



A2

04 AVR. 1978

EX 8588  
LPNHE/X/T 78

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049262

# THESE DE DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

- Paris 6 -

PIERRE BENKHEIRI

pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse :

Etude de quelques réactions d'échange baryonique avec un  $\pi^0$  dans l'état final dans les interactions  $\pi^-p$  à 9 GeV/c et 12 GeV/c, à l'aide du spectromètre  $\Omega'$

soutenue le 15 Mars 1978

devant le jury composé de

- |                  |            |
|------------------|------------|
| M. A. BERTHELOT  | Président  |
| M. A. ASTIER     | Examineur  |
| M. B. DIU        | Examineur  |
| M. B. GROSSETETE | Examineur  |
| M. A. ROUGE      | Examineur. |

Thesis-1978-Benkheiri

THESE DE DOCTORAT D'ETAT

ès Sciences Physiques

présentée

à l'Université Pierre et Marie Curie

- Paris 6 -

PIERRE BENKHEIRI

pour obtenir le grade de DOCTEUR ès SCIENCES

Sujet de la thèse :

Etude de quelques réactions d'échange baryonique avec un  $\pi^0$  dans  
l'état final dans les interactions  $\pi^-p$  à 9 GeV/c et 12 GeV/c,  
à l'aide du spectromètre  $\Omega'$

soutenue le 15 Mars 1978

devant le jury composé de

M. A. BERTHELOT	Président
M. A. ASTIER	Examineur
M. B. DIU	Examineur
M. B. GROSSETETE	Examineur
M. A. ROUGE	Examineur.

## INTRODUCTION

Pendant la dernière quinzaine d'années, les réactions à deux corps ou quasi-deux corps du type méson + nucléon  $\rightarrow$  méson + baryon, ont été étudiées de façon exhaustive tant sur le plan expérimental que théorique, à haute énergie ( $p^{\text{lab}} \geq 1 \text{ GeV}/c$ ).

Sur le plan expérimental, ces réactions sont caractérisées par le fait suivant : dans le référentiel du centre de masse de la réaction, le méson de l'état final est émis de façon préférentielle dans une direction proche de celle du faisceau incident, lorsque les nombres quantiques de la voie  $t$  ne sont pas exotiques comme c'est le cas pour les réactions  $K^- p \rightarrow K^+ \Xi^-$  et  $K^- p \rightarrow \pi^+ \Sigma^-$ . Cela se traduit sur les distributions de la variable  $t$ , carré du moment transféré entre le méson incident et le méson sortant, par l'existence de "pics avant" situés aux faibles valeurs de  $|t|$ . De plus des structures de minima, maxima ou changements de pente apparaissent sur ces distributions pour des valeurs de  $t > -1 \text{ GeV}^2$ .

Les résultats expérimentaux ont permis de dégager sur le plan théorique, une phénoménologie de ces réactions dans le cadre de modèles d'échange de mésons ou de trajectoires de Regge de nombre quantique baryonique nul. Ces hypothèses d'échanges sont étayées par le fait que les pics avant ne sont observés que lorsque les nombres quantiques échangés dans la voie  $t$  de la réaction, correspondent à une particule ou résonance physique.

Dans le modèle d'échanges de mésons, les pics avant s'expliquent par la présence de pôles dans les amplitudes de diffusion, pour

des valeurs de la variable de transfert  $t$  égales au carré de la masse du ou des mésons qui peuvent être échangés dans la réaction; la région des faibles valeurs de  $|t|$  est alors dominée par le pôle associé au méson échangé de plus faible masse. Le paramétrage le plus répandu est celui du modèle des pôles de Regge qui regroupe les particules en familles caractérisées par un ensemble de nombres quantiques donnés à l'exclusion du spin. Les sections efficaces différentielles ont un comportement en  $(s/s_0)^{2\alpha(t)-2}$  où les trajectoires de Regge  $\alpha(t)$ , en général linéaires, interpolent les spins des particules pour les valeurs non physiques des masses.

Dans de tels schémas, les échanges de baryons ou de trajectoires de Regge de nombre quantique baryonique égal à 1, doivent être caractérisés par l'existence, quand les nombres quantiques échangés le permettent, de "pics arrière" c'est-à-dire de pics apparaissant sur les distributions de la variable de transfert  $u$  aux faibles valeurs de  $|u|$ , où  $u$  désigne le carré du moment transféré entre le méson incident et le baryon de l'état final. Cinématiquement cela correspond à un baryon émis, dans le référentiel du centre de masse, dans une direction proche de celle du faisceau incident.

Le modèle de Regge prévoit une décroissance avec l'énergie incidente des sections efficaces des réactions d'échange de baryons plus rapide que celles des réactions d'échange de mésons. Expérimentalement, l'existence de pics arrière a été observée avec une intensité inférieure de deux à trois ordres de grandeur à celle des pics avant pour des valeurs de l'impulsion incidente voisines de 10 GeV/c. C'est ce qui explique que l'étude expérimentale des réactions d'échange de baryons soit difficile à réaliser. De plus, dans l'analyse phénoménologique des données, des complications interviennent qui sont dues à de petits termes de "background" négligeables vers l'avant, mais qui perturbent considérablement les observables vers l'arrière.



Les données expérimentales relatives aux échanges de baryons sont peu abondantes, exceptée la diffusion élastique pour laquelle il existe de nombreuses mesures de la section efficace différentielle  $d\sigma/d\Omega$  pour des impulsions incidentes allant jusqu'à 40 GeV/c.

Après la diffusion élastique, les réactions d'échange baryonique les plus étudiées sont les réactions d'échange de charge  $\pi^- p \rightarrow n \pi^0$ , les réactions de photoproduction  $\gamma N \rightarrow N \pi$  et la réaction  $\pi^- p \rightarrow \Lambda K$ .

Quelques données existent pour les réactions de production de mésons vers l'arrière  $\pi N \rightarrow NM$ , pour des impulsions incidentes inférieures ou égales à 6 GeV/c, et dans lesquelles les éléments de matrice densité des mésons produits, ont été déterminés à partir des distributions angulaires de désintégration.

La réaction inclusive  $\pi^- p \rightarrow p X^-$  qui correspond à un échange de  $\Delta$ , a été étudiée avec une haute statistique aux impulsions incidentes 8 GeV/c et 16 GeV/c par E.W. Anderson et al [Réf. 1,2] ; dans cette expérience les mésons produits sont identifiés sur un spectre de masses manquantes si bien que les matrices densités de ces mésons n'ont pu être mesurées. Les données relatives à la diffusion élastique, aux réactions de photoproduction et aux réactions de production vers l'arrière du méson vecteur, ont été comparées dans le cadre de modèles de pôles de Regge et du modèle de la dominance vectorielle.

Les réactions d'échange baryonique de production vers l'avant de baryons d'étrangeté non nulle, ont été surtout étudiées en chambre à bulles où la topologie des événements correspondants, permet de sélectionner rapidement les événements intéressants. Les statistiques disponibles dans ces données sont généralement faibles et correspondent à une impulsion incidente inférieure ou égale à 5 GeV/c.

En dehors des réactions précédemment citées peu de données existent concernant les échanges baryoniques. En particulier la réaction  $\pi p \rightarrow N^* M$  n'a été étudiée qu'avec une statistique faible à l'impulsion incidente 8 GeV/c par A. Abashian et al. [Réf. 3]. Les autres données relatives à cette réaction correspondent à de faibles statistiques et à une impulsion incidente inférieure à 6 GeV/c. Dans ce domaine de faibles énergies incidentes, l'interprétation des pics arrière à l'aide d'échanges de baryons n'est pas la seule possible, les mécanismes d'interaction dans la voie directe ou voie  $s$  pouvant avoir encore une certaine importance.

L'expérience "proton rapide", dont l'analyse d'une partie des données constitue le sujet de cette thèse, a été conçue en vue d'une étude systématique des réactions d'échange baryonique dans les interactions  $\pi p$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c. Cette expérience a été réalisée auprès du spectromètre Oméga du CERN par une collaboration des laboratoires du CERN, Collège de France, Ecole Polytechnique et L.A.L. d'Orsay; la prise de données a eu lieu dans le courant de l'année 1974.

L'utilisation du spectromètre  $\Omega$  dans l'étude des réactions d'échange baryonique dans l'interaction  $\pi p$ , présente les avantages suivants :

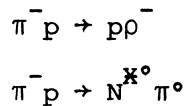
- il fonctionne en mode déclenché et permet donc une étude à haute statistique de ces réactions dont les sections efficaces sont inférieures de deux à trois ordres de grandeurs aux sections efficaces des réactions de production de mésons vers l'avant

- il offre une grande densité de chambres à étincelles avec un volume de détection correspondant à un grand angle solide autour de la cible; la mesure précise des impulsions des particules chargées émises peut être faite grâce à un champ magnétique de grande intensité (18 Kgauss au centre) et à une grande précision dans la mesure de la position des étincelles ( $\sim 0,5$  mm) par un système de caméras du type Plumbicon.

- un système d'acquisition des données fournit directement sur bande magnétique les informations digitisées relatives aux traces des particules chargées. Les chambres à étincelles du spectromètre  $\Omega$  sont déclenchées sur des événements où un proton rapide ( $p > p_{inc}/2$ ) est émis vers l'avant par rapport à la direction du faisceau incident, dans un angle solide correspondant au volume occupé par le système de déclenchement. Ce système qui offre une grande acceptance au proton rapide (angle d'émission  $\theta \leq 150$  mrd) est constitué d'un Cerenkov à haute pression (L.A.L. d'Orsay), mis en veto, encadré par deux plans de chambres à fils qui, à l'aide d'une matrice de coïncidence (Ecole Polytechnique) permettent une mesure rapide de l'impulsion des particules émises vers l'avant, et d'un Cerenkov à pression atmosphérique encadré par une matrice d'hodoscoptes à scintillations fournis aux utilisateurs de l'Oméga par la collaboration Freiburg-Glasgow-Saclay.

Dans la première partie de cette thèse nous donnons une description générale du spectromètre Oméga ainsi que de l'appareillage spécifiquement utilisé par l'expérience proton rapide; une description très détaillée peut être trouvée dans les références [4,5,6,7,8,9,10]. Dans le traitement des données nous nous sommes particulièrement intéressés au champ magnétique produit dans le grand volume de l'Oméga et que nous avons paramétré à l'aide de fonctions de Bessel; nous décrivons cet ajustement dont la caractéristique essentielle est de ne faire intervenir qu'un nombre très restreint de coefficients : quinze au total. Nous exposons aussi une formulation mathématique du traitement des erreurs externes utilisées dans la reconstruction cinématique des événements, ainsi qu'une description succincte de la chaîne de traitement des données.

Dans la deuxième partie de cette thèse, nous exposons l'analyse que nous avons faite aux deux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c des canaux  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  et  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^0$ . L'analyse du canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  nous a permis d'étudier les deux réactions d'échange baryonique suivantes:



L'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , pour laquelle l'isospin échangé dans la voie u a la valeur  $I_u = 3/2$ , nous permet de compléter les données d'E.W. Anderson et al. correspondant aux impulsions incidentes 8 GeV/c et 16 GeV/c, et relatives aux sections efficaces différentielle et totale de cette réaction. La variation avec l'énergie incidente de la section efficace totale peut alors être comparée avec les prédictions d'un modèle d'échange de la trajectoire de Regge  $\Delta_\delta$ . D'autre part nous donnons la première détermination de la matrice densité du méson vecteur produit vers l'arrière, ce qui doit permettre une détermination plus détaillée et une meilleure compréhension des propriétés des trajectoires baryoniques.

Nous présentons la première étude de la réaction d'échange baryonique  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , pour laquelle l'isospin échangé dans la voie u peut prendre les valeurs  $I_u = 1/2$  et  $I_u = 3/2$ . La comparaison des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et  $M_{p\pi^0}$  ainsi que l'étude des distributions angulaires de désintégration des résonances  $N^{*0}$  produites, permettent d'identifier ces résonances et de montrer que le mécanisme d'échange dominant cette réaction est un mécanisme d'échange d'un proton ( $N_\alpha$  en termes de trajectoires de Regge).

Ces résultats sont confirmés par l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  pour laquelle l'isospin échangé ne peut prendre que la valeur  $I_u = 1/2$ , en particulier l'étude de cette réaction nous permet de confirmer la valeur de l'isospin I des résonances  $N^{*0}$  produites.

Les résultats obtenus sont comparés en autres, à ceux obtenus dans la même expérience par A.Ferrer dans l'étude des réactions d'échange baryonique  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \rho^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} f^0$ , qu'il a faite à partir des données relatives au canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ . [Réf. 10] .

Dans le canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ , la production vers l'arrière du méson  $\eta^0$  est mise en évidence; nous en déduisons le rapport des constantes de couplage  $g^2_{\eta NN}$  et  $g^2_{\pi NN}$  que nous comparons à d'autres constantes de couplage dans le cadre de la théorie SU(3).

P R E M I E R E   P A R T I E

## CHAPITRE I

### LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

La figure 1 page 24 montre un schéma du dispositif expérimental utilisé au cours de la prise de données. Il est constitué du spectromètre OMEGA, d'un faisceau non séparé de  $\pi$ , K, p et d'un système de déclenchement sur un proton rapide émis vers l'avant. Dans ce chapitre, nous donnons une description succincte de ces divers éléments.

#### I.- LE SPECTROMETRE $\Omega$

Le spectromètre  $\Omega$  [Ref. 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] est un détecteur de particules conçu de façon à fonctionner en mode déclenché, avec une grande acceptance angulaire autour de la cible ; il fournit directement sur bande magnétique les informations digitisées concernant les trajectoires des particules.

Il est constitué d'un ensemble de chambres à étincelles placées dans un champ magnétique, et entourant une cible d'hydrogène liquide ; les étincelles et des marques fiducielles sont vues par des caméras de type

Plumbicon.

A/ LES CHAMBRES A ETINCELLES

144 plans de chambres à étincelles [Ref. 9] sont répartis en 2 groupes dénommés Géométrie I et II : la géométrie I est constituée de plans placés perpendiculairement à la direction du faisceau en aval de la cible, la géométrie II est placée parallèlement au faisceau de part et d'autre de la cible.

La géométrie I contient 8 modules de 10 gaps chacun ; chaque module est légèrement incliné par rapport à la verticale (Figure 2 - page 25) de façon à pouvoir être vu directement et jusqu'au fond par une des 4 paires de caméras placées au dessus des chambres. La largeur des gaps est de 1 centimètre et les électrodes sont constituées de feuilles d'aluminium de 1,3 mètres de haut, 1,5 mètres de large et 25 microns d'épaisseur. Le volume sensible correspondant est de  $6 \text{ m}^3$ , la longueur de radiation est de 36 mètres et la longueur d'interaction est du même ordre de grandeur que celle de la cible.

La géométrie II contient 8 modules de 8 gaps de 1,2 centimètres d'épaisseur ; le volume sensible est de  $2 \times 0,35 \text{ m}^3$ . Les électrodes sont constituées d'une feuille d'aluminium de 10 microns d'épaisseur collée par une couche d'Araldite de 10 microns sur une plaque de Rohacell de 2 millimètres. La caractéristique essentielle de cette géométrie, qui est traversée par des traces lentes, est sa structure très légère qui offre à ces traces très peu de matière à traverser : l'épaisseur d'un module est de l'ordre de  $5 \times 10^{-3}$  longueur de radiation.

Entre les modules, sont placées des barres de lampes fiducielles, éclairées et lues indépendamment du déclenchement des chambres. Elles servent au cadrage des chambres lors de la reconstruction géométrique des traces, à la calibration des caméras ainsi qu'au traitement des distorsions optiques [Ref.11,10].

Lors du déclenchement des chambres, une haute tension de 13 kilovolts en géométrie I et de 12 Kilovolts en géométrie II, est appliquée aux électrodes. En dehors des périodes de déclenchement, les



chambres sont soumises à un champ électrique de balayage (250 Volts en géométrie I, 50 Volts en géométrie II) dont la fonction est de collecter les ions et les électrons produits par les traces chargées des événements qui n'ont pas satisfait les critères de déclenchement. Dans les deux cas les tensions appliquées à 2 gaps consécutifs sont alternées. Le temps de mémoire des chambres est compris entre 1 microseconde et 1,3 microsecondes.

## B/ LES CAMERAS

Comme le montre la figure 2 page 25, chacun des 144 plans de chambres à étincelles est vu par une paire de caméras du type Plumbicon [Ref 12]. Dans le système d'axes de l'Oméga défini sur la figure 1 page 24, les positions des 4 paires de caméras sont :

Géométrie I	}	x = 46,5 cm	x = 50 cm	x = 53,5 cm
		y = ±72 cm		z = 551 cm
Géométrie II	}	x = -107 cm	x = 13 cm	
		y = 0 cm		z = 551 cm

Cette configuration correspond à un angle de stéréoscopie de l'ordre de 15° pour la géométrie I et 13° pour la géométrie II. Le grandissement est de l'ordre de 80.

Pour un nombre de traces inférieur à 4, l'efficacité de fonctionnement du système constitué par les chambres à étincelles et les caméras Plumbicon est donnée par [Ref 9] :

Géométrie I	n traces avec $n \leq 3$	efficacité 95%
Géométrie II	1 trace	efficacité 98%
	2 traces	efficacité 85%
	3 traces	efficacité 75%

Ces chiffres correspondent à une efficacité moyenne ; l'efficacité de détection d'une étincelle dépend de l'angle qui existe entre la trace à laquelle appartient l'étincelle et la normale au plan de la chambre ; pour un angle supérieur à 60° ; l'efficacité tombe rapidement à une valeur pratiquement nulle. Nous perdons donc les traces lentes qui

traversent les chambres à étincelles avec un angle supérieur à  $60^\circ$  et bien entendu celles qui ne traversent pas les chambres : traces partant vers le haut, le bas ou complètement vers l'arrière. L'efficacité de détection d'une étincelle dépend aussi de la distance à laquelle se trouve éventuellement une autre étincelle dans le même gap ; si cette distance est inférieure à 1 centimètre, la presque totalité de l'énergie disponible sur les électrodes du gap est concentrée sur l'une des 2 étincelles.

Dans la mesure des sections efficaces des réactions ainsi que des distributions angulaires de désintégration des résonances, nous avons tenu compte de ces problèmes en évaluant à l'aide d'une méthode de simulation décrite dans l'appendice A, l'acceptance de l'appareillage aux traces lentes.

L'erreur sur la mesure de la position d'une étincelle est de 0,5 millimètres. Elle est due à la taille de l'étincelle, à la fluctuation de sa position, ainsi qu'à la taille du faisceau d'électrons employé dans ce type de caméras pour sonder l'état de charge électrique dans lequel se trouve la surface photosensible du Plumbicon.

#### C/ LA CIBLE ET SON COMPTEUR CYLINDRIQUE

La cible est une cible d'hydrogène liquide, de forme cylindrique, de longueur égale à 30 centimètres et de 3 centimètres de diamètre [Ref. 13]. Elle est entourée d'un compteur à scintillations constitué de 2 parties :

- une partie cylindrique de 11 centimètres de diamètre,
- une partie plane placée juste en aval de la cible ; cette partie est percée d'un trou de 3 centimètres de diamètre afin qu'une particule du faisceau n'ayant pas interagi dans la cible ne déclenche pas le compteur.

Ce compteur intervient dans la logique de déclenchement, en coïncidence ; sa fonction est d'éviter le plus possible des déclenchements sur des interactions qui ont eu lieu en aval de la cible. La configuration de ce compteur nous fait perdre les événements pour lesquels toutes les traces chargées sont émises vers l'avant dans un angle solide délimité par le trou de la partie plane. L'acceptance de ce compteur a été calculée par la méthode de simulation exposée dans l'appendice A.

Dans la reconstruction cinématique des évènements, la perte d'énergie des particules chargées dans la cible ainsi que dans les plaques des chambres à étincelles a été prise en compte (Cf chapitre IV).

#### D/ L'AIMANT ET LE CHAMP MAGNETIQUE

L'aimant de type supraconducteur produit un champ magnétique d'une intensité maximale de 18 kilogauss au centre de l'Oméga. Nous décrivons en détail dans le chapitre II, les caractéristiques de cet aimant et du champ magnétique produit ainsi qu'un ajustement par moindres carrés d'un paramétrage des 3 composantes du champ.

II.- LE FAISCEAU
------------------

#### A/ CARACTERISTIQUES GENERALES DU FAISCEAU

Le faisceau [Ref.13] est un faisceau non séparé de  $\pi$ , K, p ; il est obtenu à partir du faisceau du synchrotron à protons et d'une cible primaire située à une distance de 63,5 mètres en amont de la cible de l'Oméga. La durée du "burst" est voisine de 400 milli-secondes, le taux de répétition est de 2,2 secondes.

#### B/ COMPOSITION DU FAISCEAU

L'identification de la particule incidente est faite par 3 Cerenkov à seuil. Deux d'entre eux sont des Cerenkov à haute pression qui, pour les énergies de faisceau utiles, répondent aux mésons  $\pi$  et K et ne répondent pas aux protons ; le troisième, qui fonctionne à la pression atmosphérique, répond aux mesons  $\pi$  et ne répond pas aux K et aux protons.

La composition du faisceau, dans les différentes phases de notre expérience, est donnée ci dessous [Ref. 10].

à 9 GeV/c <sup>-</sup>	$\pi^-$ : 98,5%	$K^-$ : 1,4%	$\bar{p}$ : 0,1%
à 12 GeV/c <sup>-</sup>	$\pi^-$ : 99,8%	$K^-$ : 0,2%	$\bar{p}$ : 0,01%
à 9 GeV/c <sup>+</sup>	$\pi^+$ : 27,4%	$K^+$ ; 1,4%	p : 71,2%

C/ IMPULSION ET POSITION DU FAISCEAU A L'ENTREE DE LA CIBLE

Les particules du faisceau ayant la même impulsion sont focalisées en un même point d'un hodoscope placé à 27 mètres en amont de la cible de l'Oméga ; cet hodoscope est constitué de 7 scintillateurs de 6 millimètres de largeur qui se chevauchent 2 à 2 pour donner 13 éléments logiques de 3 millimètres de largeur ; le pouvoir de résolution obtenu  $\Delta p/p$  est de l'ordre de 0,2%.

La position du faisceau est déterminée à l'aide d'un ensemble de 11 plans de chambres proportionnelles (6 horizontaux et 5 verticaux) avec un espacement de fils de 1 millimètre et dont les positions dans le système d'axes de l'Omega sont données par :

$$x_1 = -160 \text{ cm}, \quad x_2 = -230 \text{ cm}, \quad x_3 = -260 \text{ cm}, \quad x_4 = 340 \text{ cm}, \quad x_5 = -460 \text{ cm}.$$

La "calibration" du faisceau a été faite à partir de données prises avec la cible vide.

