \beta = 0,03 \pm 0,04 ,$$

avec une probabilité de 65%.

Pour obtenir une comparaison quantitative, nous pouvons utiliser une prédiction de l'algèbre des courants qui montre un bon accord dans le cas du  $\eta$  et du  $K$ . Utilisant l'hypothèse que l'amplitude de transition est très peu sensible à la masse du  $\pi$ , l'algèbre des courants prédit que cette amplitude doit être nulle à l'endroit (non physique) où l'énergie totale du  $\pi^+$  ou du  $\pi^-$  est nulle<sup>25</sup>). Si l'on reprend la forme linéaire de l'amplitude,  $1 + \alpha Y$ , cette condition détermine la pente  $\alpha$  : la masse du système ( $\pi\pi$ ) est  $m_\pi$ , ce qui donne  $Y = 2,52$ , soit  $\alpha = -0,40$ . En tenant compte de l'erreur de mesure, notre résultat n'est pas incompatible avec cette prédiction.

Si l'on ajuste un élément de matrice quadratique avec la condition qu'il s'annule en ces points, on obtient :

$$\alpha = -0,26 \pm 0,07 \quad \text{et} \quad \beta = -0,06 \pm 0,03 ,$$

avec une probabilité de 73%.

Nous devons aussi mentionner la possibilité d'interaction  $\pi^+\pi^-$  dans l'état final. Brown et Singer<sup>26</sup>) ont obtenu de bons ajustements de la

désintégration  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  en introduisant une résonance  $\sigma$  en onde s entre  $\pi^+$  et  $\pi^-$ . Les caractéristiques de cette résonance étaient  $M \approx 400 \text{ MeV}/c^2$ ,  $\Gamma \approx 100 \text{ MeV}/c^2$  pour une forme de Breit-Wigner. Mais une telle résonance n'a pas été observée directement et, de plus, notre expérience à haute statistique sur  $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$  (23) ne montre plus d'effet d'une telle résonance. Il y a donc lieu de croire que l'apparition du  $\sigma$  dans la désintégration du  $\eta$  était un effet statistique.

Dans notre cas, il est clair que, sur une distribution où les grandes masses ( $\pi\pi$ ) sont favorisées, une résonance du type  $\sigma$  centrée vers 400 MeV ( $Y = -0,8$ ), à l'endroit où les barres d'erreur sont les plus grandes, aurait toutes les chances de donner un bon ajustement. Mais nous ne pourrions reconnaître aucune signification sérieuse à un tel résultat. Nous pensons qu'il est nécessaire d'avoir une statistique beaucoup plus importante pour obtenir des conclusions sûres.

### 5.3.2 Autres combinaisons de nombres quantiques

La figure 15 montre les ajustements des éléments de matrice les plus simples pour les autres combinaisons de nombres quantiques compatibles avec la distribution angulaire.

Seuls  $IJ^P = 02^-$  et  $11^+$  donnent des ajustements médiocres (probabilités de 6% et 3% respectivement). On a vu que  $02^-$  était une superposition des états  $(L, \ell) = (0, 2)$  et  $(2, 0)$ . Si l'on intègre l'élément de matrice sur  $\cos \theta$ , le terme d'interférence disparaît et l'on a :

$$|M|^2 = |a|^2 p^4 + |b|^2 q^4 ,$$

le terme en  $q^4$  ( $q =$  impulsion du  $\pi^+$  dans le centre de masse du dipion) correspondant à un moment angulaire 2 du dipion. L'ajustement a donné le rapport :

$$\frac{|b|}{|a|} = 4,1 \pm 0,5 ,$$

avec une probabilité de 6%.

Ces éléments de matrice pourraient être modifiés en tenant compte de termes d'ordre supérieur (moments angulaires plus élevés) ou en introduisant des interactions dans l'état final. A ce niveau de statistique, on