La dispersion du faisceau à l'entrée de la cible, est caractérisée par les écarts quadratiques des distributions des paramètres  $p$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  qui sont donnés dans le tableau 1 page 16 où figurent aussi les valeurs moyennes de ces distributions. Les paramètres du faisceau sont connus avec des erreurs données dans le tableau 2 page 16 .

IMPULSION ET SIGNE DU FAISCEAU	9 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>
$\langle p \rangle$	9,04 GeV/c	9,09 GeV/c	12,02 GeV/c
$\Delta p / \langle p \rangle$	3%	4%	6%
$\langle \lambda \rangle$	0,4 mrd	0,7 mrd	1,6 mrd
$\Delta \lambda$	1,8 mrd	2,0 mrd	1,6 mrd
$\langle \phi \rangle$	-0,6 mrd	1,2 mrd	1,4 mrd
$\Delta \phi$	3,7 mrd	3,7 mrd	3,6 mrd

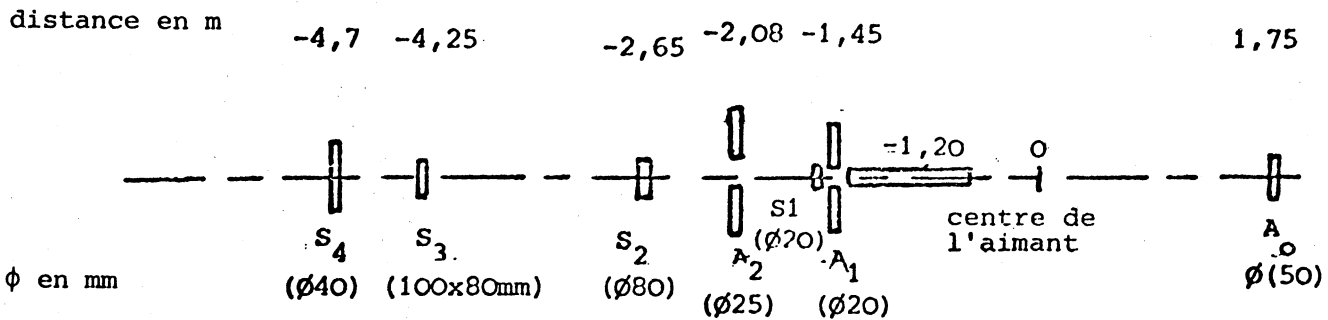
TABLEAU 1 - Dispersion du faisceau à l'entrée de la cible

IMPULSION ET SIGNE DU FAISCEAU	9 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>
$\Delta p$	8 MeV/c	5 MeV/c	29 MeV/c
$\Delta \lambda$	0,2 mrd	0,2 mrd	0,2 mrd
$\Delta \phi$	0,5 mrd	0,4 mrd	0,6 mrd

TABLEAU 2 - Erreurs sur les paramètres  $p$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  du faisceau.

D/ TAUX DE COMPTAGE DU FAISCEAU

La mesure de l'intensité du faisceau est faite par un ensemble de compteurs à scintillations [Ref.8]



Les compteurs S<sub>2</sub> et S<sub>4</sub> sont mis en coïncidence avec le signal fourni par les 3 compteurs Cerenkov lors de l'identification de la particule incidente.

Le signal logique  $T_2 = S_1 \cdot S_3 \cdot \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_2 \cdot S_2 \cdot \bar{S}_2^{pf}$  sert à compter le nombre de particules incidentes ;  $S_2 \cdot \bar{S}_2^{pf}$  (pf pour past-future) permet de rejeter les cas où 2 particules du faisceau se suivent à moins de 50 nanosecondes (ordre de grandeur du temps de mémoire des chambres proportionnelles du faisceau).

Le signal logique  $AT_2 = T_2 \cdot \bar{A}_0$  indique qu'il y a eu interaction du faisceau en un point situé entre les compteurs S<sub>1</sub> et A<sub>0</sub>.

Les différents temps de retard étant délicats à déterminer un temps mort global de 400 nanosecondes est imposé aux signaux ; c'est le taux de comptage retardé DT2 qui est pris en compte pour la normalisation du faisceau.

**III.- LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT**

Le système de déclenchement [Ref. 9] a été conçu de façon à remplir, dans un intervalle de temps très court suivant une interaction (450 nanosecondes), la fonction suivante : identification d'un proton rapide émis vers l'avant. Il comporte plusieurs ensembles de détecteurs.

#### A/ INTERACTION DU FAISCEAU DANS LA CIBLE

Un premier ensemble de détecteurs est constitué du compteur cylindrique entourant la cible et des compteurs du faisceau (paragraphe II.D) dont le compteur  $A_0$  placé sur la trajectoire du faisceau en aval des chambres à étincelles (figure 1 - page 24); dans la logique du déclenchement le compteur  $A_0$  est mis en anticoincidence et le compteur cylindrique en coïncidence pour indiquer qu'une particule du faisceau a interagi dans le volume de la cible.

#### B/ ANALYSE DE L'IMPULSION DES PARTICULES EMISES VERS L'AVANT

Une analyse rapide de l'impulsion des particules émises vers l'avant est faite par une matrice de coïncidence entre deux plans de chambres à fils proportionnelles de 512 fils chacun (Y3 et Y4 sur la figure 1 -page 24) [Ref. 7,9 ].

En supposant la trajectoire circulaire, le rayon de courbure et donc l'impulsion, peuvent être déterminés à l'aide du triplet de points suivants :

- la cible que l'on peut considérer comme ponctuelle à ce niveau de détermination de l'impulsion,
- les 2 impacts de la trace dans les chambres Y3 et Y4.

En fait, une logique rapide permet de comparer le fil touché dans la chambre Y3 à une plage de fils de cette chambre, associée au fil touché dans la chambre Y4, et correspondant à une particule émise vers l'avant avec une impulsion comprise entre  $0,5 p_0$  et  $1,3 p_0$  où  $p_0$  désigne l'impulsion nominale du faisceau ; la borne supérieure tient compte du fait qu'un proton provenant de la désintégration d'un  $\Lambda^0$  émis vers l'avant, parcourt dans le champ magnétique une longueur moins grande que celle d'un proton émis dans la cible et a donc une impulsion apparente plus élevée.

#### C/ IDENTIFICATION DES PROTONS PARMIS LES PARTICULES RAPIDES EMISES VERS L'AVANT

Parmi les particules rapides de charge positive émises vers l'avant les protons sont identifiés à l'aide de deux Cerenkov à seuil de grandes acceptances qui sont mis en anticoincidence dans la logique de déclenchement.

Le premier Cerenkov est un Cerenkov à haute pression [Ref 8] placé entre les chambres Y3 et Y4.

Les seuils de déclenchement aux protons rapides à 9 GeV/c et 12 GeV/c ont été fixés par la cinématique de la diffusion élastique  $\pi p$  ; les seuils de déclenchement aux mésons  $\pi$  et K s'en déduisent par les relations :

$$p_K^{\text{seuil}} = \frac{m_K}{m_p} p_p^{\text{seuil}} = 0,53 p_p^{\text{seuil}}$$

$$p_\pi^{\text{seuil}} = \frac{m_\pi}{m_p} p_p^{\text{seuil}} = 0,15 p_p^{\text{seuil}}$$

Ces différents seuils sont donnés dans le tableau 3 où sont indiquées aussi les plages d'impulsion sur lesquelles le détecteur a une efficacité de rejet aux mésons K supérieure à 90% [Ref 8].

Impulsion du faisceau	$p_p^{\text{seuil}}$	$p_K^{\text{seuil}}$	$p_\pi^{\text{seuil}}$	Efficacité de rejet aux K > 90%
9	9,5	5,0	1,4	5,5 - 9,5
12	12,5	6,6	1,9	7,2 - 12,5

Tableau 3 - les seuils de déclenchement du Cerenkov à haute pression (les impulsions sont exprimées en GeV/c)

Le radiateur de ce Cerenkov est divisé en 4 cases ; chacune d'elles est associée à un quadrant d'un compteur d'acceptance à scintillations Q (figure 1) placé devant le Cerenkov. Cette division permet de réduire la perte d'évènements où un proton rapide accompagné d'un  $\pi^+$  provenant de la désintégration d'une résonance baryonique, vont traverser ensemble le Cerenkov. Une simulation par Monte Carlo a permis d'évaluer cette perte [Ref 8] : dans le cas de la résonance  $\Delta^{++}$  (1232) elle est de 5% ; pour les résonances de masses plus élevées cette perte est plus faible étant donné que l'angle d'ouverture à la désintégration de la résonance est plus grand. Dans le cas d'un  $\pi^-$  accompagnant le proton rapide, le balayage du champ magnétique est suffisant pour rendre minime le pourcentage de perte

de ces évènements.

Derrière le Cerenkov à haute pression, est placé un Cerenkov à basse pression encadré par une paire d'hodoscopes H1, H2 à scintillations, (Fig 1 ) [Ref 10], constitués de 33 éléments et dont la matrice de coïncidence accepte les impulsions supérieures à  $0,5 p_0$  où  $p_0$  est l'impulsion nominale du faisceau. La fonction de cet ensemble est d'augmenter l'efficacité de rejet aux mésons  $\pi$  et K rapides dont la production vers l'avant est dominante dans les interactions  $\pi p$ .

L'intervalle de temps qui sépare une interaction ayant produit un proton rapide vers l'avant, de l'instant d'application de l'impulsion de haute tension aux chambres à étincelles est environ de 750 nanosecondes, ce qui est satisfaisant pour obtenir un bon fonctionnement des chambres.

Les positions des étincelles mesurées par les caméras Plumbicon et digitisées, ainsi que toutes les informations relatives à l'évènement (les 2 paires d'hodoscopes, les 2 Cerenkovs, le compteur d'acceptance, les compteurs du faisceau et le compteur cylindrique) sont copiées sur bande à l'aide d'un ordinateur EMR 6130 qui effectue certains contrôles généraux : efficacité des chambres, taux de comptage, visualisation des évènements, etc ...

Le temps de lecture des caméras est de 18 millisecondes ; il limite le nombre d'évènements enregistrés par "burst". Pour ne pas avoir trop de traces parasites l'intensité utilisable du faisceau est limité par le temps de mémoire des chambres à étincelles à  $2 \cdot 10^5$  particules par burst.

#### IV.- LES SENSIBILITES NOMINALES ET LE CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

Pour une réaction donnée correspondant à l'état initial  $\pi p$ , le nombre d'évènements observés dans l'Oméga et correctement reconstruits sur le plan géométrique et cinématique est donné par :

$$N_{\text{obs}} = N_{\pi} \times n_{\text{ol}} \times \text{Acc} \times \text{Eff}$$



avec :

- $N_{obs}$  : nombre d'évènements observés et reconstruits
- $N_{\pi}$  : nombre de mésons  $\pi$  incidents
- $n$  : nombre de cibles de protons par unité de volume
- $\sigma$  : section efficace de la réaction considérée
- $l$  : longueur de la cible
- Acc : acceptation géométrique globale de l'appareillage
- Eff : efficacité du système de déclenchement et de la chaîne de traitement des données.

Le nombre de cibles par unité de volume est donné

par :

$$n = \frac{\rho N_{av}}{A_H}$$

où

- $\rho$  = 0,071 g/cm<sup>3</sup> est la masse volumique de l'hydrogène liquide
- $N_{av}$  = 6,022 10<sup>23</sup> mole<sup>-1</sup> est le nombre d'Avogadro
- $A_H$  = 1,01 g est le poids atomique de l'hydrogène.

La méthode de simulation avec laquelle nous avons évalué les facteurs Acc correspondant aux différentes réactions que nous avons étudiées est décrite dans l'appendice A.

L'efficacité du système de déclenchement et de la chaîne de traitement des données, pour le proton rapide, est de l'ordre de  $0,70 \pm 0,10$  [Ref 8]. La perte des évènements est essentiellement due à l'inéfficacité du système de déclenchement : interactions nucléaires du proton rapide dans les détecteurs qui composent le système de déclenchement et inéfficacité de ces détecteurs. L'inéfficacité de la chaîne de traitement des données pour les autres traces d'un évènement a une contribution faible dans la valeur du coefficient Eff ; cette contribution croît légèrement avec la multiplicité des traces chargées de l'état final.

Le nombre de mésons  $\pi$  incidents se calcule à partir du taux de comptage DT2 et du pourcentage de  $\pi$  dans le faisceau ; nous avons tenu compte d'un certain nombre d'effets qui apportent une correction minime et qui sont [Ref 10]:

- . la contamination du faisceau par les muons et les électrons provenant des mésons  $\pi$  qui se sont désintégrés entre la cible primaire et la cible de l'Oméga ; c'est un effet de l'ordre de 1,5%
- . l'atténuation du faisceau dans la cible ; le libre parcours moyen étant approximativement de  $10^3$  centimètres, c'est un effet de l'ordre de 2%.
- . un certain nombre de particules ont interagi dans le compteur S1 et ont été prises en compte dans le taux de comptage DT2 ; c'est un effet de l'ordre de 0,5%.

L'atténuation du faisceau due à la désintégration en vol des mésons  $\pi$  est négligeable, la longueur de désintégration étant 100 fois plus grande que le libre parcours moyen.

Le tableau 4 donne aux différentes énergies et signes du faisceau utilisés, les sensibilités nominales de notre expérience, acceptance et efficacité non comprises, en évènements par nanobarn.

Impulsion et signe du faisceau	9 GeV/c <sup>-</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>
Sensibilité en evts/nb	9,4 ± 0,2	5,8 ± 0,2	0,6 ± 0,1

TABLEAU 4 - Sensibilités nominales.

TABLE DES FIGURES
-------------------

Figure 1 : Schéma du spectromètre OMEGA et de l'appareillage de l'expérience proton rapide.

Figure 2 : Vue latérale des chambres à étincelles.

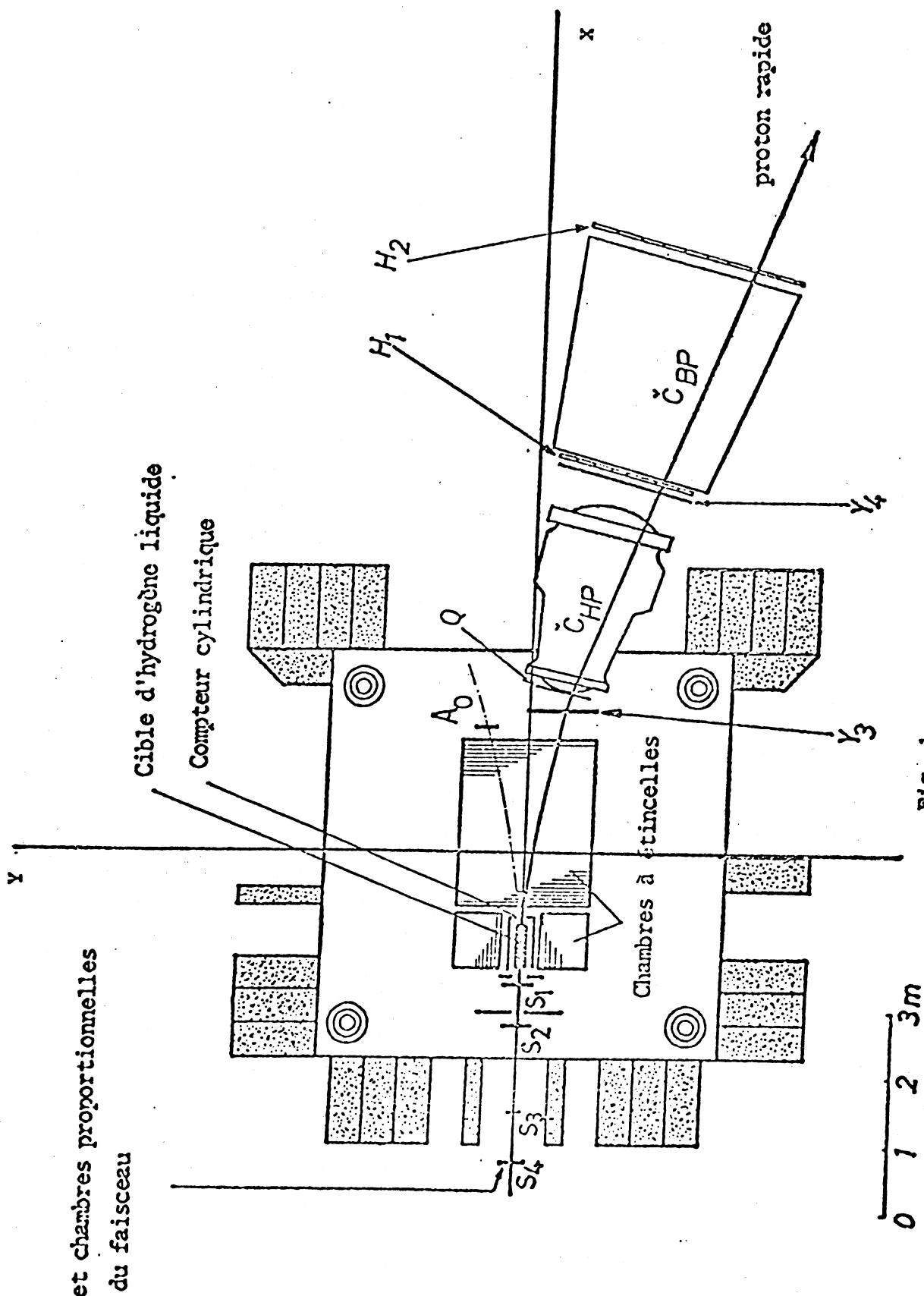


Fig. 1

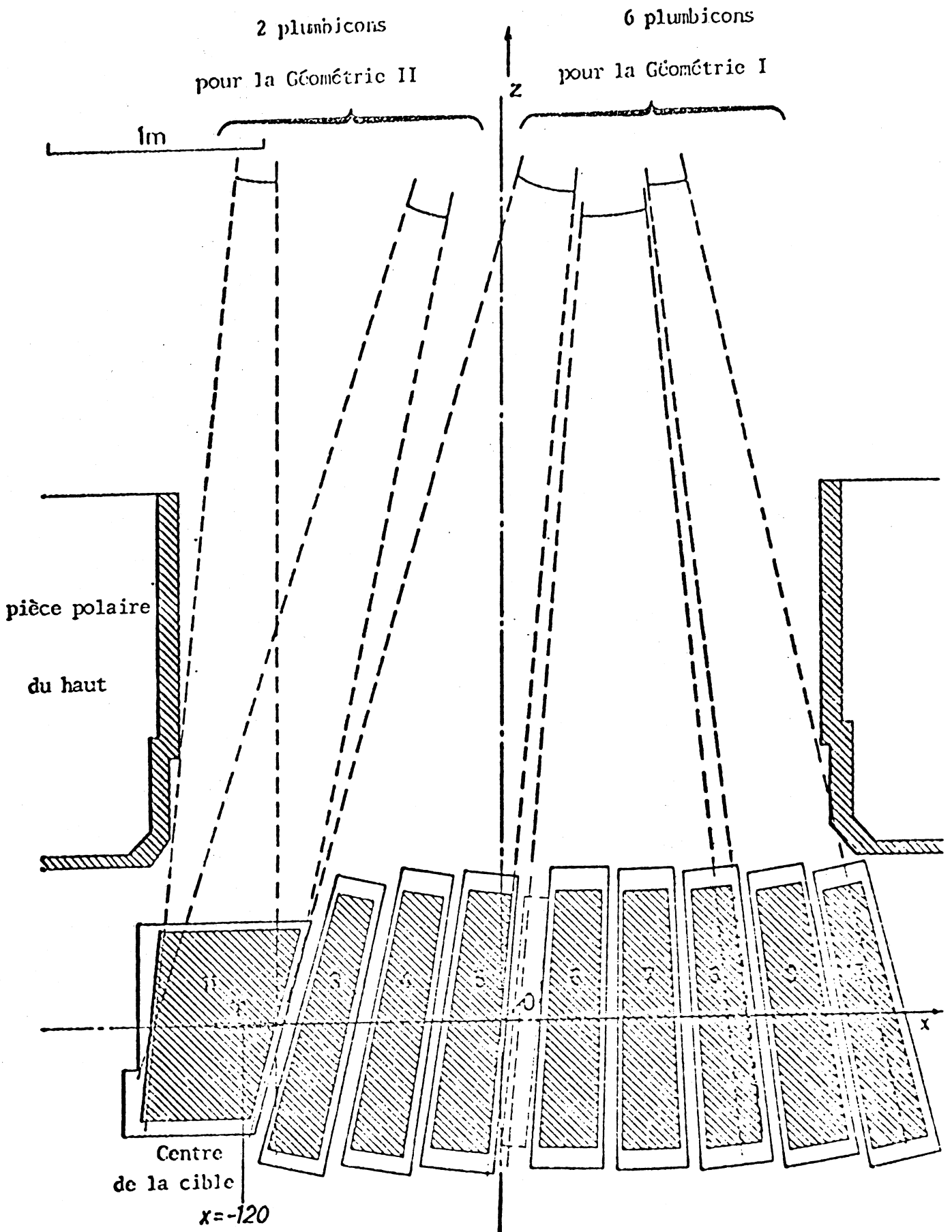


Fig. 2

## CHAPITRE II

### LE CHAMP MAGNETIQUE

#### I.- L'AIMANT ET LES CARACTERISTIQUES GENERALES DU CHAMP MAGNETIQUE

##### A / L'AIMANT

Le champ magnétique de l'Oméga est produit par un aimant (fig.1 page 39) constitué de 2 bobines de Helmholtz supraconductrices [ Réf.4 ] avec pièces polaires en fer de caractéristiques suivantes :

- . poids de l'aimant : 1400 tonnes
- . rayon intérieur des bobines : 1,5 mètres
- . rayon extérieur des bobines : 2 mètres
- . hauteur de l'entrefer : 1,5 mètres.

Le retour du flux magnétique est assuré par des éléments de blindage amovibles. Le pôle supérieur de l'aimant est percé d'un trou de 3 mètres de diamètre afin de permettre aux caméras de voir les chambres à étincelles placées dans l'aimant. Le volume utile est grand : de l'ordre de  $14 \text{ m}^3$ .