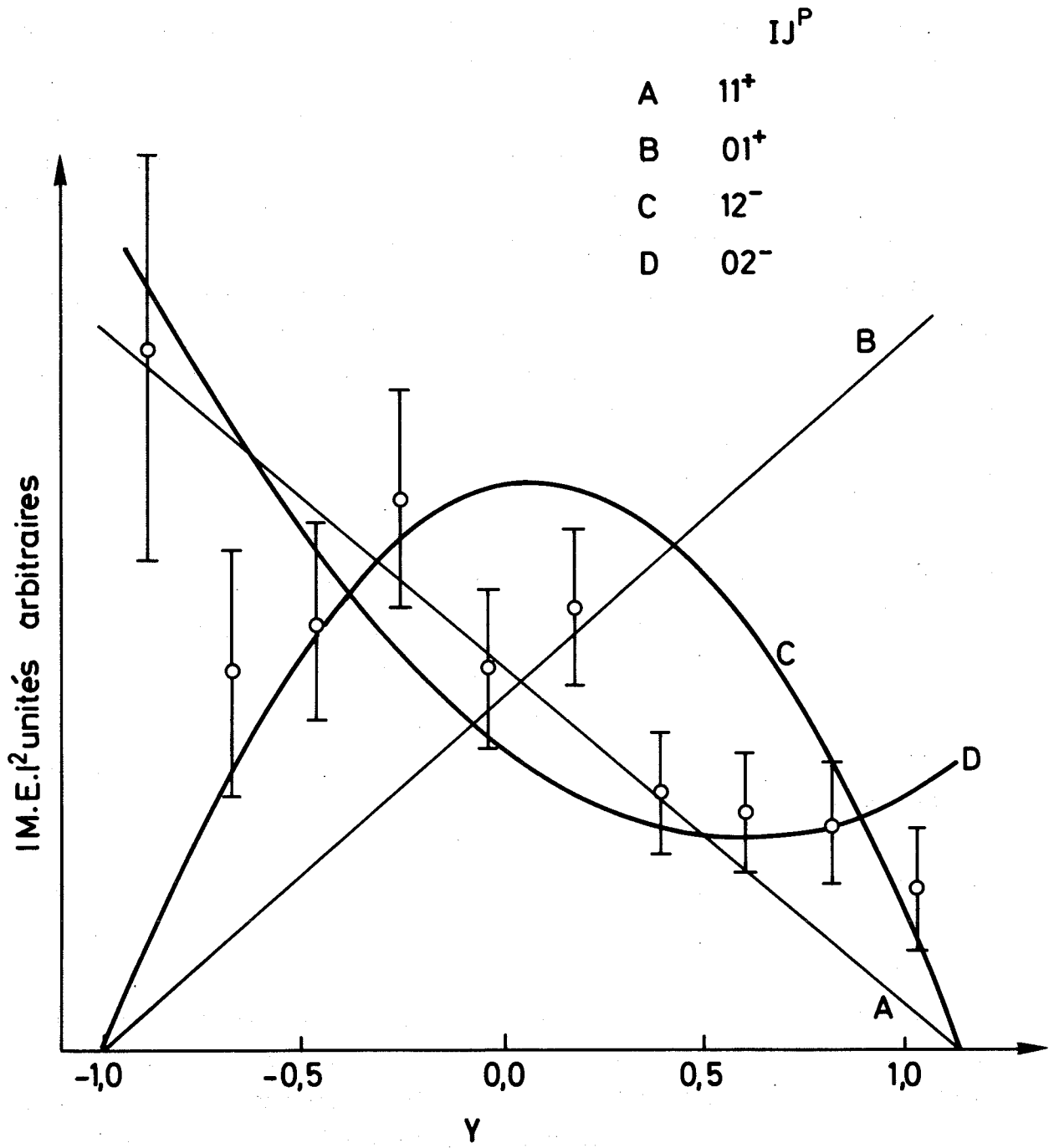


Fig. 15

ne peut toutefois pas ajuster des formes très compliquées. D'autre part, les modifications auxquelles on peut s'attendre ne vont pas toujours dans le sens d'une amélioration de l'ajustement.

Pour  $IJ^P = 01^+$  et  $12^-$ , le moment angulaire entre le  $\eta$  et le dipion est au moins 1, c'est-à-dire que l'élément de matrice dépend de  $p_\eta$  et s'annule pour  $p_\eta(T_\eta) = 0$ . Tout terme d'ordre supérieur s'annulera donc aussi et ne permettra pas de rendre compte du spectre expérimental.

De même  $11^+$  s'annulera toujours pour  $T_\eta$  maximum. Une interaction dans l'état final pourrait se manifester fortement dans cette région, mais comme le dipion est dans une onde p, ce sont plutôt les grandes masses du dipion qu'une telle interaction favoriserait.

#### 5.4 Discussion des nombres quantiques du $X^0$

Jusqu'ici nous n'avons considéré que le système  $\pi^+\pi^-\eta$  sans faire d'hypothèse quant à la nature de la désintégration.

Si cette désintégration a lieu par interaction forte, les nombres quantiques du  $X^0$  sont les mêmes que ceux du système étudié.

Mais ce mode pourrait aussi être dû à une double transition électromagnétique, avec émission et réabsorption d'un  $\gamma$ , comme c'est le cas dans la désintégration du  $\eta$  en trois pions. Le  $X^0$  pourrait alors avoir un isospin différent de celui des trois particules dans l'état final. En admettant  $I^G J^P = 0^+ 0^-$  pour ce système, on pourrait avoir  $1^- 0^-$  pour le  $X^0$  (la G-parité étant également violée dans cette transition afin que C soit conservé).

Dans cette hypothèse, on ne comprendrait pas pourquoi l'on n'observe pas de désintégration en trois pions, car elle pourrait avoir lieu par interaction forte. Il serait aussi difficile d'expliquer la faible proportion de désintégrations électromagnétiques du premier ordre, telles que  $\rho\gamma$ . Il en serait de même du mode  $\gamma\gamma$  qui, bien qu'étant du deuxième ordre, dispose d'un grand espace de phase.

Il est donc raisonnable d'admettre que la désintégration a lieu par interaction forte. L'analyse des nombres quantiques du système  $\pi^+\pi^-\eta$  nous permet de tirer les conclusions suivantes applicables aux nombres quantiques du  $X^0$  et basées sur ce seul mode :



- a)  $00^-$  est le plus probable à condition d'introduire une dépendance linéaire de l'élément de matrice; la pente est négative, et sa valeur est compatible (à deux déviations standard) avec la prédiction de l'algèbre des courants. Ce fait expérimental apporte un argument sérieux en faveur de  $00^-$ , car le  $X^0$  se comporte, dans sa désintégration  $\eta\pi^+\pi^-$ , de manière analogue aux autres mésons pseudo-scalaires ( $\eta, K$ ) dans leur désintégration en trois pions. Il semble qu'il ait ainsi sa place dans le nonet pseudo-scalaire de SU(3).
- b)  $02^-$ , bien que donnant un ajustement peu satisfaisant, ne peut pas être exclu. Une modification de l'élément de matrice pourrait améliorer sensiblement cet ajustement.
- c)  $11^+$  n'est pas exclu non plus, mais peu probable, et une complication de l'élément de matrice ne semble pas devoir donner un meilleur ajustement.
- d)  $01^+$  et  $12^-$  sont exclus.

Nous pouvons maintenant considérer les résultats d'autres expériences (citées dans la référence 3) pour préciser ces conclusions. Nous faisons aussi l'hypothèse que les autres modes observés proviennent du  $X^0$ .

- a) En général les résultats sont compatibles avec  $00^-$  mais ne suffisent pas à écarter toute autre possibilité. La désintégration  $\pi\pi\eta$  ne montre pas de dépendance en  $T_\eta$  significative, mais en général la statistique est faible, et les erreurs sont de l'ordre de grandeur de l'effet que nous trouvons.
- b)  $02^-$  ne peut pas non plus être exclu. La désintégration en  $\pi\pi\gamma$  avait été invoquée pour exclure les spins supérieurs à 0, mais Zaslavsky et al.<sup>7)</sup> ont montré que le diagramme de Dalitz de  $\pi\pi\gamma$  pouvait être reproduit avec un spin 2.
- c)  $11^+$  : la plupart des expériences observant  $\eta\pi\pi$  ne peuvent pas rejeter cette hypothèse. Mais la recherche directe de composantes chargées du  $X^0$  dans les modes  $\pi\pi\eta$  et  $\pi\pi\gamma$  ont donné des résultats négatifs<sup>27)</sup>. D'autre part, le mode  $\pi\pi\gamma$  est dominé par la résonance  $\rho^0$ <sup>28)</sup>; comme  $C(\rho^0) = -1$  et  $C(\gamma) = -1$ , cela implique  $C(X^0) = +1$  et, en vertu de  $G = C(-1)^I$ , un isospin  $I = 0$ .

Enfin, l'observation de la désintégration  $X^0 \rightarrow \gamma\gamma$  ( $2^9$ ), bien que statistiquement peu significative (cinq événements ont été observés), apporte un argument supplémentaire contre cette hypothèse, car elle implique pour le  $X^0$  un spin 0 ou 2 et  $C = +1$ .

En conclusion, nous restons avec les deux possibilités  $00^-$  et  $02^-$ . L'expérience présente, ayant montré la similitude avec les autres mésons pseudo-scalaires, rend la première possibilité plus probable.

### CONCLUSION GENERALE

Cette expérience a permis de montrer que le  $X^0$  était produit dans les interactions  $\pi^- p$ . La section efficace de production s'est avérée relativement importante au voisinage du seuil, les valeurs étant de  $(71 \pm 13) \mu\text{b}$  à 1,50 GeV/c et  $(107 \pm 19) \mu\text{b}$  à 1,52 GeV/c.