## B / CARACTERISTIQUES GENERALES DU CHAMP MAGNETIQUE

L'intensité maximum du champ magnétique dont on peut disposer est de 18 kilogauss au centre de l'Oméga ; elle correspond à une intensité de courant dans les bobines de 4800 Ampères ; c'est avec ces valeurs que nous avons travaillé au cours de la prise des données à 12 GeV/c d'impulsion incidente. Pour la prise des données à 9 GeV/c, l'intensité de courant utilisée était de 3600 Ampères, ce qui donne un champ magnétique de 14,7 kilogauss au centre de l'Oméga. L'acceptance géométrique du proton rapide est alors approximativement la même aux deux énergies du faisceau ce qui permet de comparer simplement les résultats obtenus aux 2 énergies incidentes.

La composante  $B_z$  est positive (en direction des caméras) de sorte qu'une particule de charge négative décrit approximativement en projection sur un plan horizontal un arc de cercle dans le sens trigonométrique.

Les figures 2,3,4,5 pages 40, 41, 42 montrent l'allure du champ magnétique de l'Oméga pour une intensité de courant dans les bobines de 3600 Ampères (le champ correspondant à l'intensité de 4800 Ampères s'en déduit en première approximation par le facteur multiplicatif 1,22). Il possède les caractéristiques suivantes :

- il possède approximativement la symétrie de révolution cylindrique autour de l'axe oz de l'Oméga ; il n'est pas symétrique haut-bas à cause du trou dans le pôle supérieur de l'aimant ;
- il est assez inhomogène dans le volume utile de l'Oméga ; en de nombreuses régions les composantes transverses atteignent des valeurs supérieures au kilogauss.

## II.- AJUSTEMENT DU CHAMP MAGNETIQUE

### A / INTRODUCTION

Les trois composantes du champ  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  ont été mesurées et reconstruites indépendamment les unes des autres à l'aide d'un programme écrit par H. WIND [ Ref 14 ] . Ce programme est basé sur un modèle faisant appel non pas à des polynômes orthogonaux mais à des fonctions harmoniques,

trigonométriques et hyperboliques. L'inconvénient d'une telle méthode pour un champ inhomogène est que sa reconstruction en un point quelconque de l'espace utile nécessite l'emploi de quelques milliers de coefficients et demande par conséquent un temps de calcul relativement long. Aussi, dans les premières versions du programme de reconstruction géométrique des traces, le champ magnétique était accessible sous forme d'une carte de valeurs du champ pour une grille de points suffisamment dense pour permettre un calcul rapide du champ en n'importe quel point par interpolation linéaire. Cette grille contenait 1368 points définis par :

$$\begin{aligned} x_i &\in \{ -175 \text{ cm}, -155 \text{ cm}, \dots, 165 \text{ cm}, 185 \text{ cm} \\ y_j &\in \{ -79 \text{ cm}, -59 \text{ cm}, \dots, 61 \text{ cm}, 81 \text{ cm} \\ z_k &\in \{ -65 \text{ cm}, -45 \text{ cm}, -25 \text{ cm}, -5 \text{ cm}, 5 \text{ cm}, 25 \text{ cm}, 45 \text{ cm}, 65 \text{ cm} \end{aligned}$$

Les problèmes posés par cette table étaient les suivants :

- 1°/ problème de l'encombrement en mémoire de l'ordinateur dû à une carte de champ aussi volumineuse,
- 2°/ problème de l'erreur due à l'interpolation linéaire du champ faite en un grand nombre de points d'une trace rapide le long de laquelle la concavité de la composante  $B_z$  reste constante.
- 3°/ problème de la compatibilité des 3 composantes  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  du champ vis à vis des équations de l'électromagnétisme,
- 4°/ problème lié au précédent, de la détection des erreurs de mesure du champ ; comment être sûr de la mesure d'une composante dans un champ transverse de quelques kilogauss ?

Pour résoudre ces problèmes nous avons, suivant une méthode élaborée dans la référence 15, construit un modèle comprenant un nombre très limité de paramètres, 15 au total. Ce modèle fait intervenir simultanément les 3 composantes du champ, satisfait les équations de Maxwell et reproduit de façon très satisfaisante le comportement du champ en fonction de la position. Il ne fait pas appel à des fonctions orthogonales et aboutit à l'inversion d'une matrice 12 x 12. Il est inutile d'introduire de nouveaux paramètres qui n'amélioreraient pas sensiblement la précision et rendraient l'interprétation plus difficile.



B / PRINCIPE DE LA METHODE

Le système d'axes utilisé est celui de l'Oméga. Compte tenu de la symétrie approximativement cylindrique du champ, nous avons travaillé en coordonnées cylindriques  $r, \theta, z$ .

Le champ magnétique  $\vec{B}$  doit satisfaire les équations de Maxwell :

$$\vec{\text{Rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{i} = \vec{0} \qquad \text{div} \vec{B} = \vec{0} \qquad (1)$$

Si  $\vec{B}$  dérive du potentiel scalaire  $V$  :

$$\vec{B} = \vec{\text{grad}} V$$

alors les équations (1) sont satisfaites à condition que  $V$  soit harmonique :

$$\Delta V = \frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 V}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

Par séparation des variables  $r, \theta, z$ ,  $V$  peut être exprimée sous forme d'une combinaison linéaire de fonction du type :

$$J_n(kr) \left[ A \text{sh} kz + B \text{ch} kz \right] \left[ C \sin n \theta + D \cos n \theta \right]$$

où  $J_n$  désigne la fonction de Bessel d'ordre entier positif ou nul  $n$ , et  $k$  est une constante positive.

Un ajustement par moindres carrés de la composante  $B_z = \partial V / \partial z$  du champ magnétique permet de déterminer les coefficients du développement linéaire de  $V$ . A l'aide des relations  $B_r = \partial V / \partial r$  et  $B_\theta = \partial V / r \partial \theta$  on en déduit aisément les composantes  $B_x$  et  $B_y$  du champ que l'on peut comparer directement à celles données par la carte. Cet ajustement nous permet de vérifier que les composantes du champ satisfont les équations de l'électromagnétisme, sont compatibles entre elles et ipso facto que les mesures des composantes ne sont pas entachées d'erreurs grossières.

C / MODELE A 3 PARAMETRES

Un modèle simple à 3 paramètres rend compte qualitativement comme le montrent les figures 2 et 3, du comportement du champ magnétique en fonction de la position. Ce modèle, à symétrie cylindrique, correspond au potentiel et aux composantes du champ magnétique suivantes :

$$\begin{aligned} V &= L [C_1 \operatorname{sh} z/L + C_2 \operatorname{ch} z/L] J_0(r/L) \\ B_z &= [C_1 \operatorname{ch} z/L + C_2 \operatorname{sh} z/L] J_0(r/L) \\ B_r &= [C_1 \operatorname{sh} z/L + C_2 \operatorname{ch} z/L] J'_0(r/L) \\ B_\theta &= 0 \end{aligned}$$

Les valeurs numériques des paramètres  $C_1$ ,  $C_2$  et  $L$  sont données dans les tableaux 2, 3 ;  $C_1$  et  $C_2$  sont donnés par l'ajustement par moindres carrés ; la valeur du paramètre  $L$  est celle qui minimise la quantité :

$$\langle |\Delta B_z| \rangle = \frac{1}{1368} \sum_{i=1}^{1368} |B_z(\vec{r}_i) - B_z^{\text{ajustée}}(\vec{r}_i)|$$

la sommation portant sur tous les points de la grille précédemment définie.

Las valeurs de  $\langle |\Delta B_x| \rangle$ ,  $\langle |\Delta B_y| \rangle$ ,  $\langle |\Delta B_z| \rangle$ , sont données dans les tableaux 2 et 3 page 37 ; elles sont comprises entre 500 et 700 gauss.

D / MODELE A 7 PARAMETRES

Afin d'obtenir une précision au moins égale à celle de l'interpolation linéaire, qui pour un pas de 20 centimètres est de l'ordre de quelques dizaines de gauss, nous avons essayé un modèle faisant intervenir un nombre  $n$  plus grand de paramètres et ne comportant que des fonctions de Bessel d'ordre 0, satisfaisant donc toujours la symétrie cylindrique.

Le potentiel et les composantes du champ magnétique correspondants sont donnés par :

$$V = \sum_{i=1}^{(n-1)/2} L [C_{2i-1} \operatorname{sh} iz/L + C_{2i} \operatorname{ch} iz/L] J_0(ir/L)$$

$$B_z = \sum_{i=1}^{(n-1)/2} [C_{2i-1} \operatorname{ch} iz/L + C_{2i} \operatorname{sh} iz/L] J_0(ir/L)$$

$$B_r = \sum_{i=1}^{(n-1)/2} [C_{2i-1} \operatorname{sh} iz/L + C_{2i} \operatorname{ch} iz/L] J'_0(ir/L)$$

$$B_\theta = 0$$

Pour les modèles de ce type ne faisant intervenir que des fonctions de Bessel d'ordre 0, il est inutile d'aller au delà de 7 paramètres. En effet, pour diverses valeurs de n nous avons obtenu les résultats suivants :

nombre n de paramètres	3	5	7	9
$L_{cm}$	157	105	104	123
$\langle  \Delta B_z  \rangle$ gauss	687	222	218	199

Tableau 1

Pour  $n = 7$ , nous avons un point stationnaire pour  $L$  ; au delà de  $n = 7$ , il ne semble pas que l'on gagne énormément sur la précision de l'ajustement ; enfin notre modèle n'étant pas orthogonal, nous avons pour  $n$  paramètres à inverser une matrice carrée d'ordre  $n-1$  ce qui pose rapidement, lorsque  $n$  croit, des problèmes de précision numérique des calculs et nécessite l'emploi d'algorithmes spéciaux. Nous nous sommes donc limités à 7 paramètres pour ce modèle à symétrie cylindrique.

D / MODELE A 13 PARAMETRES

Le modèle précédent ne prévoit pas une décroissance de la composante  $B_z$  moins rapide dans la direction de l'axe oy que dans la direction de l'axe ox. Nous avons pu obtenir cet effet par l'introduction

d'un terme en  $\cos 2\theta$  associé à des fonctions de Bessel d'ordre 2. Un dernier terme en  $\cos \theta$  permet alors de tenir compte d'une petite dissymétrie en  $x, -x$ . Les expressions correspondantes du potentiel et des composantes du champ sont les suivantes :

$$\begin{aligned}
 v &= \sum_{i=1}^3 L [C_{2i-1} \operatorname{sh} i z/L + C_{2i} \operatorname{ch} i z/L] J_0(ir/L) \\
 &+ \sum_{i=1}^2 L/i [C_{2i+5} \operatorname{sh} i z/L + C_{2i+6} \operatorname{ch} i z/L] J_2(ir/L) \cos 2\theta \\
 &+ L [C_{11} \operatorname{sh} z/L + C_{12} \operatorname{ch} z/L] J_1(r/L) \cos \theta \\
 B_z &= \sum_{i=1}^3 [C_{2i-1} \operatorname{ch} i z/L + C_{2i} \operatorname{sh} i z/L] J_0(ir/L) \\
 &+ \sum_{i=1}^2 [C_{2i+5} \operatorname{ch} i z/L + C_{2i+6} \operatorname{sh} i z/L] J_2(ir/L) \cos 2\theta \\
 &+ [C_{11} \operatorname{ch} z/L + C_{12} \operatorname{sh} z/L] J_1(r/L) \cos \theta \\
 B_r &= \sum_{i=1}^3 [C_{2i-1} \operatorname{sh} iz/L + C_{2i} \operatorname{ch} i z/L] J'_0(ir/L) \\
 &+ \sum_{i=1}^2 [C_{2i+5} \operatorname{sh} i z/L + C_{2i+6} \operatorname{ch} i z/L] J'_2(ir/L) \cos 2\theta \\
 &+ [C_{11} \operatorname{sh} z/L + C_{12} \operatorname{ch} z/L] J'_1(r/L) \cos \theta \\
 B_\theta &= \sum_{i=1}^2 1/i [C_{2i+5} \operatorname{sh} i z/L + C_{2i+6} \operatorname{ch} i z/L] J_2(ir/L) (-2L \sin 2\theta)/r \\
 &+ [C_{11} \operatorname{sh} z/L + C_{12} \operatorname{ch} z/L] J_1(r/L) (-L \sin \theta)/r
 \end{aligned}$$

Les fonctions de Bessel ainsi que leurs dérivées s'expriment à l'aide des fonctions de Bessel d'ordre 0 et 1 grâce aux relations :

$$J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x) = 2nJ_n(x)/x$$

$$J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x) = 2J'_n(x)$$

Les valeurs numériques des coefficients  $c_i, i=1, 1, 2$ , sont données dans les tableaux 2 et 3;  $L$  vaut 99 centimètres et les valeurs moyennes de  $|\Delta B_z|$  sont de l'ordre de 80 gauss.

Par comparaison avec les valeurs de  $\langle |\Delta B_z| \rangle$  données dans le tableau 1 nous voyons que l'adjonction des termes en  $\cos 2\theta$  et  $\cos \theta$  améliore très nettement l'ajustement de la composante  $B_z$  du champ magnétique. Les valeurs maximales de la composante  $B_z$  étant de 14,7 kilogauss à 3600 ampères et 18 kilogauss à 4800 ampères, nous obtenons ainsi une précision relative :

$$\langle |\Delta B_z| \rangle / B_z^{\max} \lesssim 0,5\%$$

Lorsqu'on regarde la variation de  $\Delta B_z$  à l'intérieur du volume utile, on constate que  $|\Delta B_z|$  prend ses valeurs maximales sur les bords. Par conséquent, pour la plus grande partie des traces qui traversent les chambres à étincelles, l'erreur relative sur  $B_z$  est nettement inférieure à la valeur 0,5% donnée plus haut.

#### E / LES COMPOSANTES TRANSVERSES ET LE MODELE A 15 PARAMETRES

Que donne la comparaison entre les composantes  $B_x$ ,  $B_y$  de la carte de champ, qui dans le programme de H. WIND ont été reconstruites indépendamment l'une de l'autre d'une part et de la composante  $B_z$  d'autre part, et les composantes  $B_x$ ,  $B_y$  données par le modèle précédent ?

Les figures 6 et 7 montrent que  $\Delta B_x$  et  $\Delta B_y$  sont respectivement par rapport à  $x$  et  $y$  des fonctions pratiquement linéaires. Ceci correspond à un potentiel scalaire harmonique  $V$ , indépendant de  $z$ , de la forme :

$$V = L [C_{13} (r/L) \sin \theta + C_{14} (r/L)^2 \cos 2\theta]$$

Les composantes transverses qui en dérivent, sont les suivantes :

$$B_r = C_{13} \sin \theta + C_{14} (r/L) \cos 2\theta$$

$$B_\theta = C_{13} \cos \theta - C_{14} (r/L) \sin 2\theta$$

Soit pour  $B_x$  et  $B_y$  :

$$B_x = C_{14} x/L$$

$$B_y = C_{13} - C_{14} y/L$$

Un ajustement par moindres carrés, conduit aux valeurs numériques suivantes :

$$\begin{array}{lll} C_{13} = 81 \text{ gauss} & C_{14} = -587 \text{ gauss} & \text{à 3600 ampères} \\ C_{13} = 87 \text{ gauss} & C_{14} = -625 \text{ gauss} & \text{à 4800 ampères} \end{array}$$

L étant toujours égal à 99 centimètres.

Ces coefficients seraient nuls si le champ magnétique possédait la symétrie haut-bas, ce qui n'est pas le cas à cause du trou percé dans le pôle supérieur de l'aimant pour permettre aux caméras de voir les chambres.

L'existence du coefficient  $C_{13}$  révèle une dissymétrie gauche-droite sur la composante  $B_y$ , complètement en accord avec les équations de l'électromagnétisme mais difficilement compréhensible à partir de la géométrie de l'aimant. Elle correspond peut être à une erreur systématique d'environ 80 gauss sur la reconstruction ou la mesure de  $B_y$ .

#### F / CONCLUSION

En conclusion le modèle à 15 paramètres donne un ajustement du champ magnétique de l'Oméga caractérisé par :

à 3600 ampères	à 4800 ampères
$\langle  \Delta B_x  \rangle = 80 \text{ gauss}$	$\langle  \Delta B_x  \rangle = 88 \text{ gauss}$
$\langle  \Delta B_y  \rangle = 44 \text{ gauss}$	$\langle  \Delta B_y  \rangle = 48 \text{ gauss}$
$\langle  \Delta B_z  \rangle = 74 \text{ gauss}$	$\langle  \Delta B_z  \rangle = 84 \text{ gauss}$

les quantités  $|\Delta B_x|$ ,  $|\Delta B_y|$ ,  $|\Delta B_z|$  prenant leurs valeurs maximales sur les bords du volume utile donc dans des régions où une faible partie des traces correspondant à des événements physiques passent.

Afin d'avoir une comparaison faisant intervenir les 3 composantes, nous avons porté sur la figure 8 la quantité

$$\|\vec{\Delta B}\| = \sqrt{\Delta B_x^2 + \Delta B_y^2 + \Delta B_z^2}$$

le long des 3 axes  $\vec{Ox}$ ,  $\vec{Oy}$ ,  $\vec{Oz}$ .

Dans la zone où passe la plupart des traces nous trouvons une valeur de l'ordre de 50 gauss correspondant à 0,3% du champ magnétique maximum.

D'autre part, cette valeur est du même ordre de grandeur que l'erreur due à l'interpolation linéaire ; cependant l'erreur que nous obtenons à un signe aléatoire alors que les erreurs d'interpolation linéaire le long d'une trace longue associée à une particule émise vers l'avant, ont toujours lieu dans le même sens à cause de la concavité constante de la composante  $B_z$  du champ le long d'une telle trace.

D'autre part nous constatons ainsi que les mesures indépendantes faites sur les 3 composantes  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  du champ sont en accord à quelques dizaines de gauss près, mise à part la remarque sur  $B_y$  que nous avons faite précédemment.

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C_6$	$C_7$	$C_8$	$C_9$	$C_{10}$	$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{14}$	L	$\langle  B_x  \rangle$	$\langle  B_y  \rangle$	$\langle  B_z  \rangle$
15344	-2957													157	586	460	687
19647	-1869	-4997	-555	101	175									104	242	242	218
20546	-1045	-6210	-876	426	105	2797	4420	-1904	-2107	-25	-47			99	555	284	74
20546	-1045	-6210	-876	426	105	2797	4420	-1904	-2107	-25	-47	81	-587	99	80	44	74

Les coefficients  $C_i$  ainsi que  $\langle |B_i| \rangle$  sont exprimés en gauss ; L est mesuré en cm.

TABLEAU 2 : Intensité dans les bobines : 3600 A . Données à 9 GeV/c

$C_1$	$C_2$	$C_3$	$C_4$	$C_5$	$C_6$	$C_7$	$C_8$	$C_9$	$C_{10}$	$C_{11}$	$C_{12}$	$C_{13}$	$C_{14}$	L	$\langle  B_x  \rangle$	$\langle  B_y  \rangle$	$\langle  B_z  \rangle$
18081	-3183													160	597	475	702
24192	-2319	-7464	-446	704	126									100	263	257	239
25348	-1359	-7886	-940	677	84	2651	4650	-1883	-2174	-80	-79			99	564	292	88
25388	-1391	-7961	-908	714	84	2615	4650	-1883	-2174	-80	-79	87	-625	99	88	48	84

TABLEAU 3 : Intensité dans les bobines : 4800 A . Données à 12 GeV/c



TABLE DES FIGURES
-------------------

- Figure 1 : L'aimant supraconducteur du spectromètre OMEGA.
- Figure 2 : La composante  $B_z$  du champ magnétique le long de l'axe  $y = 1 \text{ cm}$ ,  $z = 5 \text{ cm}$ .
- Figure 3 : La composante  $B_x$  du champ magnétique le long de l'axe  $y = 1 \text{ cm}$ ,  $z = 5 \text{ cm}$ .
- Figure 4 : La composante  $B_z$  du champ magnétique le long de l'axe  $x = 5 \text{ cm}$ ,  $y = 1 \text{ cm}$ .
- Figure 5 : La composante  $B_z$  du champ magnétique le long de l'axe  $x = 5 \text{ cm}$ ,  $z = 5 \text{ cm}$ .
- Figure 6 :  $B_x$  donnée par la carte de champ ROMEO -  $B_x$  ajustée dans le modèle à 13 paramètres, en fonction de  $x$  pour tous les points de la carte ROMEO.
- Figure 7 :  $B_y$  donnée par la carte de champ ROMEO -  $B_y$  ajustée dans le modèle à 13 paramètres, en fonction de  $y$  pour tous les points de la carte ROMEO.
- Figure 8 :  $\Delta B = \left| \left| \vec{B} \right. \right|$  donné par la carte ROMEO -  $\vec{B}$  ajustée dans le modèle à 15 paramètres  $\left| \left| \right. \right|$ , le long de chacun des trois axes  $y = 1 \text{ cm}$ ,  $z = 5 \text{ cm}$      $x = 5 \text{ cm}$ ,  $z = 5 \text{ cm}$      $x = 5 \text{ cm}$ ,  $y = 1 \text{ cm}$ .

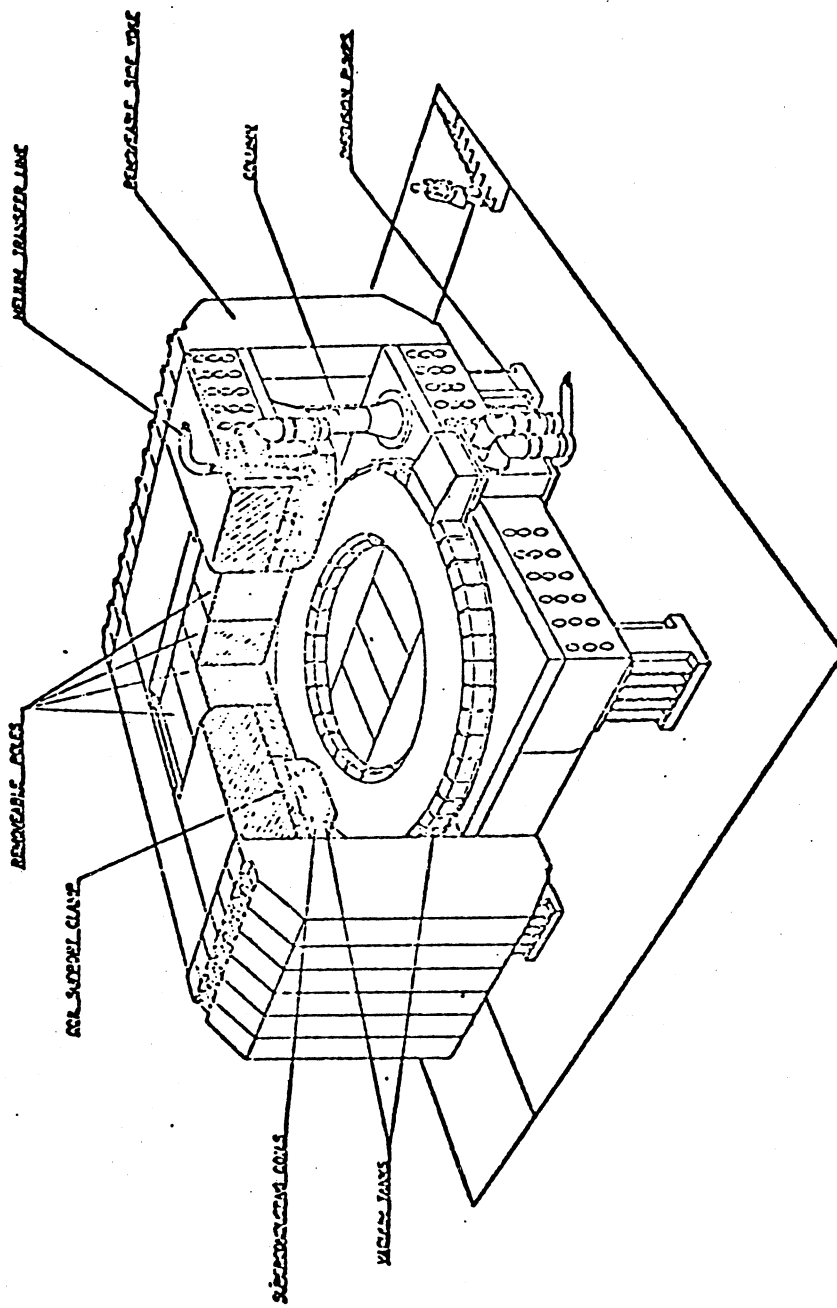
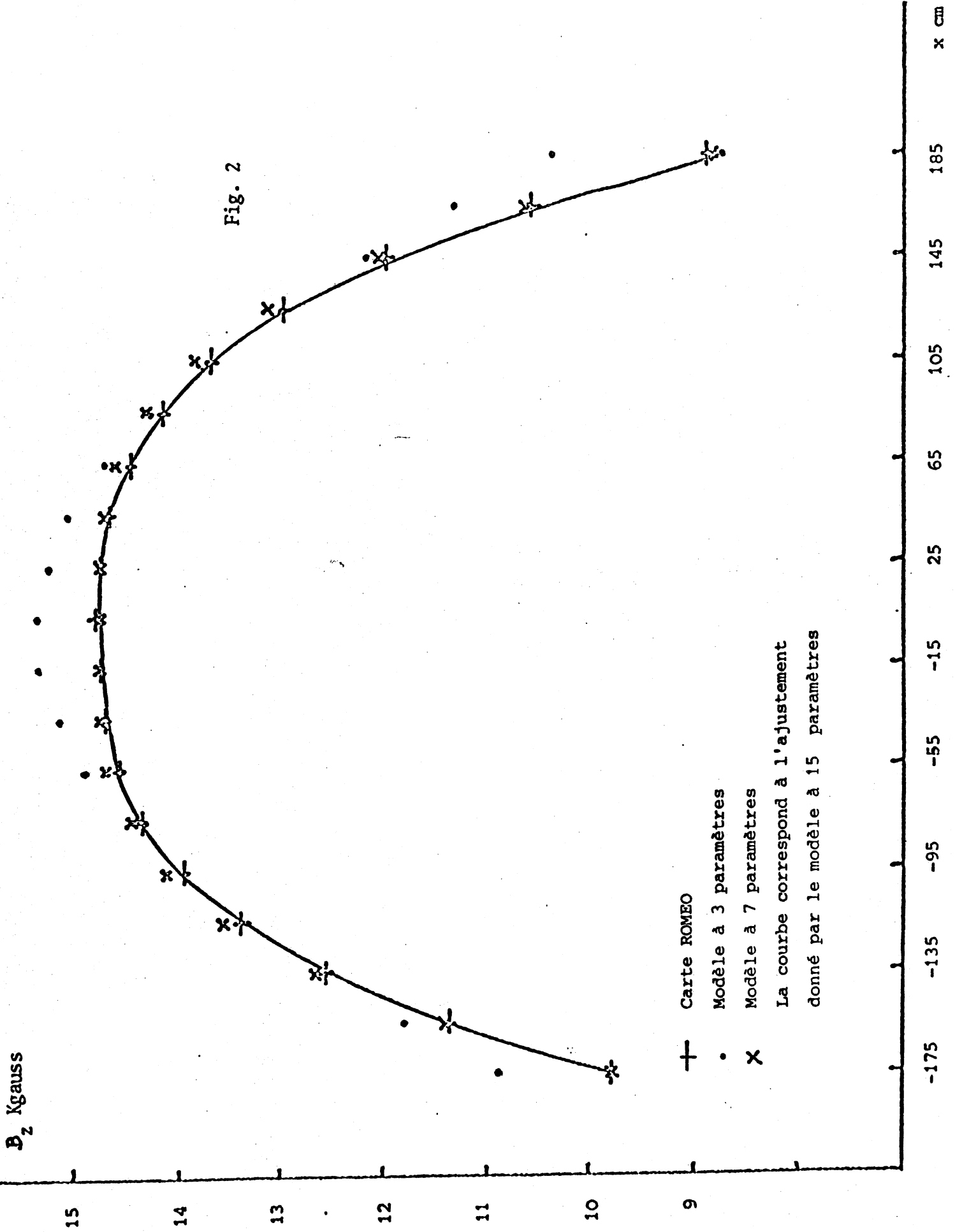


FIG. 1

Fig. 2



Carte ROMEO

Modèle à 3 paramètres

Modèle à 7 paramètres

La courbe correspond à l'ajustement donné par le modèle à 15 paramètres

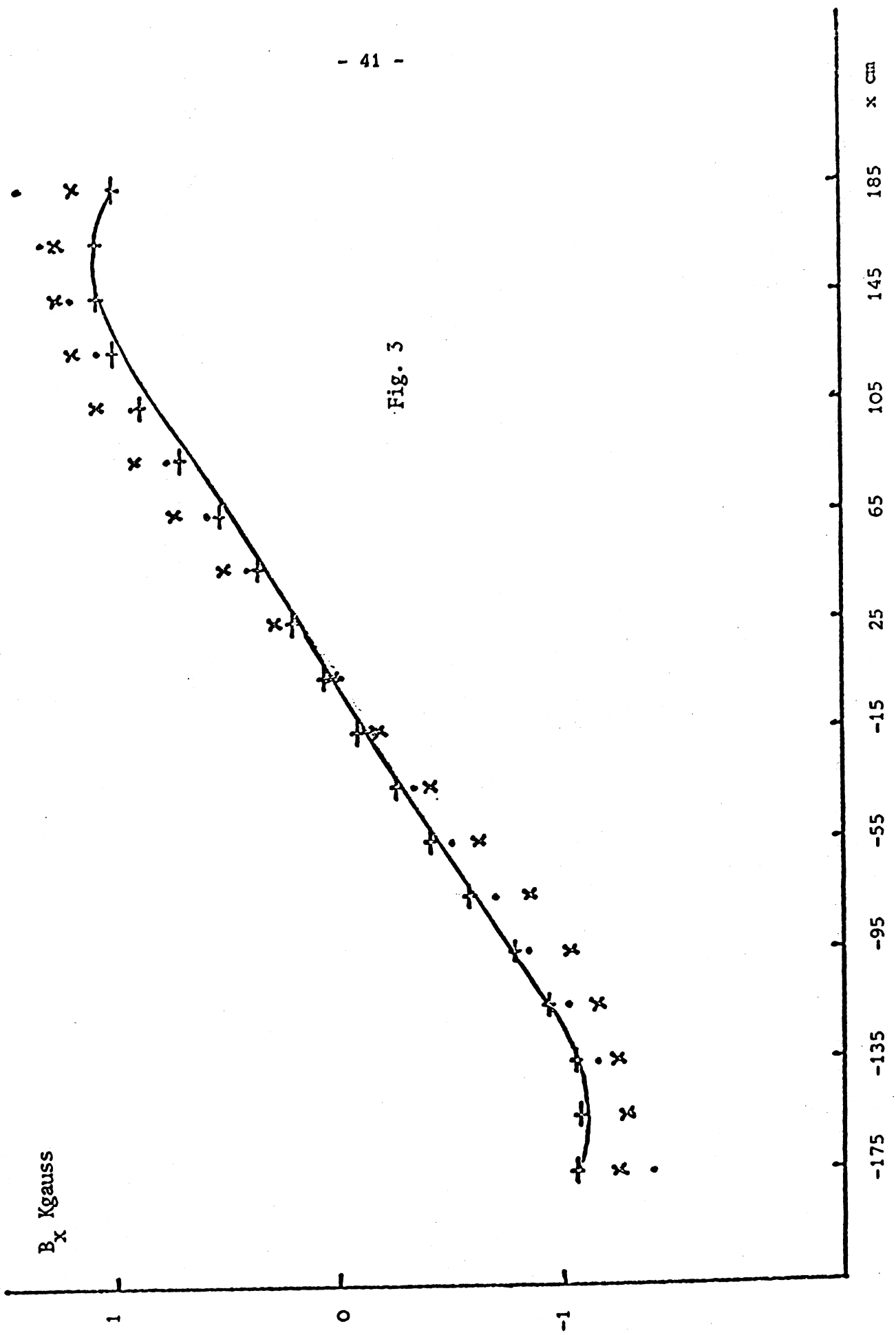


Fig. 3

Fig. 5

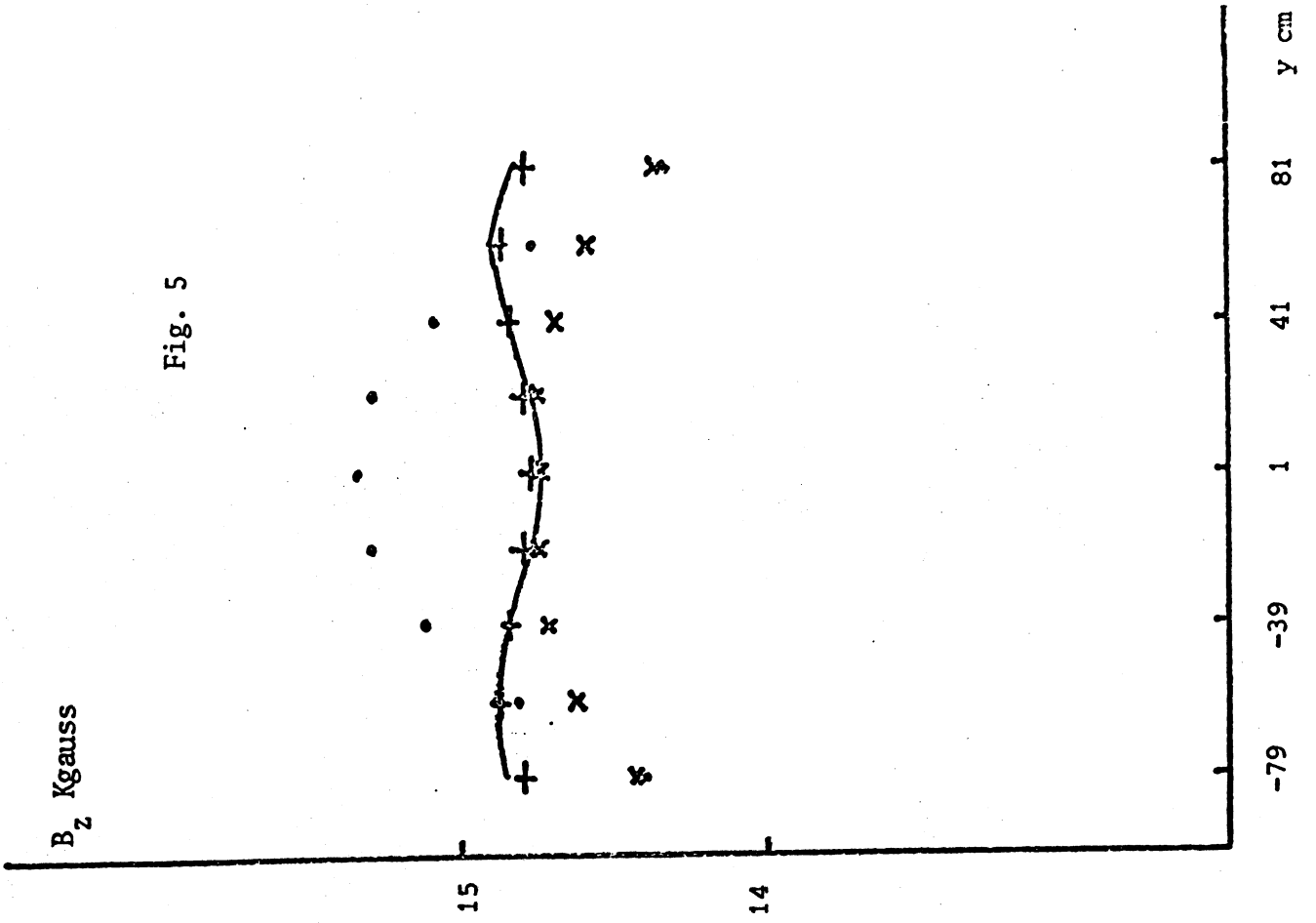
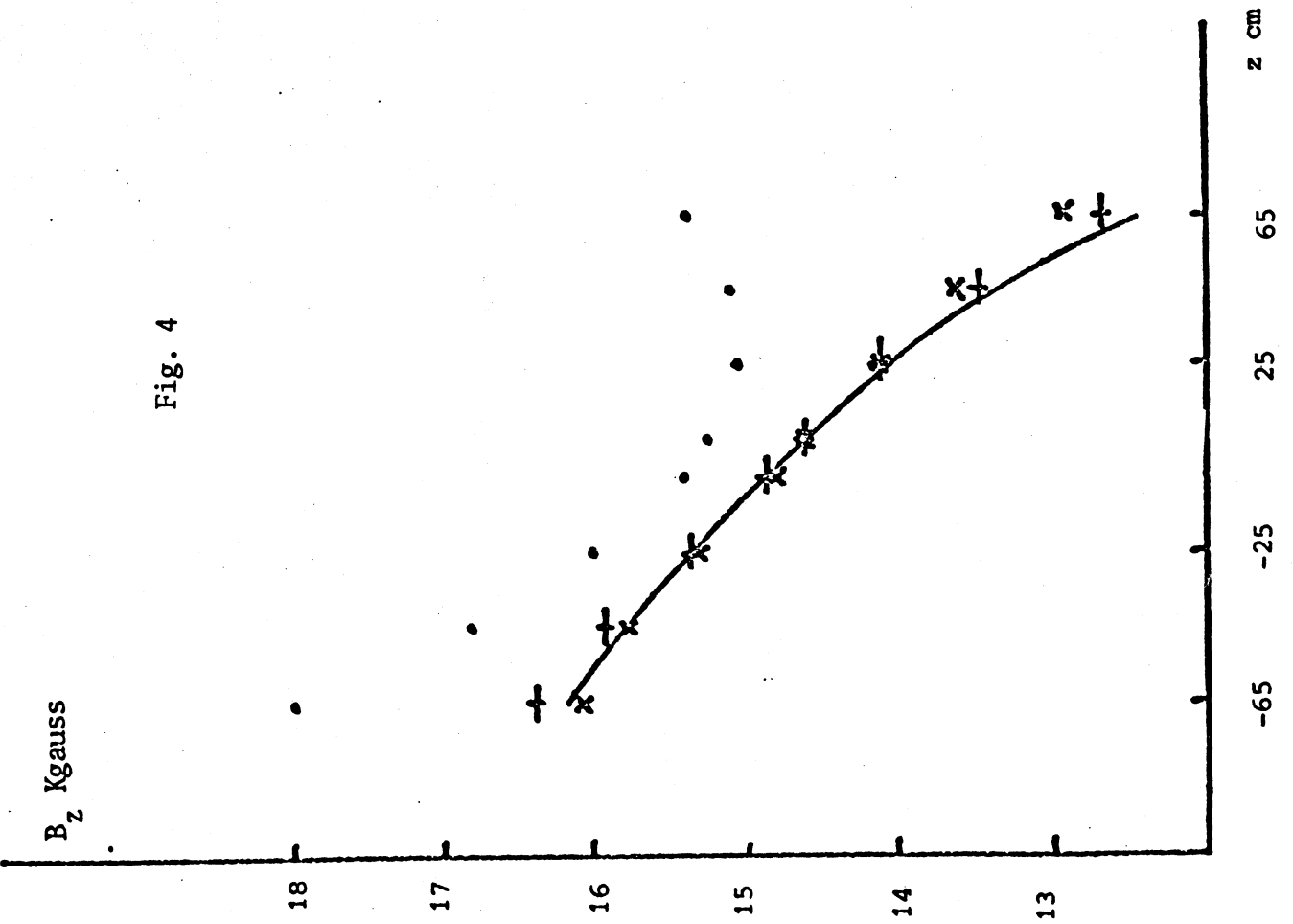