L'analyse de la désintégration  $\pi^+ \pi^- \eta$ , basée sur une statistique importante comparée à celle des expériences antérieures (chambres à bulles), a révélé pour la première fois que le diagramme de Dalitz n'est pas uniforme. Au niveau de la statistique actuelle, il peut être ajusté à l'aide d'un élément de matrice linéaire en  $T_\eta$ . La pente est négative, indiquant ainsi une structure analogue à celle de la désintégration en trois pions des autres mésons pseudo-scalaires  $\eta$  et  $K$ . Ce fait apporte un solide argument en faveur de l'attribution des nombres quantiques  $IJ^P = 00^-$  au  $X^0$ .

Il sera toutefois nécessaire de disposer de statistiques plus importantes pour décider si  $IJ^P = 02^-$  est exclu. La production de  $X^0$  par effet Primakoff serait théoriquement le moyen idéal pour résoudre cette question<sup>7)</sup>, mais la réalisation expérimentale en est très problématique.

## Remerciements

J'aimerais remercier ici M. le professeur J.P. Blaser qui m'a donné la possibilité de travailler dans le groupe de physique des hautes énergies de l'EPF au CERN.

Le travail au sein de la collaboration CERN-EPF-Saclay fut pour moi l'occasion de m'initier aux méthodes de la physique des hautes énergies tout en nouant des liens d'amitié profonde avec tous ses membres : A.M. Cnops, G. Finocchiaro, B. Gobbi, P. Mittner, A. Müller et M.A. Pouchon. Je voudrais remercier tout particulièrement A. Müller dont l'aide, les pertinentes critiques et les encouragements permanents m'ont soutenu tout au long de mon travail.

Je tiens à exprimer ma gratitude à MM. C. Bemporad, W. Beusch et D. Websdale pour les conseils qu'ils m'ont prodigués.

Mme B. Powell et MM. R.A. Bowen, J.C. Lassalle et P. Zanella assurèrent un fonctionnement impeccable de la mesure automatique des photographies sur HPD et des programmes de reconnaissance des traces. Le travail de dépouillement des photographies fut exécuté sous la direction experte de Mme A. Mazzari. Je les remercie tous ainsi que les techniciens et opérateurs qui les assistèrent.

Je tiens également à exprimer mes remerciements aux techniciens de notre groupe, MM. A. Dallüge, G. Marinoni, R. Pegaitaz et A. Sigrist pour leur patiente et efficace collaboration lors de la prise des données.

Enfin cette expérience n'aurait pu être entreprise sans le support financier du Fonds National Suisse pour la Recherche Scientifique que je suis heureux de pouvoir remercier ici.

REFERENCES

- 1) M. Goldberg, M. Gundzig, J. Leitner, S. Lichtman, P.L. Connolly, E.L. Hart, K.W. Lai, G. London, G.C. Moneti, R.R. Rau, N.P. Samios, I.O. Skillicorn et S.S. Yamamoto, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 23 (1964).  
M. Goldberg, M. Gundzik, S. Lichtman, J. Leitner, M. Primer, P.L. Connolly, E.L. Hart, K.W. Lai, G. London, N.P. Samios et S.S. Yamamoto, Phys. Rev. Letters 12, 546 (1964).
- 2) G.R. Kalbfleisch, L.W. Alvarez, A. Barbaro-Galtieri, O.I. Dahl, P. Eberhard, W.E. Humphrey, J.S. Lindsey, D.W. Merrill, J.J. Murray, A. Rittenberg, R.R. Ross, J.B. Shafer, F.T. Shively, D.M. Siegel, G.A. Smith et R.D. Tripp, Phys. Rev. Letters 12, 527 (1964).
- 3) N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, L.R. Price, A.H. Rosenfeld, P. Soding, C.G. Wohl, M. Roos et G. Conforto, UCRL 8030 Pt 1 (1969).
- 4) H.O. Cohn, R.D. McCulloch, W.M. Bugg et G.T. Condo, Phys. Letters 21, 347 (1966).
- 5) E. Hyman, W. Lee, J. Peoples, J. Schiff, C. Schultz et S. Stein, Nevis report 155, Columbia University, NY (1966).
- 6) W. Kienzle, B.C. Maglić, B. Levrat, F. Lefebvres, D. Freytag et H. Blieden, Phys. Letters 19 B, 438 (1965).  
V. Barnes, P. Dornan, G. Guidoni, N. Samios, M. Goldberg et J. Leitner, prëtirage BNL 12803 (1968).  
C. Defoix, P. Rivet, J. Siaud, B. Conforto, M. Widgoff et F. Shively, Phys. Letters 28 B, 353 (1968).  
D.H. Miller, S.L. Kramer, D.D. Carmony, R.L. Eisner, A.F. Garfinkel, L.J. Gutay et W.L. Yen, Phys. Letters 29 B, 255 (1969).
- 7) A. Zaslavsky, V.I. Ogievetsky et W. Tybor, prëtirage JINR E2-4061, Dubna (1968).
- 8) J.P. Dufey, B. Gobbi, M.A. Pouchon, A.M. Cnops, G. Finocchiaro, J.C. Lassalle, P. Mittner et A. Müller, Phys. Letters 26 B, 410 (1968).
- 9) J.P. Dufey, B. Gobbi, M.A. Pouchon, A.M. Cnops, G. Finocchiaro, J.L. Lassalle, P. Mittner et A. Müller, Phys. Letters 29 B, 605 (1969).
- 10) A.M. Cnops, G. Finocchiaro, J.C. Lassalle, P. Mittner, P. Zanella, J.P. Dufey, B. Gobbi, M.A. Pouchon et A. Müller, Phys. Letters 22, 546 (1966).  
R.A. Bowen, A.M. Cnops, G. Finocchiaro, P. Mittner, J.P. Dufey, B. Gobbi, M.A. Pouchon et A. Müller, Phys. Letters 24 B, 206 (1967).
- 11) G. Brautti, G. Fidecaro, T. Massam, M. Morpurgo, Th. Muller, G. Petrucci, E. Rocco, P. Schiavon, M. Schneegans et A. Zichichi, Nuovo Cimento 38, 1861 (1965).