Fig. 4



$B_x$  ROMEO -  $B_x$  ajustée Gauss

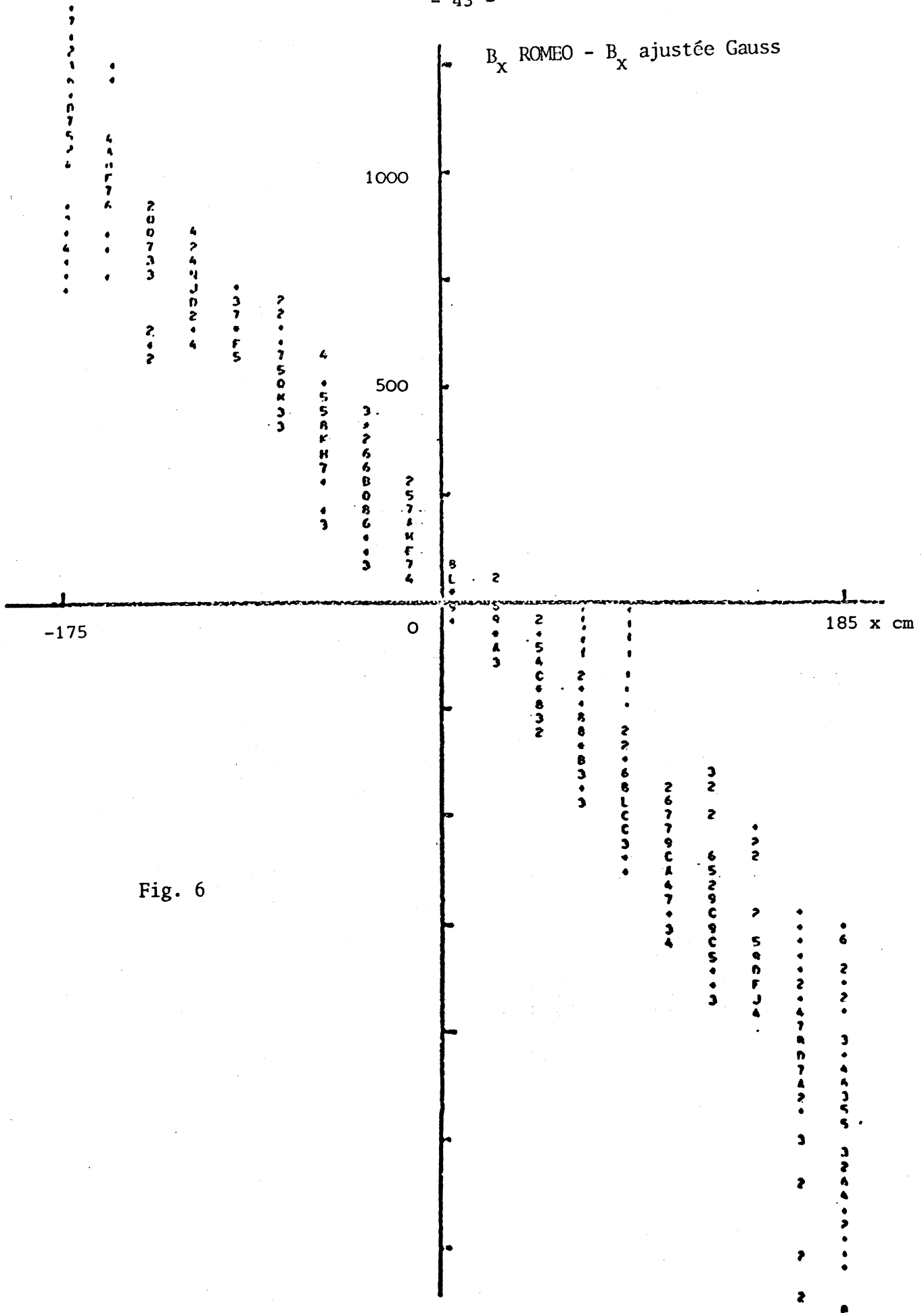


Fig. 6

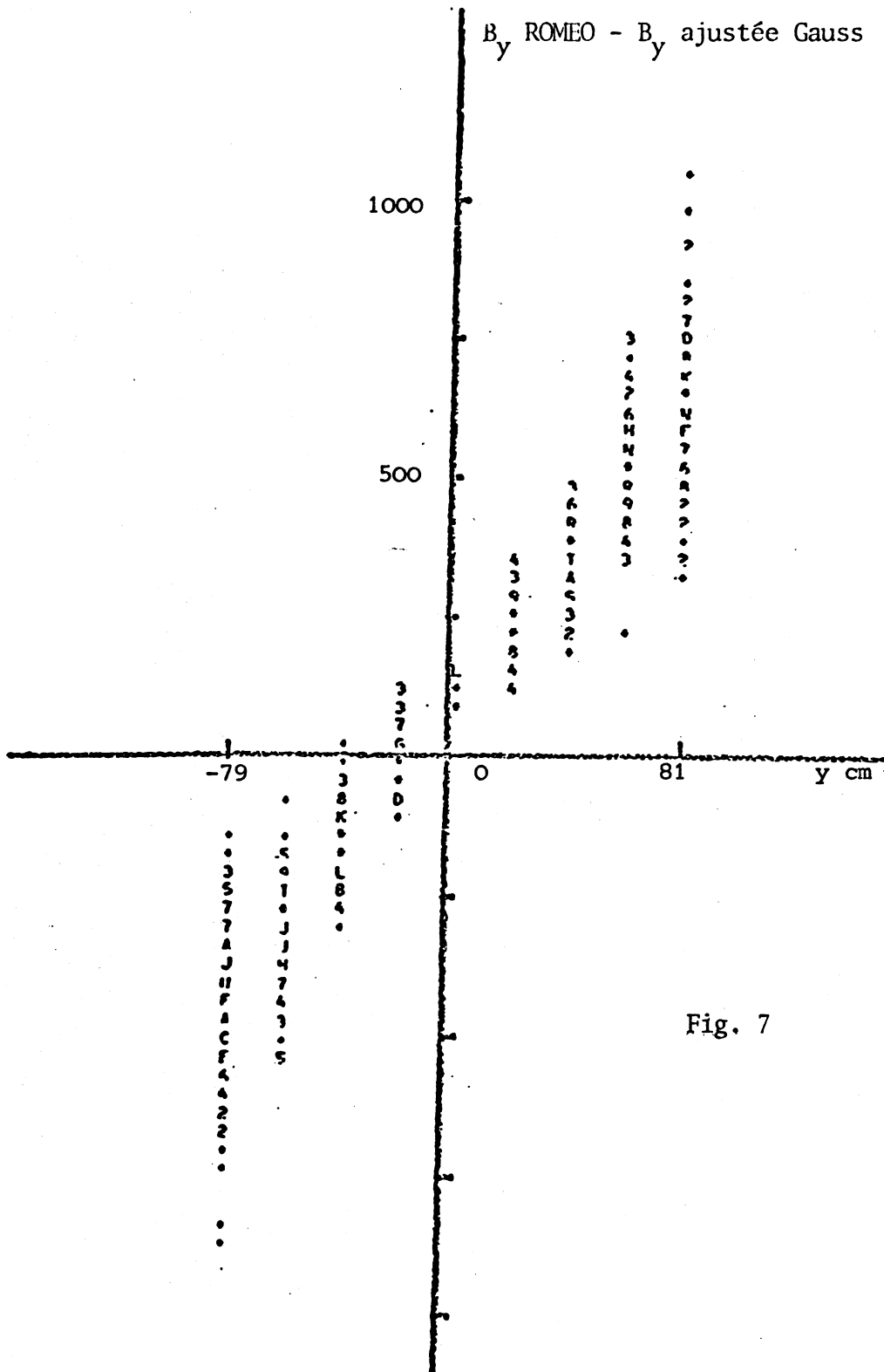


Fig. 7

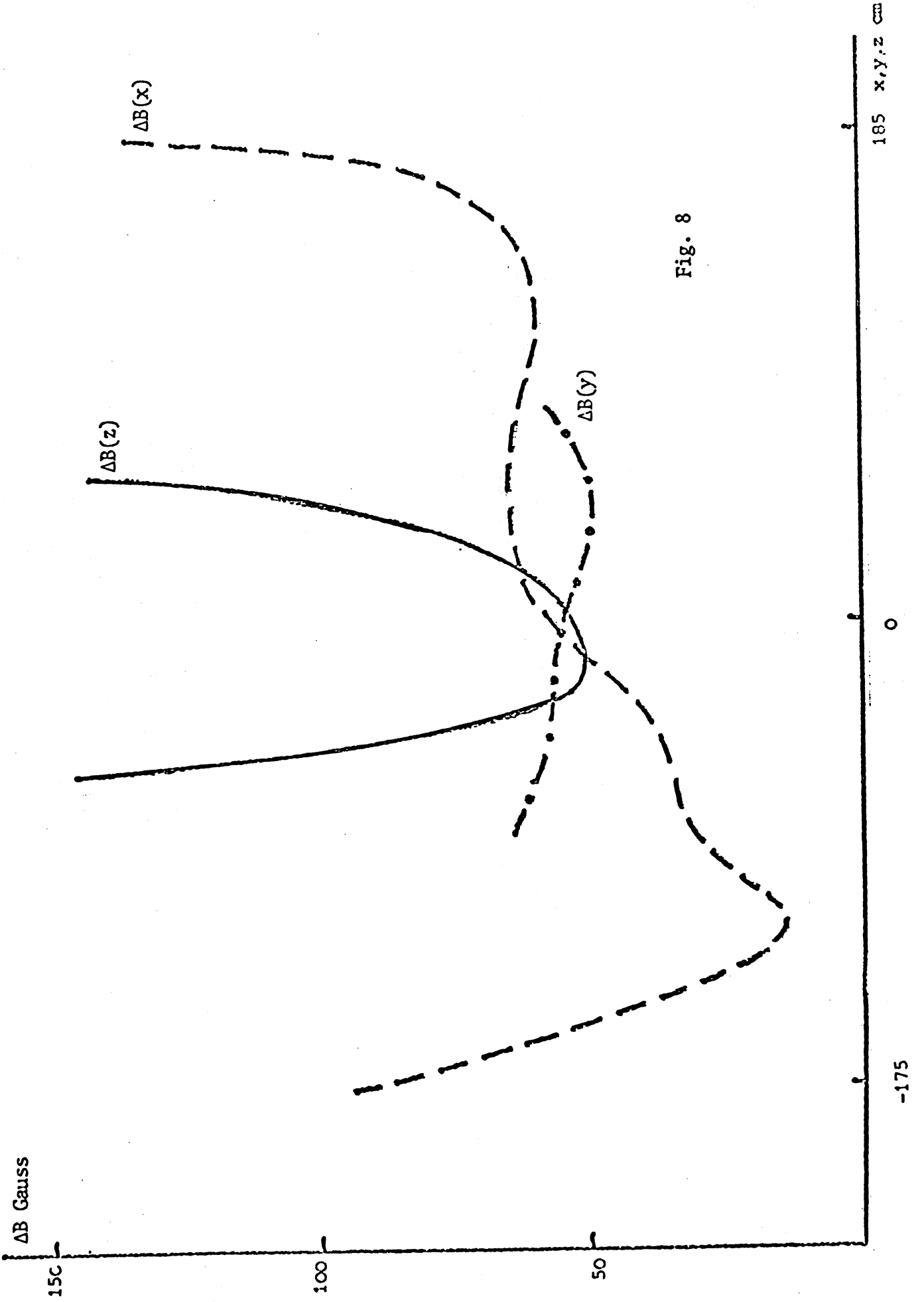


Fig. 8



### CHAPITRE III

## LA PRISE DES DONNEES ET LA CHAINE DE TRAITEMENT DES DONNEES.

---

La prise des données de l'expérience "proton rapide" a eu lieu pendant environ trois semaines de "run" réparties sur les mois de Juin et Novembre 1974.

Nous avons enregistré les nombres d'événements "proton rapide" suivants :

en faisceau	}	1,67	$10^6$	événements à l'impulsion incidente	9 GeV/c
négatif		1,13	$10^6$	" " " "	12 GeV/c

en faisceau	}	0,25	$10^6$	événements à l'impulsion incidente	9 GeV/c.
positif					

En moyenne  $10^4$  déclenchements ont été copiés par bande magnétique du type 9 pistes, 1600 b.p.i. L'acquisition des données de l'expé-

rience "proton rapide" a ainsi nécessité l'usage de plus de 300 bandes magnétiques.

D'autre part, des données supplémentaires ont été enregistrées en vue de divers tests et "calibrations":

- des traces faisceau, avec champ magnétique et cible vide pour la "calibration" de l'hodoscope et des plans de chambres proportionnelles du faisceau
- des traces droites sans champ magnétique pour le test des distorsions optiques
- une série de déclenchements sur une particule rapide avec une logique partielle de déclenchement afin d'estimer l'efficacité de chacun des éléments du système de déclenchement, le principe étant de mettre l'élément dont on veut déterminer l'efficacité, en lecture et de ne pas le faire participer à la décision du déclenchement
- des données avec un faisceau de protons; la comparaison de ces données aux sections efficaces élastique et inclusive  $pp \rightarrow pX$  ont permis la mesure de l'efficacité globale du système de déclenchements [ Réf. 8 ]

La chaîne de traitement des données est constituée de deux programmes :

- le programme ROMEO qui lit les bandes de données et effectue la reconnaissance des formes et la reconstruction géométrique des événements.
- le programme KOMEGA qui lit les informations écrites sur bandes par ROMEO et effectue la reconstruction cinématique des événements.

La partie du programme ROMEO qui effectue la reconstruction géométrique des événements est une version adaptée à l'utilisation de chambres à étincelles du programme THRESH utilisé en chambre à bulles. Une description détaillée du programme ROMEO est donnée dans la Référence 10; ses principales fonctions sont les suivantes :

- détermination des paramètres du faisceau à partir des points d'impact de celui-ci dans l'hodoscope et les chambres proportionnelles, et d'un ensemble de titres établis au cours de la calibration

- correction des distorsions des caméras Plumbicon et repérage par rapport au système d'axes de l'OMEGA des positions  $x,y$  des étincelles dans chaque gap

- reconnaissance des formes dont le but est de regrouper sur chaque vue les étincelles par traces (Signalons que la méthode utilisée est telle qu'une trace ayant un rayon de courbure  $\lesssim 50$  cm correspondant à une impulsion  $p \lesssim 250$  MeV/c à l'impulsion incidente 12 GeV/c, se situe à la limite de l'efficacité de la reconnaissance)

- "matching" entre les deux vues, c'est-à-dire correspondance entre les différentes traces des deux vues et éventuellement extrapolation entre les géométries I et II

- élimination des traces faisceau parasites dont l'existence est due au temps de mémoire des chambres à étincelles

- reconstruction géométrique des points dans l'espace et ajustement par moindres carrés d'hélices circulaires sur les trajectoires des particules chargées

- recherche et ajustement d'un vertex principal d'interaction et éventuellement d'un vertex secondaire du type  $V^0$ .

Pour chaque événement ROMEO copie sur bande magnétique les résultats des calculs qu'il a effectués (en particulier la position du vertex principal d'interaction et les paramètres  $1/p, \lambda, \phi$  des traces), ainsi que toutes les informations électroniques relatives à l'événement.

Les événements sont alors regroupés par topologies et leur reconstruction cinématique est faite par le programme KOMEGA qui est une version adaptée de la cinématique HYDRA du CERN.

Au chapitre suivant nous donnons une description détaillée du calcul de la matrice d'erreurs externes, des erreurs dues à la diffusion multiple et à la perte d'énergie des particules chargées à la traversée de la cible et de la matière constituant les plaques des chambres à étincelles.

## CHAPITRE IV

# LES ERREURS EXTERNES

### I.- INTRODUCTION

Dans le programme de reconstruction cinématique KOMEGA, l'ajustement par moindres carrés des paramètres  $1/p$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  des différentes traces d'un événement donné, suppose connue la matrice d'erreurs  $G^{-1}$  relative à ces paramètres.

Le programme ROMEO qui effectue la reconstruction géométrique des traces fournit pour chaque événement une estimation de cette matrice d'erreurs, connue sous le nom de matrice d'erreurs internes. Elle est obtenue en prenant l'inverse de la matrice  $G$  des dérivées secondes par rapport aux paramètres des traces, de la fonction de  $\chi^2$  construite dans l'ajustement par moindres carrés d'hélices circulaires sur les trajectoires ; elle suppose que l'erreur de mesure sur la position d'une étincelle est constante et égale à 0,5 millimètre. La matrice d'erreurs ainsi obtenue pour un événement donné, ne contient que l'information relative à cet événement, donc une information extrêmement pauvre. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pas

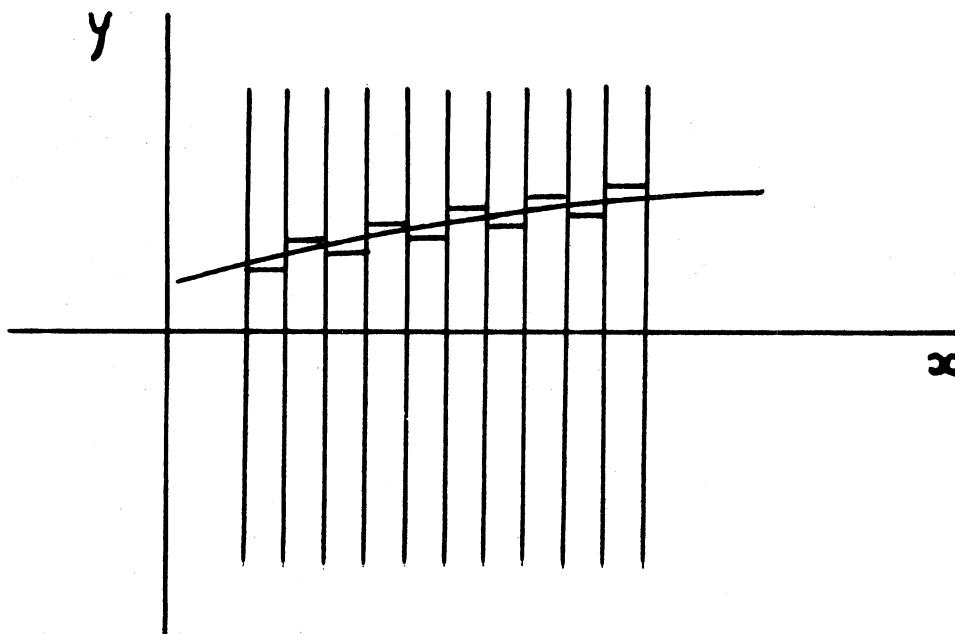
utilisé les matrices d'erreurs internes comme données pour le programme KOMEGA.

Il y a intérêt à ce que la matrice d'erreurs d'un événement soit estimée le mieux possible, en utilisant l'information la plus grande possible : celle de toute l'expérience, ou même de toutes les expériences semblables. C'est ce que nous avons fait en tenant compte, pour calculer la matrice d'erreurs dites externes, de ce que la fluctuation de la position d'une étincelle dépend de l'angle de la trace avec la normale au plan de la chambre ; c'est le cas aussi lorsque dans l'évaluation des erreurs dues à la diffusion multiple, on emploie une formule théorique bien vérifiée.

Dans la première partie de ce chapitre nous donnons quelques indications sur la forme et l'origine de l'erreur sur la position d'une étincelle. Dans une deuxième partie nous montrons comment nous en avons déduit les erreurs sur la flèche  $S$  et les paramètres  $1/p$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$  d'une trace. Puis nous indiquons les formules employées pour tenir compte des effets de diffusion multiple. Dans une troisième partie nous donnons le principe de calcul des erreurs systématiques dues à la perte d'énergie des traces lentes dans la traversée de la cible et des plaques des chambres à étincelles.

## II.- L'ERREUR SUR LA POSITION D'UNE ETINCELLE

Le passage d'une particule chargée dans les chambres à étincelles, ionise le gaz (mélange de Néon et d'Hélium) contenu dans celles-ci. Dans le champ électrique de balayage et le champ magnétique de l'Oméga, les électrons d'ionisation ont le temps de dériver avant la formation de l'étincelle [Ref 16] si bien qu'on observe une déviation de celle-ci par rapport à la trajectoire réelle de la particule : le fait d'alterner les tensions appliquées à deux gaps consécutifs à pour effet de donner aux électrons des vitesses de dérive perpendiculaires aux plans des chambres et de sens opposés dans les 2 gaps : l'action du champ magnétique se traduit alors par des déviations à partir de la trajectoire, de signes différents : c'est l'effet de "staggering" qui donne à la trace l'aspect suivant pour un module de Géométrie I par exemple.



Lorsque la trace comporte suffisamment d'étincelles adjacentes, ces erreurs systématiques sur les positions des étincelles peuvent être corrigées en regroupant par paires les étincelles et en remplaçant les coordonnées y des deux étincelles d'une paire par leur valeur moyenne. Dans notre expérience 75% des traces ont pu être traitées de cette façon [Ref.10] D'autre part un tel lot de traces permet d'effectuer un paramétrage de la déviation des étincelles en fonction de l'angle  $\phi$  que forme la trace avec la normale au plan de la chambre :

$$\Delta y = \alpha + \beta \operatorname{tg} \phi \quad (\text{IV.1}) \quad [\text{Ref. 10}]$$

C'est ainsi qu'on été traitées les 25% des traces restantes, caractérisées par un petit nombre d'étincelles, avec les valeurs suivantes pour les paramètres  $\alpha$  et  $\beta$  [Ref. 10]:

Géométrie I	$\alpha = 0,2 \text{ cm}$	$\beta = 0,35 \text{ cm}$
Géométrie II	$\alpha = 0,1 \text{ cm}$	$\beta = 0,25 \text{ cm}$

Ces déviations systématiques des étincelles une fois corrigées, il subsiste une fluctuation statistique de l'étincelle autour de sa position moyenne ; à cet effet s'ajoute une erreur de mesure de la position de l'étincelle due aux caméras. Nous avons adopté pour l'erreur de mesure de la coordonnée y de l'étincelle dans l'espace, le paramétrage suivant [Ref. 16 ]

$$\sigma_y = a + b \phi^2 \quad (\text{IV.2})$$

où l'angle  $\phi$  varie tout le long de la trace. La coordonnée  $x$  de l'étincelle est prise au milieu du gap en Géométrie I. Pour la Géométrie II les rôles des coordonnées  $x$  et  $y$  sont échangés .

III.- CALCUL DE LA MATRICE D'ERREURS SUR LES PARAMETRES CINEMATQUES D'UNE TRACE

A / CALCUL DE L'ERREUR SUR LA FLECHE S ET LA COURBURE  $1/\rho$  D'UNE TRACE

Les notations utilisées sont les suivantes :

$L$  : longueur projetée sur le plan  $oxy$  ; le système d'axes utilisé est celui de l'Omega.

$\alpha$  : angle entre l'axe  $\vec{ox}$  et la corde de la trace projetée.

$\phi_B$  : azimuth au premier point mesuré de la trace.

$\rho$  : rayon de courbure de la trace projetée ; le champ magnétique ayant une composante principale  $B_z$  positive,  $\rho$  et  $Q$  charge de la trace, sont de signes contraires.

$S$  : flèche de la trace projetée.

Nous faisons les hypothèses suivantes :

. la trace projetée est un arc de cercle sur lequel les points sont équidistants les uns des autres ; ils sont au nombre de  $N$  multiple de 4,

. l'angle  $\theta_{max}$  défini sur la figure suivante est suffisamment petit pour que l'on puisse le confondre raisonnablement avec son sinus.

Nous avons alors :

$$\phi_B = \alpha - L/2 \rho \quad (IV.3)$$

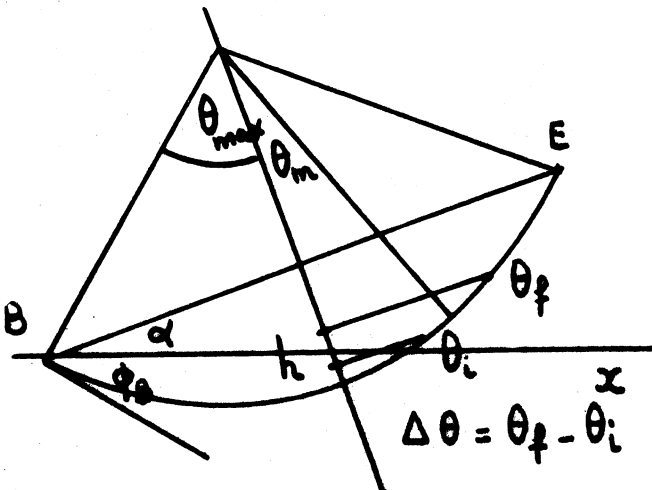
$$\theta_{max} = L/2\rho \quad (IV.4)$$

$$h = \rho \theta_m \Delta\theta \quad (IV.5)$$

La relation (IV.5) donne pour

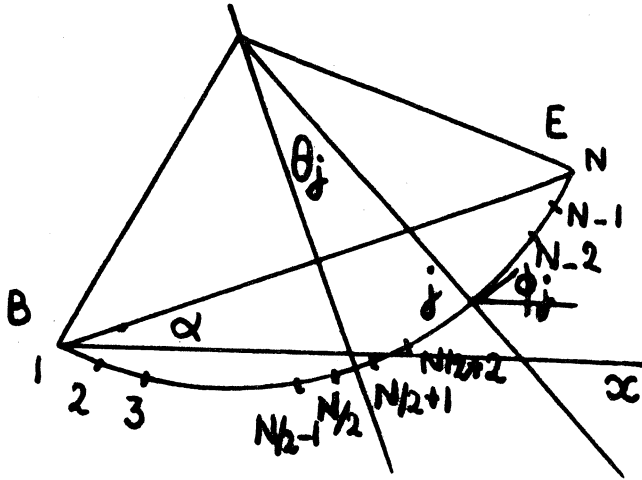
$$\theta_m = \theta_{max}/2, \Delta\theta = \theta_{max}'$$

$$S = L^2/8\rho \quad (IV.6)$$





Les N points de la trace étant supposés répartis de façon équidistante, nous avons les relations suivantes pour les angles  $\theta_j$  et  $\phi_j$  du point courant, définis sur la figure suivante :



$$\delta_\theta = \theta_{j+1} - \theta_j = L/\rho(N-1)$$

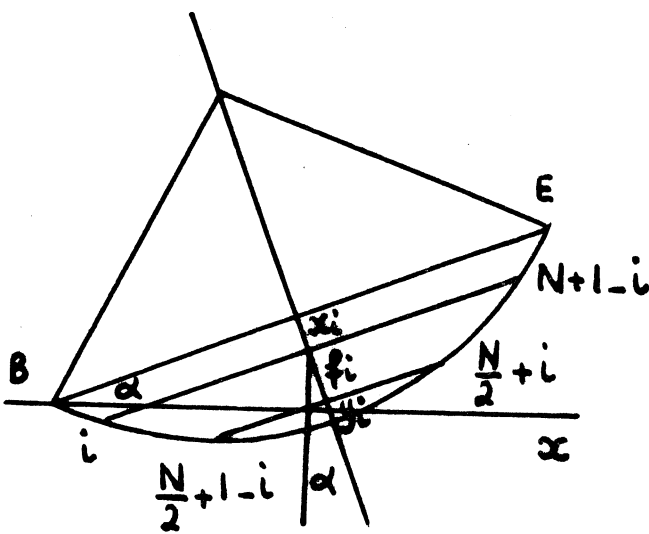
$$\theta_j = \frac{\delta\theta}{2} + \left[ j - \left( \frac{N}{2} + 1 \right) \right] \delta\theta$$

$$\theta_j = \frac{L}{2\rho} \frac{2j - N - 1}{N - 1} \quad (IV.7)$$

$$\phi_j = \alpha + \theta_j$$

$$\phi_j = \alpha + \frac{L}{2\rho} \frac{2j - N - 1}{N - 1} \quad (IV.8)$$

Pour calculer l'erreur sur la flèche nous avons regroupé les N points de la trace 4 par 4. Le premier groupe de points est constitué des points situés aux extrémités de la trace et des 2 points situés immédiatement de part et d'autre de l'axe de symétrie de la trace. Le deuxième groupe de points se constitue à partir des points qui n'ont pas été retenus précédemment, exactement de la même façon que pour le premier groupe et ainsi de suite pour tous les autres groupes. Nous obtenons donc N/4 groupes de 4 points chacun, le i<sup>ème</sup> comprenant les points i,  $\frac{N}{2} + 1 - i$ ,  $\frac{N}{2} + i$ ,  $N + 1 - i$  pour lesquels nous avons conformément à (IV.7) et (IV.8) les relations suivantes :



$$\left. \begin{aligned} \theta_{N+1-i} &= -\theta_i = \frac{L}{2\rho} \frac{N+1-2i}{N-1} \\ \theta_{\frac{N}{2}+i} &= -\theta_{\frac{N}{2}+1-i} = \frac{L}{2\rho} \frac{2i-1}{N-1} \end{aligned} \right\} (IV.9)$$

$$\left. \begin{aligned} \phi_{N+1-i} &= \alpha + \frac{L}{2\rho} \frac{N+1-2i}{N-1} \\ \phi_i &= \alpha - \frac{L}{2\rho} \frac{N+1-2i}{N-1} \\ \phi_{\frac{N}{2}+i} &= \alpha + \frac{L}{2\rho} \frac{2i-1}{N-1} \\ \phi_{\frac{N}{2}+1-i} &= \alpha - \frac{L}{2\rho} \frac{2i-1}{N-1} \end{aligned} \right\} (IV.10)$$

Ce  $i^{\text{ème}}$  groupe de points permet de mesurer  $f_i$  et d'obtenir ainsi une estimation  $S_i$  de la flèche  $S$  donnée par :

$$S_i = f_i \frac{(N-1)^2}{N^2 + 2N - 4Ni} \quad (\text{IV.11})$$

En effet, d'une part :

$$S_i = x_i + f_i + y_i$$

d'autre part (IV.5) nous permet de calculer  $x_i$  et  $y_i$ .

Pour  $x_i$  on a :

$$\theta_m = \frac{\theta_{\max} + \theta_{N+1-i}}{2}, \Delta\theta = \theta_{\max} - \theta_{N+1-i}$$

ce qui, compte tenu de (IV.4), (IV.9) et (IV.6) donne

$$x_i = S \frac{4(N-i)(i-1)}{(N-1)^2}$$

Pour  $y_i$  on a :

$$\theta_m = \frac{\theta_{N/2+i}}{2}, \Delta\theta = \theta_{N/2+i}$$

ce qui donne :

$$y_i = S \frac{(2i-1)^2}{(N-1)^2}$$

On obtient ainsi à l'aide de tous les points de la trace  $N/4$  mesures  $S_i$  de la flèche. Une estimation  $S$  de la flèche est alors donnée par la moyenne pondérée des  $S_i$  avec les poids :

$$p_i = \frac{1}{\sigma_i^2} \bigg/ \sum_{j=1}^{N/4} \frac{1}{\sigma_j^2} \quad \text{où } \sigma_i \text{ est l'erreur sur } S_i$$

$$S = \sum_{i=1}^{N/4} p_i S_i$$

L'erreur  $\sigma$  sur  $S$  est donnée par l'expression

$$\sigma^2 = \sum_{i=1}^{N/4} p_i^2 \sigma_i^2 \quad \text{soit } \frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^{N/4} \frac{1}{\sigma_i^2}$$

(IV.11) permet d'exprimer l'erreur  $\sigma_i$  sur  $S_i$  :

$$\sigma_i^2 = \frac{(N-1)^4}{(N^2+2N-4Ni)^2} \Delta^2 f_i$$

Finalement on obtient pour l'inverse du carré de l'erreur sur la flèche :

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^{N/4} \frac{(N^2+2N-4Ni)^2}{(N-1)^4} \frac{1}{\Delta^2 f_i} \quad (\text{IV.12})$$

Pour le calcul de  $\Delta f_i$ , nous changeons de notation à l'intérieur d'un groupe de 4 points : les labels  $i, \frac{N}{2}+1-i, \frac{N}{2}+i$  et  $N+1-i$  sont remplacés par les labels 1, 2, 3, 4. Les points 1 et 4 d'une part et, 2 et 3 d'autre part étant symétriques par rapport à l'axe de symétrie de la trace, nous avons :

$$f_i^2 = \left( \frac{y_2+y_3}{2} - \frac{y_1+y_4}{2} \right)^2 + \left( \frac{x_2+x_3}{2} - \frac{x_1+x_4}{2} \right)^2 \quad (\text{IV.13})$$

En géométrie I, les abscisses des étincelles sont prises aux milieux des gaps et ne sont entachées d'aucune erreur. L'erreur de mesure sur les ordonnées  $y$  des étincelles est de la forme (IV.2) :

$$\sigma_y = a + b \phi^2$$

En géométrie II, les rôles des abscisses et des ordonnées sont échangés. La relation (IV.13) donne par différentiation :

$$\Delta^2 f_i = \frac{\cos^2 \alpha}{4} \Delta^2 (y_2+y_3-y_1-y_4) \quad (\text{IV.14})$$

En supposant les erreurs sur les 4 étincelles indépendantes nous avons :

$$\Delta^2 (y_2+y_3-y_1-y_4) = \sum_{j=1}^4 \Delta^2 y_j = \sum_{j=1}^4 (a+b\phi_j^2)^2$$

$$\Delta^2 (y_2 + y_3 - y_1 - y_4) = 4a^2 + 2ab \sum_{j=1}^4 \phi_j^2 + b^2 \sum_{j=1}^4 \phi_j^4 \quad (\text{IV.15})$$

les relations (IV.10) donnent :

$$\sum_{j=1}^4 \phi_j^2 = 4\alpha^2 + \frac{L^2}{2\rho^2} \frac{(N+1-2i)^2 + (2i-1)^2}{(N-1)^2}$$

$$\sum_{j=1}^4 \phi_j^4 = 4\alpha^4 + \frac{3\alpha^2 L^2}{\rho^2} \frac{(N+1-2i)^2 + (2i-1)^2}{(N-1)^2} + \frac{L^4}{8\rho^4} \frac{(N+1-2i)^4 + (2i-1)^4}{(N-1)^4}$$

(IV.14) et (IV.15) permettent alors d'écrire :

$$\Delta^2 f_i = \cos^2 \alpha \left[ (a+b\alpha^2)^2 + (ab+3\alpha^2 b^2) \frac{L^2}{4\rho^2} \frac{(N+1-2i)^2 + (2i-1)^2}{(N-1)^2} + b^2 \frac{L^4}{32\rho^4} \frac{(N+1-2i)^4 + (2i-1)^4}{(N-1)^4} \right]$$

Nous réécrivons cette formule en fonction des paramètres  $\alpha$  et  $\phi_B$  qui sont reliés à  $L$  et  $\rho$  par (IV.3) :  $\alpha - \phi_B = \frac{L}{2\rho}$

$([\alpha - \phi_B, \alpha + \phi_B])$  est l'intervalle sur lequel varie  $\phi$ , l'angle entre la trace et la normale au gap courant lorsqu'on passe du début de la trace à la fin de la trace)

$$\Delta^2 f_i = \cos^2 \alpha \left[ (a+b\alpha^2)^2 + (ab + 3\alpha^2 b^2) (\alpha - \phi_B)^2 \frac{(N+1-2i)^2 + (2i-1)^2}{(N-1)^2} + \frac{b^2}{2} (\alpha - \phi_B)^4 \frac{(N+1-2i)^4 + (2i-1)^4}{(N-1)^4} \right] \quad (\text{IV.16})$$

Dans cette expression interviennent les rapports :

$$\frac{(N+1-2i)^2 + (2i-1)^2}{(N-1)^2}, \quad \frac{(N+1-2i)^4 + (2i-1)^4}{(N-1)^4}$$

Les premiers termes figurant dans les sommes des numérateurs décroissent lorsque  $i$  croît de 1 à  $N/4$  tandis que les deuxièmes termes croissent.

D'autre part, dans la relation (IV.12),  $\Delta^2 f_i$  intervient au dénominateur.

En supposant donc les rapports précédents peu sensibles à la valeur de  $i$ , nous avons cherché à les remplacer par des constantes  $c$  et  $d$  indépendantes du groupe de points sur la trace et ne variant pas lorsqu'on passe d'une trace à une autre. Pour un lot de traces correspondant à des événements réels à 4 branches dans l'état final, et ayant un nombre d'étincelles compris entre 20 et 60, des angles  $\alpha$  et  $\phi_B$  compris entre  $-0,75$  et  $0,75$  radians le rapport entre  $\sigma_{\text{approchée}}$  calculée avec les valeurs  $c = 0,84$  et  $d = 0,71$  et  $\sigma_{\text{exacte}}$  calculée de façon exacte à l'aide de (IV.12) et (IV.16), reste voisin de 1 à 9% près ; précisons que n'ayant alors aucune estimation du rapport  $b/a$ , nous l'avons laissé varier entre 0 et 10 pour ce calcul. En fait nous verrons plus loin que ce rapport  $b/a$  a été pris égal à 5 dans la production de cinématique à 9 GeV/c et à 3 à 12 GeV/c. Pour ces valeurs de  $b/a$ ,  $\sigma_{\text{approchée}}/\sigma_{\text{exacte}}$  reste voisin de 1 à 5% près, ce qui justifie la validité de la procédure utilisée.

L'erreur sur  $f_i$  pour le  $i^{\text{ème}}$  groupe de points est donc indépendante de ce groupe de points et est donnée par :

$$\Delta^2 f = \cos^2 \alpha \left[ (a+b\alpha^2)^2 + c(ab+3\alpha^2 b^2) (\alpha - \phi_B)^2 + d \frac{b^2}{2} (\alpha - \phi_B)^4 \right] \quad \text{IV.17}$$

La relation (IV.12) permet d'écrire que :

$$\frac{(N-1)^4 \Delta^2 f}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^{N/4} (N^2 + 2N - 4N_i)^2 = \sum_{i=1}^{N/4} \left\{ (N^2 + 2N)^2 - 8N(N^2 + 2N)i + 16N^2 i^2 \right\}$$

Utilisant :  $s_m^1 = 1 + 2 + 3 + \dots + m-1 + m = \frac{1}{2}m(m+1)$

$$s_m^2 = 1^2 + 2^2 + 3^2 + \dots + (m-1)^2 + m^2 = \frac{1}{3}m(m+1)\left(m+\frac{1}{2}\right)$$

Nous obtenons pour l'erreur  $\sigma$  sur la flèche  $S$  :

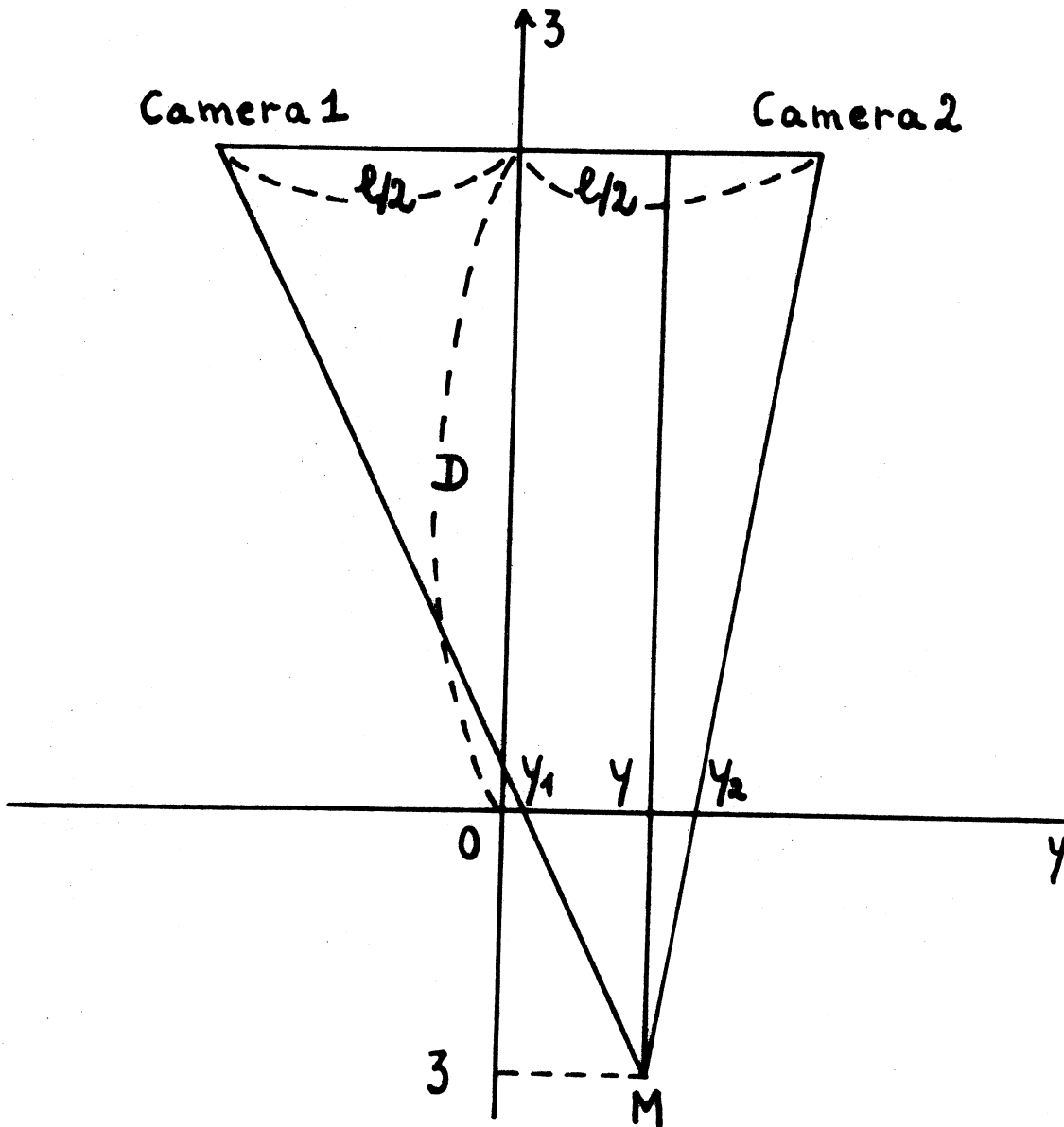
$$\sigma = \sqrt{\frac{12N}{N^2 - 4}} \left(\frac{N-1}{N}\right)^2 \Delta f \quad \text{(IV.18)}$$

L'erreur sur le rayon de courbure est alors donnée par :

$$\Delta\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{8\sigma}{L^2} = 8 \sqrt{\frac{12N}{N^2 - 4}} \left(\frac{N-1}{N}\right)^2 \frac{1}{L^2} \Delta f \quad \text{(IV.19)}$$

B / CALCUL DE L'ERREUR SUR LE DIP

Chaque étincelle est vue par une paire de caméras conformément à la figure suivante :



Aussi bien pour la Géométrie II que pour la Géométrie I la distance D entre le plan où se trouvent les caméras et le plan xoy qui contient le faisceau, est de 5,51 mètres. La distance l entre les 2 caméras d'une paire est 1,20 mètres pour la Géométrie II et 1,44 mètres pour la Géométrie I ; nous avons avec les notations définies par la figure :

$$\frac{y_1 - y}{\frac{l}{2} + y} = \frac{y - y_2}{\frac{l}{2} - y} = \frac{z}{D - z}$$

Ce qui donne :

$$y = \frac{1}{1 + y_1 - y_2} \frac{y_1 + y_2}{2} \quad (\text{IV.20})$$

$$y_1 - y_2 = 1 \frac{z}{D - z} \quad (\text{IV.21})$$

La relation (IV.21) montre que  $|y_1 - y_2|$  est une fonction croissante de  $|z|$ .  
 Pour  $z = 20$  centimètres, on obtient  $y_1 - y_2 = \frac{41}{100}$  ce qui permet d'écrire  
 (IV.20) sous la forme approchée :

$$y = \frac{y_1 + y_2}{2} \quad (\text{IV.22})$$

D'autre part  $z$  étant très petit devant  $D$  nous pouvons écrire la relation (IV.21)  
 sous la forme approchée :

$$z = \frac{D}{1} (y_1 - y_2) \quad (\text{IV.23})$$

En supposant les variables  $y_1$  et  $y_2$  indépendantes, l'erreur  $\sigma_z$  sur la côte  $z$   
 d'une étincelle est donnée par :

$$\sigma_z = \frac{D}{1} \sigma(y_1 - y_2) = \frac{D}{1} \sigma(y_1 + y_2) = \frac{D}{1} \times 2 \sigma_y$$

C'est à dire :

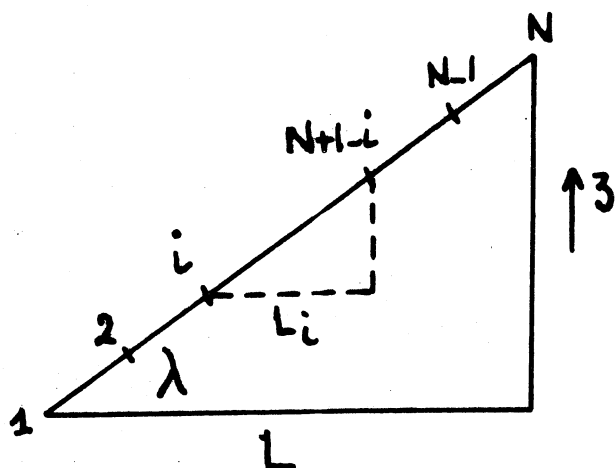
$$\frac{\sigma_z}{\sigma_y} = \frac{2D}{1} \quad (\text{IV.24})$$

$\frac{\sigma_z}{\sigma_y}$  est donc égal au facteur stéréoscopique  $\frac{2D}{1}$  dont la valeur est 7,65 pour  
 la Géométrie I et 9,18 pour la Géométrie II.

Le calcul de l'erreur sur le dip  $\lambda$  se fait alors d'une  
 façon tout à fait analogue à celle dont a été calculée l'erreur sur la flèche  $S$ .

Les  $N$  points de la trace sont regroupés 2 par 2.

Le premier groupe est constitué des points extrêmes de la trace ; le deuxième  
 groupe est construit de la même façon à l'aide des points qui subsistent  
 et ainsi de suite.



le  $i^{\text{ème}}$  groupe contient les points numérotés  $i$  et  $N+1-i$ . Ces 2 points délimitent sur la trace une longueur projetée  $L_i$  :

$$L_i = L \frac{N+1-2i}{N-1} \quad (\text{IV.25})$$

La relation (IV.8) nous donne les azimuths en ces points :

$$\left. \begin{aligned} \phi_i &= \alpha - \frac{L}{2\rho} \frac{N+1-2i}{N-1} \\ \phi_{N+1-i} &= \alpha + \frac{L}{2\rho} \frac{N+1-2i}{N-1} \end{aligned} \right\} (\text{IV.26})$$

Ce  $i^{\text{ème}}$  groupe de points permet une estimation de la tangente du dip  $\lambda$  :

$$(\text{tg } \lambda)_i = \frac{z_{N+1-i} - z_i}{L_i}$$

Cette estimation est entachée de l'erreur  $\sigma_i$  qui, compte tenu de (IV.25) est telle que :

$$\frac{1}{\sigma_i^2} = \frac{1}{\Delta^2 (\text{tg } \lambda)_i^2} = L^2 \frac{(N+1-2i)^2}{(N-1)^2} \frac{1}{\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2} \quad (\text{IV.27})$$

Une estimation de la tangente du dip est alors obtenue en prenant la moyenne pondérée des  $N/2$  estimations  $(\text{tg } \lambda)_i$ , à l'aide des poids :

$$p_i = \frac{1}{\sigma_i^2} / \sum_{j=1}^{N/2} \frac{1}{\sigma_j^2} \quad \text{tg } \lambda = \sum_{i=1}^{N/2} p_i (\text{tg } \lambda)_i$$

L'erreur  $\sigma$  sur  $\text{tg } \lambda$  est donnée par :

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_{i=1}^{N/2} \frac{1}{\sigma_i^2} \quad (\text{IV.28})$$

Evaluons  $\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2$  qui interviennent dans (IV.27) compte tenu de (IV.24) et (IV.2).

$$\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2 = \frac{4D^2}{l^2} \left[ (a+b\phi_i^2)^2 + (a+b\phi_{N+1-i}^2)^2 \right]$$



La relation (IV.26) nous permet de calculer :

$$\phi_i^2 + \phi_{N+1-i}^2 = 2\alpha^2 + 2 \frac{L^2}{4\rho^2} \frac{(N+1-2i)^2}{(N-1)^2}$$

$$\phi_i^4 + \phi_{N+1-i}^4 = 2\alpha^4 + 2 \times \frac{6L^2\alpha^2}{4\rho^2} \frac{(N+1-2i)^2}{(N-1)^2} + 2 \times \frac{L^4}{16\rho^4} \frac{(N+1-2i)^4}{(N-1)^4}$$

Ce qui donne :

$$\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2 = \frac{8D^2}{l^2} \left[ a^2 + ab(\phi_i^2 + \phi_{N+1-i}^2) + \frac{b^2}{2} (\phi_i^4 + \phi_{N+1-i}^4) \right]$$

$$\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2 = \frac{8D^2}{l^2} \left[ (a+b\alpha^2)^2 + (ab+3\alpha^2b^2) \frac{L^2}{4\rho^2} \frac{2(N+1-2i)^2}{(N-1)^2} + \frac{b^2}{2} \frac{L^4}{16\rho^4} \frac{2(N+1-2i)^4}{(N-1)^4} \right] \quad (IV.29)$$

$$\sigma_{z_i}^2 + \sigma_{z_{N+1-i}}^2 = \frac{8D^2}{l^2} \Delta^2 f'_i$$

Comme pour la relation (IV.16) nous introduisons les paramètres  $\alpha$  et  $\phi_B$  :

$$\Delta^2 f'_i = (a+b\alpha^2)^2 + (ab+3\alpha^2b^2) (\alpha - \phi_B)^2 \frac{2(N+1-2i)^2}{(N-1)^2} + \frac{b^2}{2} (\alpha - \phi_B)^4 \frac{2(N+1-2i)^4}{(N-1)^4}$$

De même nous remplaçons les rapports  $\frac{2(N+1-2i)^2}{(N-1)^2}$  et  $\frac{2(N+1-2i)^4}{(N-1)^4}$  par des constantes  $e$  et  $f$  indépendantes du groupe de points et de la trace.