- 12) P. Astbury, G. Finocchiaro, A. Michelini, D. Websdale, C.H. West, W. Beusch, B. Gobbi, M. Pépin, E. Polgar et M.A. Pouchon, Nuclear Instrum. Methods 46, 61 (1967).
- 13) P.M. Blackall, G.R. McLeod et P. Zanella, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-12, 52 (1965).
- 14) Program Library, CERN, Division DD.
- 15) N.P. Samios, Proc. Annual Int. Conf. on High-Energy Physics (Rochester, 1960), p. 35.  
M. Derrick, J.G. Fetkovich, T.H. Fields et J. Deahl, Proc. Annual Int. Conf. on High-Energy Physics (Rochester, 1960), p. 32.
- 16) A. Rittenberg, rapport UCRL-18863 (1969).
- 17) F. Navach, communication privée.
- 18) R.J. Kurz, rapport UCRL-11339 (1964).
- 19) W.G. Jones, D.M. Binnie, A. Duane, J.P. Horsey, D.C. Mason, J.A. Newth, I.U. Rahman, J. Walters, N. Horwitz et P. Palit, rapport Rutherford High-Energy Laboratory, RPP/H/18 (1966).
- 20) R. Kirz, communication à la Conf. int. sur les particules élémentaires (Heidelberg, 1967).
- 21) G.H. Trilling, J.L. Brown, G. Goldhaber, S. Goldhaber, J.A. Kadyk et J. Scanio, Phys. Letters 19, 427 (1965).
- 22) C. Zemach, Phys. Rev. 133 B, 1201 (1964); *ibid.* 140 B, 97 (1965).
- 23) A.M. Cnops, G. Finocchiaro, P. Mittner, P. Zanella, J.P. Dufey, B. Gobbi, M.A. Pouchon et A. Müller, Phys. Letters 26 B, 398 (1968).
- 24) C. Lovelace, Phys. Letters 28 B, 264 (1968), qui donne également d'autres références.
- 25) M. Jacob, CERN prêtirage TH-846 (1967).
- 26) L. Brown et P. Singer, Phys. Rev. Letters 8, 460 (1962).  
L. Brown et P. Singer, Phys. Rev. 133 B, 812 (1964).
- 27) H.J. Martin, R.R. Crittenden et L.S. Schroeder, Phys. Letters 22, 352 (1966).  
A. Barbaro-Galtieri, M. Matison, A. Rittenberg et F.T. Shively, rapport UCRL-17914 (1967).  
R. Barloutaud et al. (Collaboration SABRE), Phys. Letters 26 B, 674 (1968).

- 28) A. Rittenberg, cité par G. Goldhaber, "Proceedings of the 13th International Conference on High-Energy Physics", Berkeley (1966).
- 29) D. Bollini, A. Buhler-Broglin, P. Dalpiaz, T. Massam, F. Navach, F.L. Navarra, M.A. Schneegans et A. Zichichi, Nuovo Cimento 58 A, 289 (1968).