En utilisant le même lot de traces que celui indiqué précédemment, le rapport entre  $\sigma_{\text{approchée}}$  calculée avec les valeurs  $e = 1,1$  et  $f = 0,4$  et  $\sigma_{\text{exacte}}$  calculée de façon exacte à l'aide des relations (IV.27), (IV.28), (IV.29) reste voisin de 1 à 9% près ce qui justifie à nouveau la procédure employée.

Nous remplaçons donc dans chaque  $\sigma_i$ ,  $\Delta^2 f'_i$  par :

$$\Delta^2 f'_i = (a+b\alpha^2)^2 + e(ab + 3\alpha^2b^2) (\alpha - \phi_B)^2 + f \frac{b^2}{2} (\alpha - \phi_B)^4$$

Les relations (IV.27) et (IV.28) donnent alors :

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{L^2 l^2}{8D^2} \frac{1}{\Delta^2 f'} \sum_{i=1}^{N/2} \frac{(N+1-2i)^2}{(N-1)^2}$$

Après sommation nous obtenons :

$$\sigma^2 = \frac{48D^2}{L^2 l^2} \frac{N-1}{N(N+1)} \Delta^2 f'$$

$$\sigma^2 = \Delta^2 \text{tg } \lambda = \frac{\Delta^2 \lambda}{\cos^4 \lambda}$$

Ce qui donne pour l'erreur sur le dip  $\lambda$  :

$$\Delta \lambda = \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}} \frac{\cos^2 \lambda}{L} \left(\frac{2D}{l}\right) \Delta f' \quad (\text{IV.30})$$

#### C / DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

Roberts [Ref. 16] a donné une formule empirique permettant de calculer l'erreur relative sur le rayon de courbure d'une trace. Cette formule équivaut à prendre comme erreur sur la flèche

$$\sigma = 3,5 d / \sqrt{N}$$

où  $d$  représente l'erreur de mesure sur une étincelle. Les relations (IV.18) et (IV.30) sont compatibles avec la formule indiquée par Roberts ; en effet pour les grandes valeurs de  $N$   $\sqrt{\frac{12N}{N^2-4}} \left(\frac{N-1}{N}\right)^2$  et  $\sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}$  sont équivalents à  $3,5/\sqrt{N}$ .

La collaboration CERN-ETH [Ref. 16] a utilisé pour le spectromètre  $\omega$  des formules d'erreurs qui sont basées sur une erreur moyenne de mesure pour une étincelle donnée par :

$$\langle \sigma_Y(\phi^2) \rangle = \sigma_Y(\langle \phi^2 \rangle) = a+b \langle \phi^2 \rangle$$

avec

$$\langle \phi^2 \rangle = \frac{1}{\phi_E - \phi_B} \int_{\phi_B}^{\phi_E} \phi^2 d\phi$$

$\phi_B$  et  $\phi_E$  désignent l'azimuth en début et fin de trace et sont reliés par

$$\phi_E - \phi_B = \frac{L}{\rho}$$

Cette relation et la relation (IV.3) donnent :

$$\alpha^2 = \phi_B^2 + \frac{L}{\rho} \phi_B + \frac{L^2}{4\rho^2}$$

$$\langle \phi^2 \rangle = \phi_B^2 + \frac{L}{\rho} \phi_B + \frac{L^2}{3\rho^2}$$

soit  $\langle \phi^2 \rangle = \alpha^2 + \frac{L^2}{12\rho^2} \xrightarrow{L/\rho \ll 1} \alpha^2$

Les termes en  $(\alpha - \phi_B)^2$  et  $(\alpha - \phi_B)^4$  qui interviennent dans (IV.18) et (IV.30) apparaissent comme des termes correctifs qui tiennent compte du fait que l'angle entre la trace et la normale au gap courant varie lorsqu'on parcourt la trace. Ces termes ne sont pas toujours négligeables - pour le lot de traces indiqué précédemment, le rapport  $(\sigma_{\text{exacte}} - \sigma_{\text{moyen}}) / \sigma_{\text{exacte}}$ , où  $\sigma_{\text{moyen}}$  est calculé à l'aide de la relation (IV.31), peut atteindre 30% en valeur absolue. Nous pensons donc qu'il était nécessaire de tenir compte dans le calcul des erreurs, de la variation le long d'une trace de l'angle entre cette trace et la normale au plan de la chambre.

D / CALCUL DE L'ERREUR SUR L'AZIMUTH  $\phi$

La relation (IV.3)  $\phi_B = \alpha - L/2\rho$  donne lorsqu'on néglige les erreurs sur  $\alpha$  et  $L$ , l'erreur sur l'azimuth  $\phi_B$  au début de la trace :

$$\Delta\phi_B = \frac{L}{2} \Delta\left(\frac{1}{\rho}\right) \quad (IV.32)$$

D'autre part  $\phi_B$  étant une fonction linéaire décroissante de  $1/\rho$ , nous avons une corrélation négative maximum entre  $\phi_B$  et  $1/\rho$  :

$$\text{cov}(\phi_B, 1/\rho) = -\Delta\phi_B \Delta 1/\rho = -\frac{L}{2} \Delta^2 1/\rho \quad (IV.33)$$

Toutes les autres corrélations entre les variables d'un couple formé à partir de  $(\frac{1}{\rho}, \lambda, \phi_B)$ , ont été prises égales à 0.

Nous avons en fait tenu compte dans le calcul de  $\Delta\phi_B$  de l'erreur sur la variable  $\alpha$ . Cette erreur se calcule de façon identique à celle dont a été calculée l'erreur sur le dip  $\lambda$ ; le  $i^{\text{ème}}$  groupe de 2 points sur la trace, permet d'obtenir une estimation de  $\text{tg } \alpha$ :  $(\text{tg } \alpha)_i = \frac{y_{N+1-i} - y_i}{x_{N+1-i} - x_i}$  (en Géométrie I). Il suffit de remplacer dans la formule donnant l'erreur  $\Delta\theta$

sur le dip, le facteur  $\frac{2D}{1}$  par 1 et la longueur projetée par  $x_B - x_E$  en Géométrie I,  $y_B - y_E$  en Géométrie II ( $x_B, y_B, x_E, y_E$ ) sont les coordonnées dans le système d'axes de l'Oméga, des points extrêmes de la trace) :

$$\Delta\alpha = \sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}} \frac{\cos^2 \alpha}{(x_B - x_E)^2} \Delta f'$$

Il nous reste à présent à propager ces erreurs calculées au premier point mesuré de la trace, sur les quantités  $(1/\rho, \lambda, \phi_V)$  prises aux vertex de l'interaction.

$\phi_V$  est relié à  $\phi_B$  et  $1/\rho$  par :  $\phi_V = \phi_B - L'/\rho$ ,  $L'$  étant la longueur de trace projetée comprise entre le vertex de l'interaction et le premier point mesuré sur la trace. La seule corrélation que nous ne prenons pas nulle étant celle entre  $\phi$  et  $1/\rho$ , il suffit de considérer uniquement ce couple de variables. Nous avons sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} 1/\rho \\ \phi_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -L' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1/\rho \\ \phi_B \end{pmatrix}$$

d'où l'on déduit la matrice d'erreurs :

$$\begin{pmatrix} \Delta^2 1/\rho & \text{cov}(1/\rho, \phi_V) \\ \text{cov}(1/\rho, \phi_V) & \Delta^2 \phi_V \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -L' & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta^2 1/\rho & -L/2\Delta^2 1/\rho \\ -L/2\Delta^2 1/\rho & \frac{L^2}{4} \Delta^2 1/\rho + \Delta^2 \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -L' \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

C'est à dire :

$$\Delta^2 \phi_V = (L' + L/2)^2 \Delta^2 1/\rho + \Delta^2 \alpha$$

$$\text{cov}(\phi_V, 1/\rho) = -(L' + L/2)\Delta^2 1/\rho \quad (\text{IV.35})$$

Dans le calcul de  $\Delta\phi_V$  nous avons tenu compte d'un terme supplémentaire faisant intervenir l'erreur sur l'abscisse du vertex d'interaction qui est déterminé par un ajustement par moindres carrés du point d'intersection du faisceau et des traces rattachées au vertex. [Réf. 10] . Partant de :

$$\Delta\phi_V = \frac{1}{\rho} \Delta L'$$

et négligeant les termes d'erreurs autres que  $\Delta x_V$  nous obtenons

$$\Delta L' = \frac{|x_V - x_B|}{L'} \Delta x_V$$

soit :

$$\Delta \phi_V = \frac{\cos \phi_V}{\rho} \Delta x_V \quad (\text{IV.36})$$

Nous rassemblons ci-dessous les formules employées pour calculer les erreurs sur les quantités géométriques ( $\frac{1}{\rho}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$ ) d'une trace au vertex d'interaction :

$$\Delta^2 f = \cos^2 \alpha \left[ (a+b\alpha^2)^2 + c(ab+3\alpha^2 b^2) (\alpha-\phi_B)^2 + d \frac{b^2}{2} (\alpha-\phi_B)^4 \right]$$

$$\Delta^2 f = \left[ (a+b\alpha^2)^2 + e(ab + 3\alpha^2 b^2) (\alpha-\phi_B)^2 + f \frac{b^2}{2} (\alpha - \phi_B)^4 \right]$$

$$c = 0,84 \quad d = 0,71 \quad e = 1,10 \quad f = 0,40$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{12N}{N^2-4}} \frac{(N-1)^2}{N} \Delta f$$

$$\Delta^2 \frac{1}{\rho} = \frac{64\sigma^2}{L^4}$$

$$\Delta^2 \lambda = \frac{12(N-1)}{N(N+1)} \frac{\cos^4 \lambda}{L^2} \frac{(2D)^2}{1} \Delta^2 f'$$

$$\Delta^2 \phi = (L' + \frac{L}{2})^2 \Delta^2 \frac{1}{\rho} + \frac{12(N-1)}{N(N+1)} \frac{\cos^4 \alpha}{(x_E - x_B)^2} \Delta^2 f' + \frac{\cos^2 \phi}{\rho^2} \Delta^2 x_V$$

$$\text{cov} \left( \frac{1}{\rho}, \phi \right) = - (L' + \frac{L}{2}) \Delta^2 \frac{1}{\rho}$$

#### E / LES ERREURS SUR LES PARAMETRES CINEMATIQUES

Les quantités cinématiques ( $\frac{1}{p}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$ ) sont reliées aux quantités géométriques ( $\frac{1}{\rho}$ ,  $\lambda$ ,  $\phi$ ) par la relation :

$$p \cos \lambda = - 3 \cdot 10^{-4} \frac{B_z}{Q\rho} \quad (\text{IV.37})$$

$$\left[ \text{GeV}/c \right] \quad \left[ \text{kgauss} \right] \left[ \text{u.c.e.} \right] \left[ \text{cm} \right]$$

Les différentielles de ces quantités s'écrivent sous forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} d \, 1/p \\ d\lambda \\ d\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-\cos \lambda}{3 \cdot 10^{-4} B_z Q} & \frac{\sin \lambda}{3 \cdot 10^{-4} B_z Q \rho} & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \, 1/\rho \\ d\lambda \\ d\phi \end{pmatrix}$$

On en déduit les relations suivantes entre les variances et covariances des quantités géométriques et celles des quantités cinématiques :

$$\begin{aligned} \text{cov} \left( \frac{1}{p}, \phi \right) &= \frac{-Q \cos \lambda}{3 \cdot 10^{-4} B_z} & \text{cov} \left( \frac{1}{\rho}, \phi \right) \\ \text{cov} \left( \frac{1}{p}, \lambda \right) &= -\frac{\text{tg} \lambda}{p} \Delta^2 \lambda & \\ \Delta^2 \frac{1}{p} &= \frac{\cos^2 \lambda}{(3 \cdot 10^{-4} B_z)^2} \Delta^2 \frac{1}{\rho} + \frac{\text{tg}^2 \lambda}{p^2} \Delta^2 + \frac{1}{p^2} \frac{\Delta^2 B_z}{B_z^2} \end{aligned} \quad (\text{IV.38})$$

L'erreur sur la variable  $\frac{1}{p}$  contient le terme supplémentaire  $\frac{1}{p^2} \frac{\Delta^2 B_z}{B_z^2}$

qui tient compte de l'erreur sur le champ magnétique :

$$\frac{\Delta B_z}{B_z} \simeq \frac{3}{1000} \quad (\text{cf Chapitre II})$$

#### F / LES ERREURS DUES A LA DIFFUSION MULTIPLE

Une particule chargée traversant une certaine épaisseur de matière subit de la diffusion coulombienne multiple. La variance de l'angle de diffusion de la particule est donnée en projection sur le plan xoy par :

$$\langle \theta_{\text{proj}}^2 \rangle = \left[ \frac{21}{\sqrt{2} \beta} \sqrt{\frac{L_e}{x_0}} \right]^2 \quad (\text{IV.39})$$

avec

- Le : longueur de la trace dans l'espace
- $x_0$  : longueur de radiation de la matière traversée
- $\beta$  : vitesse de la particule en unité C
- p : impulsion de la particule en MeV/c

Pour tenir compte des effets de diffusion multiple, nous avons utilisé dans le programme de reconstruction cinématique Komega, une matrice d'erreurs sur les quantités  $(\frac{1}{\rho}, \lambda, \phi)$  déduite à l'aide des relations (IV.38) de la matrice d'erreurs suivante sur les quantités  $(\frac{1}{\rho}, \lambda, \phi)$  :  
 [Ref. 17]

$$\Delta^2 \frac{1}{\rho} = \frac{4}{3} \frac{\langle \theta^2 \text{proj} \rangle}{Le^2 \cos^4 \lambda}$$

$$\text{cov} \left( \frac{1}{\rho}, \lambda \right) = 0$$

$$\text{cov} \left( \frac{1}{\rho}, \phi \right) = \frac{1}{6} \frac{\langle \theta^2 \text{proj} \rangle}{Le \cos^3 \lambda}$$

$$\Delta^2 \lambda = \frac{1}{3} \langle \theta^2 \text{proj} \rangle$$

$$\text{cov} (\lambda, \phi) = 0$$

$$\Delta^2 \phi = -Le \cos \lambda \text{cov} \left( \frac{1}{\rho}, \phi \right)$$

IV.- ERREURS SYSTEMATIQUES DUES A LA PERTE D'ENERGIE DES PARTICULES CHARGEES  
 DANS LA MATIERE

Nous n'avons tenu compte de la perte d'énergie des particules chargées dans la traversée de la cible et des plaques des chambres à étincelles que pour les protons et antiprotons ayant une impulsion comprise entre 100 MeV/c et 1,2 GeV/c.

Le principe de la méthode est le suivant : utiliser les résultats  $(p_H, \psi_{H,V})$  de l'ajustement d'une hélice sur la trajectoire de la particule (programme de reconstruction géométrique ROMEO) pour corriger les effets de perte d'énergie afin d'obtenir une meilleure estimation des paramètres  $(p_V, \varphi_V)$  au vertex de l'interaction. L'hypothèse de base est que les valeurs moyennes, prises le long de la trace, de l'azimuth  $\varphi$  et de la courbure  $\frac{1}{\rho}$  sont les mêmes lorsqu'on les évalue sur la trajectoire ou sur l'hélice ajustée.

La valeur moyenne de l'azimuth le long de la trajectoire réelle est donnée par :

$$\langle \varphi \rangle_{\text{réelle}} = \varphi_V + \frac{1}{L} \int_0^L \delta\phi(l) dl$$

avec

$$\delta\phi(l) = \int_0^1 \frac{d\phi}{ds} ds$$

L'azimuth  $\varphi$ , le rayon de courbure  $\rho$  et l'abscisse curviligne  $s$  sont reliés par  $\rho d\phi = ds$ . A l'aide de la relation parcours-impulsion  $p = gR^\alpha$ , où  $\alpha$  est constant et égal à 0,32 dans la plage d'impulsions considérée [Ref18], et de la relation (IV.37) dans laquelle nous posons  $H = 3 \cdot 10^{-4} B_z Q / \cos \lambda$  nous obtenons après intégration :

$$\langle \varphi \rangle_{\text{réelle}} = \varphi_V - \frac{HR_V}{(1-\alpha)p_V} \left[ 1 - \frac{1}{(2-\alpha) \frac{L}{R_V}} \left( 1 - \left( 1 - \frac{L}{R_V} \right)^{2-\alpha} \right) \right]$$

La valeur moyenne de l'azimuth calculée le long de l'hélice est donnée par :

$$\langle \varphi \rangle_{\text{hélice}} = \varphi_{H,V} - \frac{1}{2} \frac{HL}{p_H}$$

Nous obtenons ainsi une estimation de l'azimuth au vertex tenant compte de la perte d'énergie :

$$\varphi_V = \varphi_{H,V} - \frac{1}{2} \frac{HL}{p_V} + \frac{HR_V}{(1-\alpha)p_V} \left[ 1 - \frac{1}{(2-\alpha) \frac{L}{R_V}} \left( 1 - \left( 1 - \frac{L}{R_V} \right)^{2-\alpha} \right) \right] \quad (\text{IV.41})$$

Par un raisonnement analogue portant sur la courbure  $\frac{1}{\rho}$ , on obtient la relation suivante entre l'impulsion donnée par l'ajustement de l'hélice et l'impulsion réelle de la trajectoire au vertex :

$$p_V = p_H \frac{R_V}{(1-\alpha)L} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{L}{R_V} \right)^{1-\alpha} \right] \quad (\text{IV.42})$$

Les relations (IV.41) et (IV.42) supposent que le parcours  $R_V$  à partir du vertex est connu. Comme l'impulsion varie lentement en fonction du parcours ( $p \sim \sqrt[3]{R}$ ), nous avons utilisé l'approximation  $R_V \approx R_0 + L/2$  où  $R_0$  est le parcours d'une particule d'impulsion  $p_H$ , ce qui revient à supposer que l'impulsion donnée par l'ajustement et l'impulsion de la particule lorsqu'elle se trouve au milieu de la trajectoire réelle sont les mêmes.



V.- DETERMINATION DES PARAMETRES a et b

Les paramètres a et b intervenant dans l'expression de l'erreur de mesure sur la position d'une étincelle :  $\sigma_y = a + b \phi^2$ , ont été déterminés de la façon suivante :

Nous avons pris comme estimation du paramètre a la valeur 0,5 millimètre qui est l'ordre de grandeur des valeurs déjà trouvées dans les expériences ayant utilisé des chambres à étincelles dans un champ magnétique [ Ref 16 ] .

Pour tester cette estimation, nous avons utilisé les traces constituées par les protons rapides de nos événements. En effet ces particules qui ont une grande impulsion sont peu courbées par le champ magnétique. D'autre part l'acceptance géométrique des protons rapides, définie par la fenêtre d'entrée du Cerenkov à haute pression, impose une valeur limite de 150 milliradians à l'angle d'émission des protons par rapport au faisceau dans le laboratoire. Nous avons donc un lot de traces qui doivent être peu sensibles au rapport b/a, et pour lequel les erreurs sur les paramètres cinématiques  $1/p, \lambda, \phi$  doivent constituer un bon test de la valeur du paramètre a.

Les autres traces sont beaucoup plus lentes dans l'ensemble et sont donc plus courbées par le champ magnétique ; leurs angles d'émission ne sont pas soumis aux mêmes limitations que ceux des protons rapides. Le lot constitué par ces traces doit donc permettre de déterminer la valeur du rapport b/a.

Les "pulls" des paramètres cinématiques  $\frac{1}{p}, \lambda, \phi$ , que nous noterons  $x_i$  (  $i = 1, 2, 3$  ), sont définis par :

$$\frac{x_i^u - x_i^f}{\Delta(x_i^u - x_i^f)}$$

où  $x_i^u$  est la valeur non ajustée

$x_i^f$  est la valeur fournie par l'ajustement cinématique

$\Delta(x_i^u - x_i^f)$  est l'erreur sur la quantité  $x_i^u - x_i^f$

Si les quantités  $x_i^u$  et  $x_i^f$  sont distribuées suivant une loi gaussienne, alors les "pulls" doivent être distribués suivant une loi gaussienne de valeur moyenne nulle et d'écart type égal à 1. En supposant que les coefficients de corrélation entre les variables  $x_i^u$  et  $x_i^f$  sont donnés par les rapports  $\Delta x_i^f / \Delta x_i^u$ , nous obtenons pour l'erreur sur  $x_i^u - x_i^f$  :

$$\Delta(x_i^u - x_i^f) = \sqrt{\Delta^2 x_i^u - \Delta^2 x_i^f}$$

$\Delta x_i^u$  sont les erreurs dont le principe de calcul a été exposé dans les pages précédentes,  $\Delta x_i^f$  sont données par l'ajustement cinématique.

Sur un lot restreint d'évènements contenant 4 branches dans l'état final, nous avons fait plusieurs essais de passages de cinématique correspondant à différentes valeurs du paramètre a, situées dans le voisinage de la valeur  $a = 0,5$  millimètre, et à des valeurs du rapport  $b/a$  comprises entre 1 et 10. Les distributions des "pulls" correspondant à 8742 évènements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  à 9 GeV/c d'impulsion incidente avec une probabilité de  $\chi^2$  supérieure à 4% sont présentées sur les figures 1, 2, 3, . Ces distributions ainsi que celles obtenues à 9 GeV/c<sup>+</sup> et 12 GeV/c<sup>-</sup>, sont compatibles avec une loi de Gauss réduite. Les valeurs a et b utilisées pour ces passages sont :

à 9 GeV/c	a = 0,45 millimètre.	$\frac{b}{a} = 5$
à 12 GeV/c	a = 0,50 millimètre.	$\frac{b}{a} = 3$

La figure 5 montre la distribution de probabilités de  $\chi^2$  des évènements correspondant à l'hypothèse  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  à 9 GeV/c d'impulsion incidente, avec une probabilité maximale dans les cas où plusieurs hypothèses ambiguës sont fournies par l'ajustement cinématique.

Cette distribution est caractérisée par une partie approximativement plate, surmontée d'un pic dans la région des faibles probabilités que nous interprétons comme un fond d'évènements dont les 4 branches de l'état final ne sont pas réellement constituées par un proton et  $3\pi$ . Cette interprétation est confirmée par la figure 4, où nous avons porté en abscisse la probabilité de  $\chi^2$  de l'hypothèse "4 branches, 1 contrainte"  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ , et en ordonnée celle de l'hypothèse "4 branches, 4 contraintes" ayant la plus forte probabilité.

La figure 6 montre la distribution des probabilités de  $\chi^2$  des évènements satisfaisant l'hypothèse  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$  à 9 GeV/c d'impulsion incidente.

Compte tenu des résultats présentés sur les figures 1, 2, 3 nous pensons que les erreurs sur les paramètres cinématiques des différentes traces d'un évènement sont correctement équilibrées, ce qui montre que le rapport b/a et le paramètre a sont correctement évalués.

D'autre part les résultats présentés sur les figures 5, 6 (distributions plates des probabilités de  $\chi^2$  avec des pics imputables à un fond) montrent que le facteur de normalisation globale intervenant dans la matrice des erreurs a la bonne valeur ce qui confirme aussi que le paramètre a est correctement évalué.

TABŁE DES FIGURES
-------------------

- Figure 1 : Distribution des pulls  $1/p$  des traces chargées dans les événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  à 9 GeV/c
- Figure 2 : Distribution des pulls  $\lambda$  des traces chargées dans les événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  à 9 GeV/c
- Figure 3 : Distributions des pulls  $\phi$  des traces chargées dans les événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  à 9 GeV/c
- Figure 4 : Diagramme  $Pb(\chi^2)$  de l'hypothèse "4 branches, 1 contrainte"/ $Pb(\chi^2)$  de l'hypothèse "4 branches, 4 contraintes" de l'ajustement cinématique.
- Figure 5 : Distribution des  $Pb(\chi^2)$  de l'hypothèse "4 branches, 4 contraintes".
- Figure 6 : Distribution des  $Pb(\chi^2)$  de l'hypothèse "4 branches, 1 contrainte".

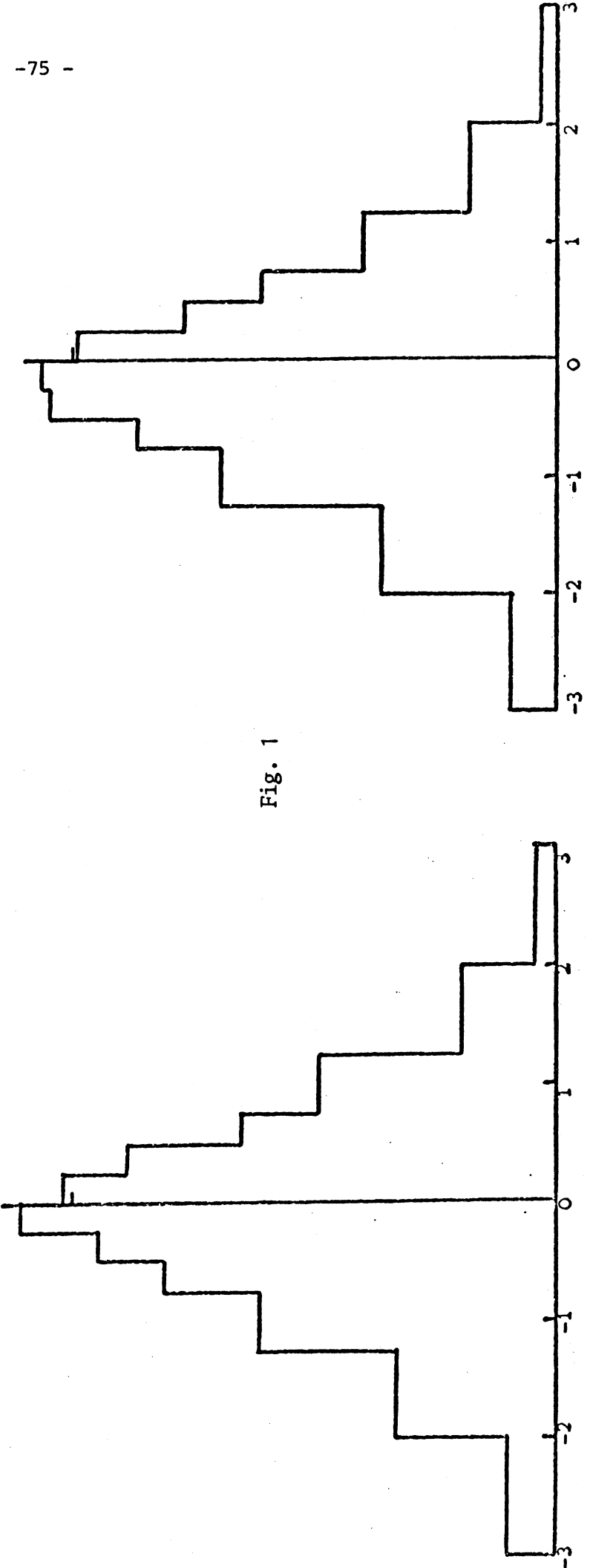
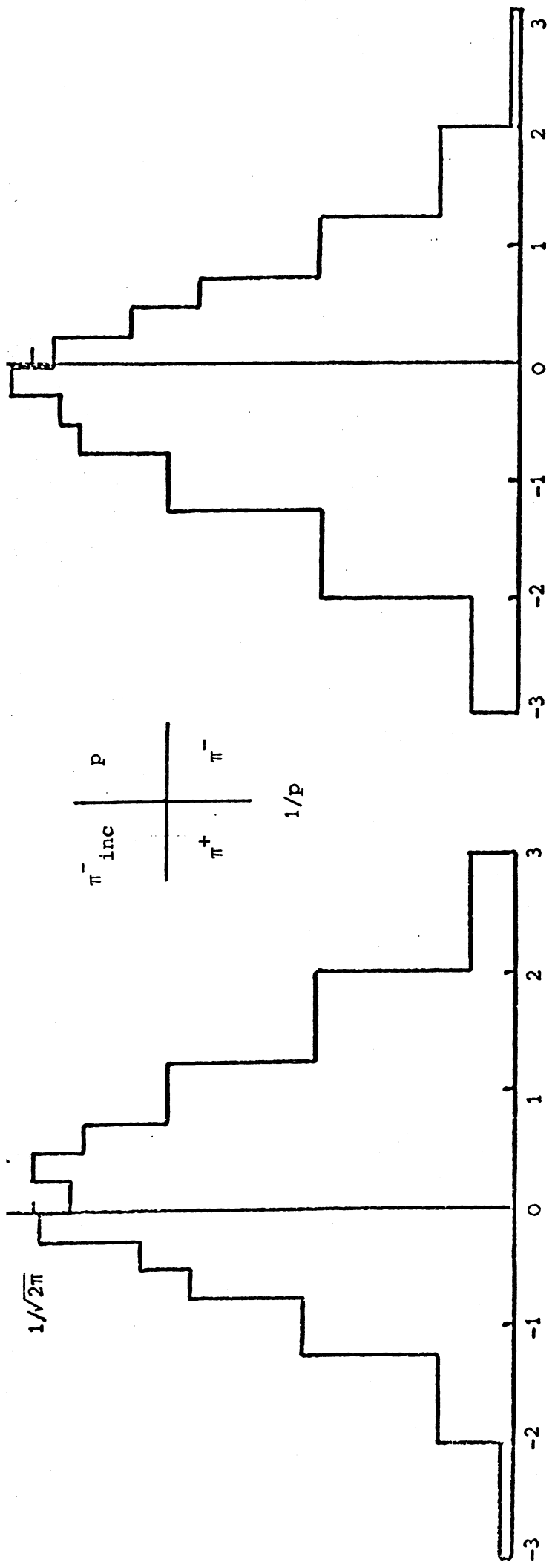


Fig. 1

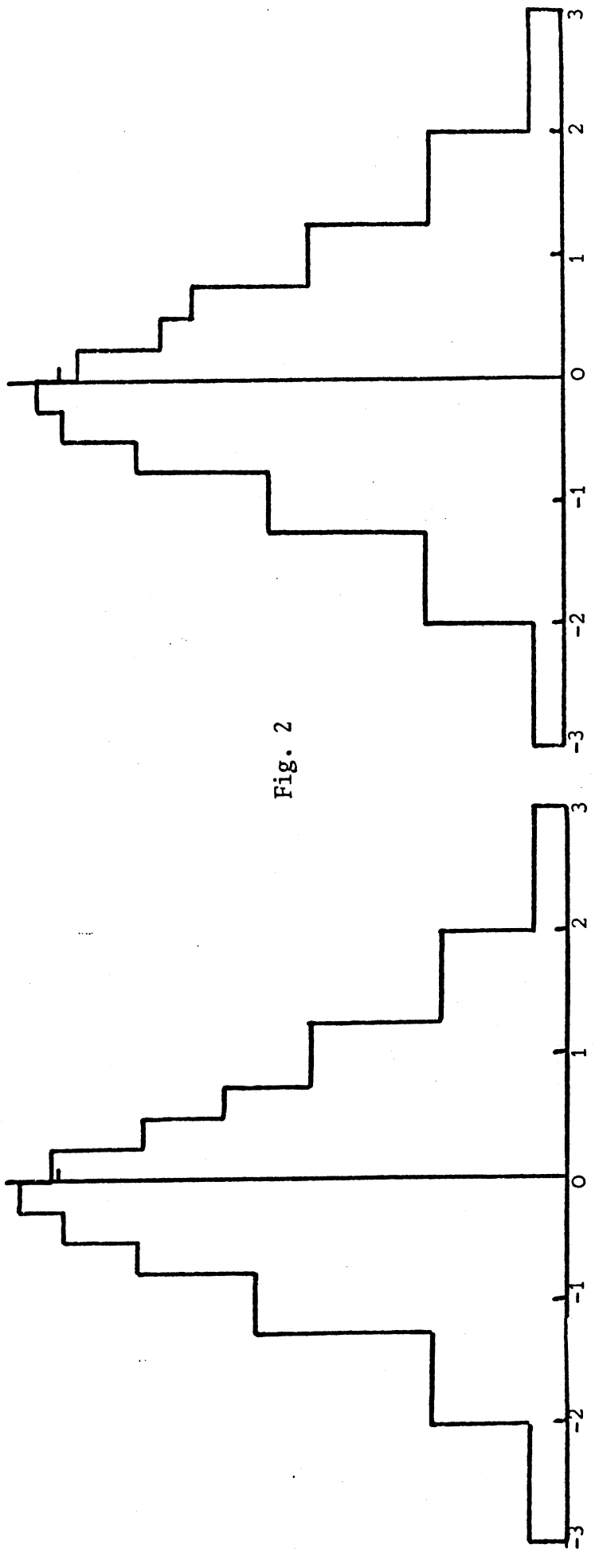
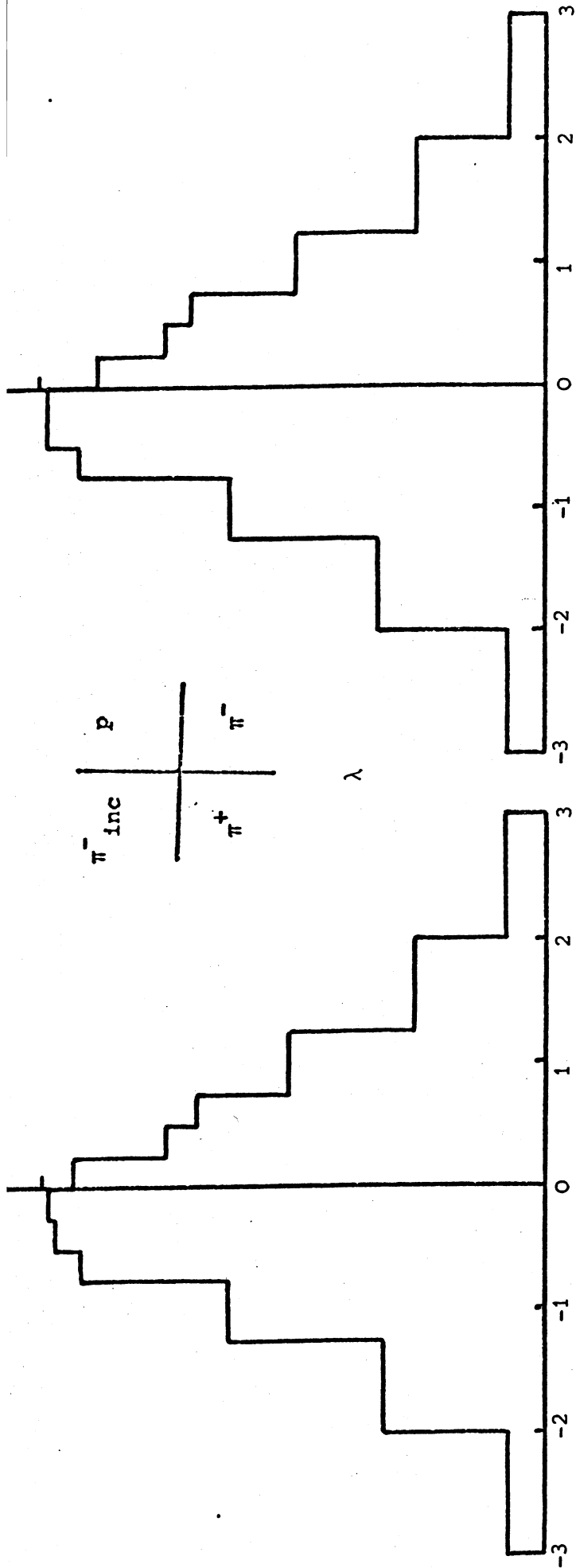


Fig. 2

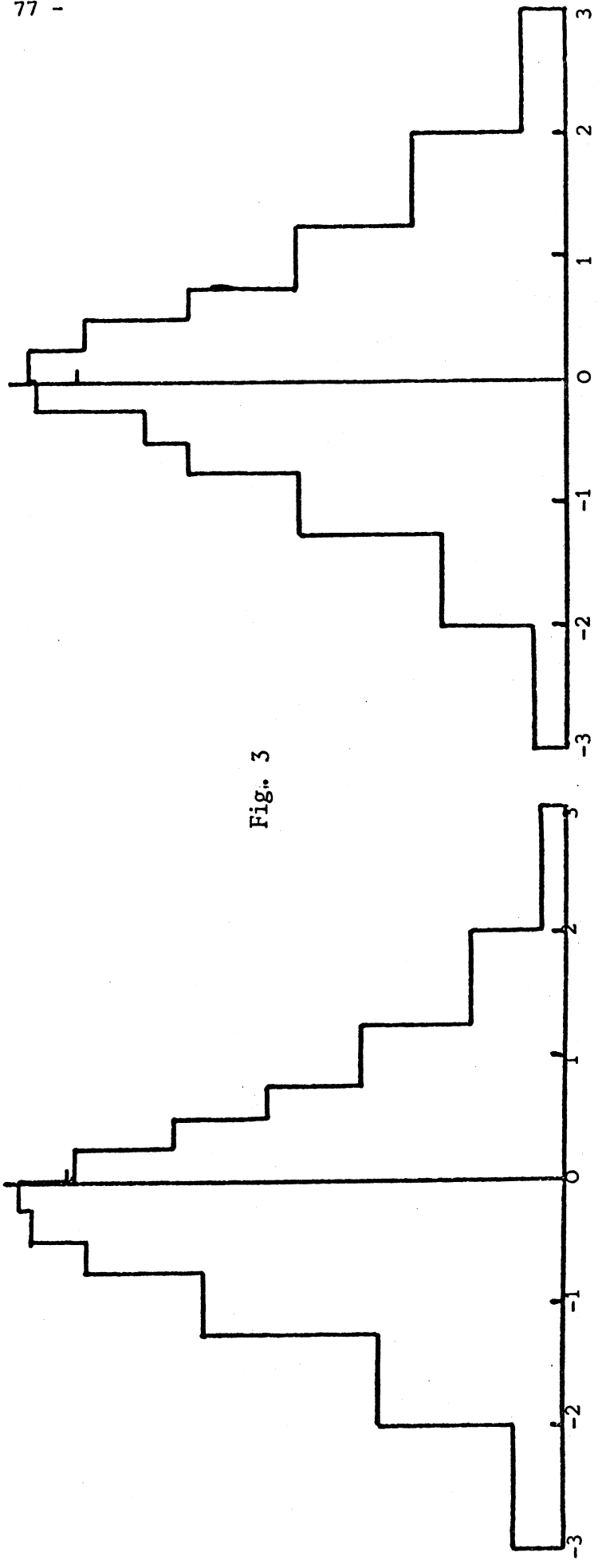
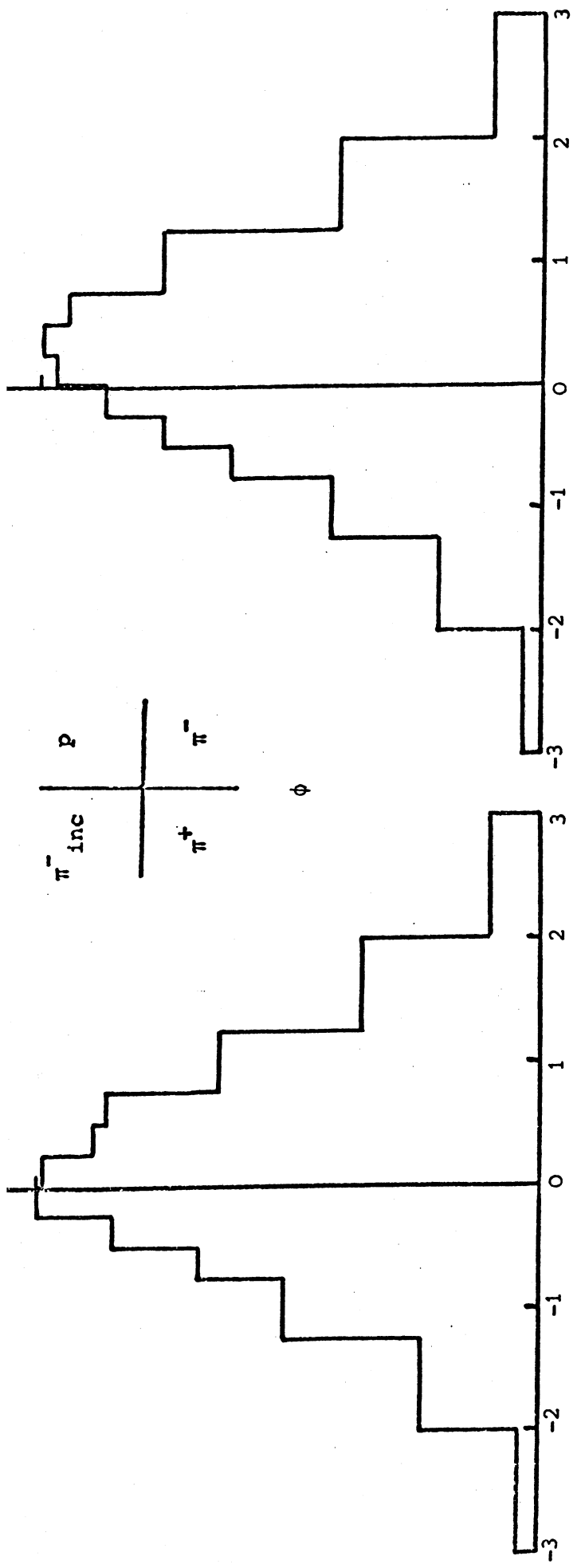


Fig. 3

$\pi^- p^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

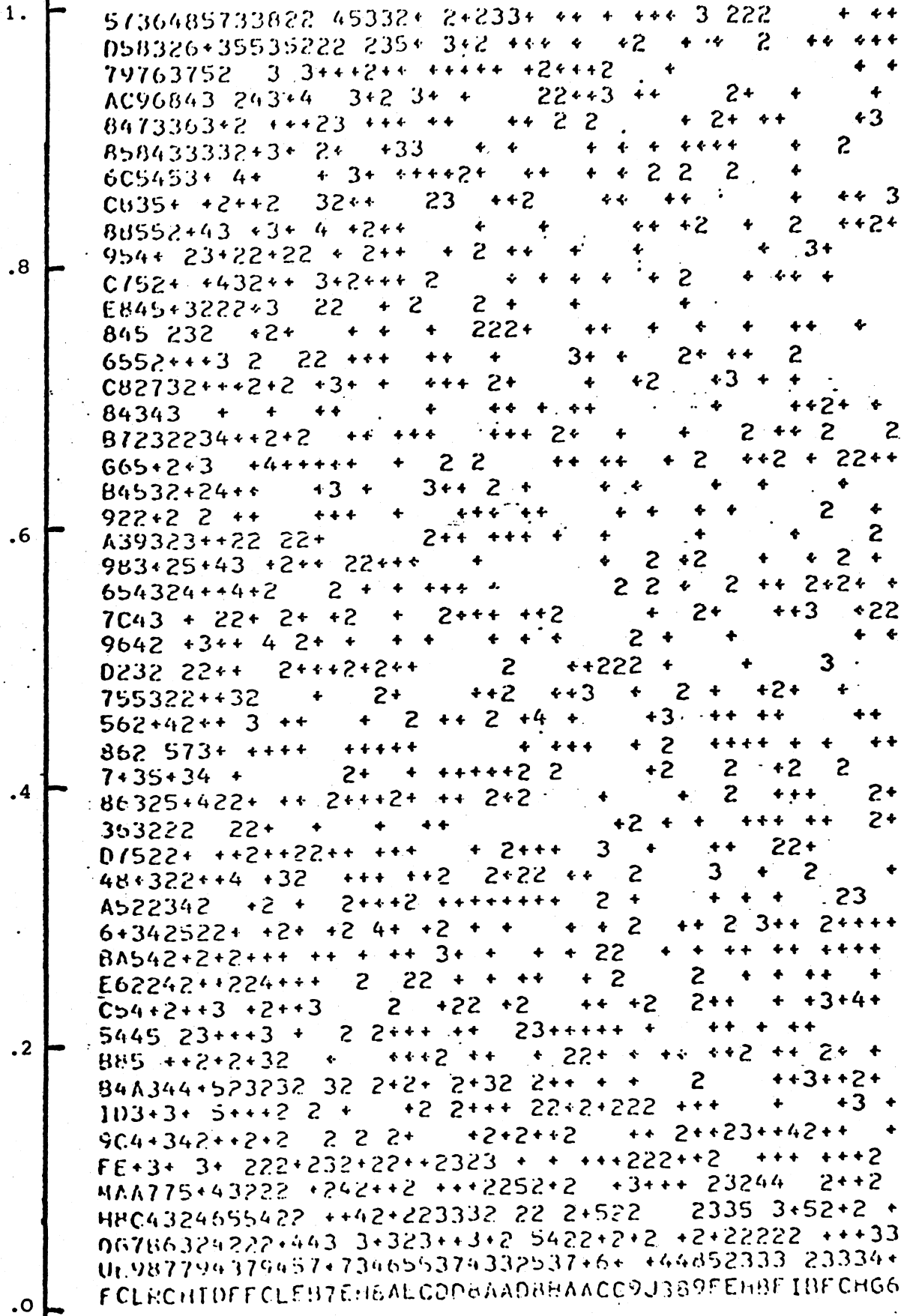
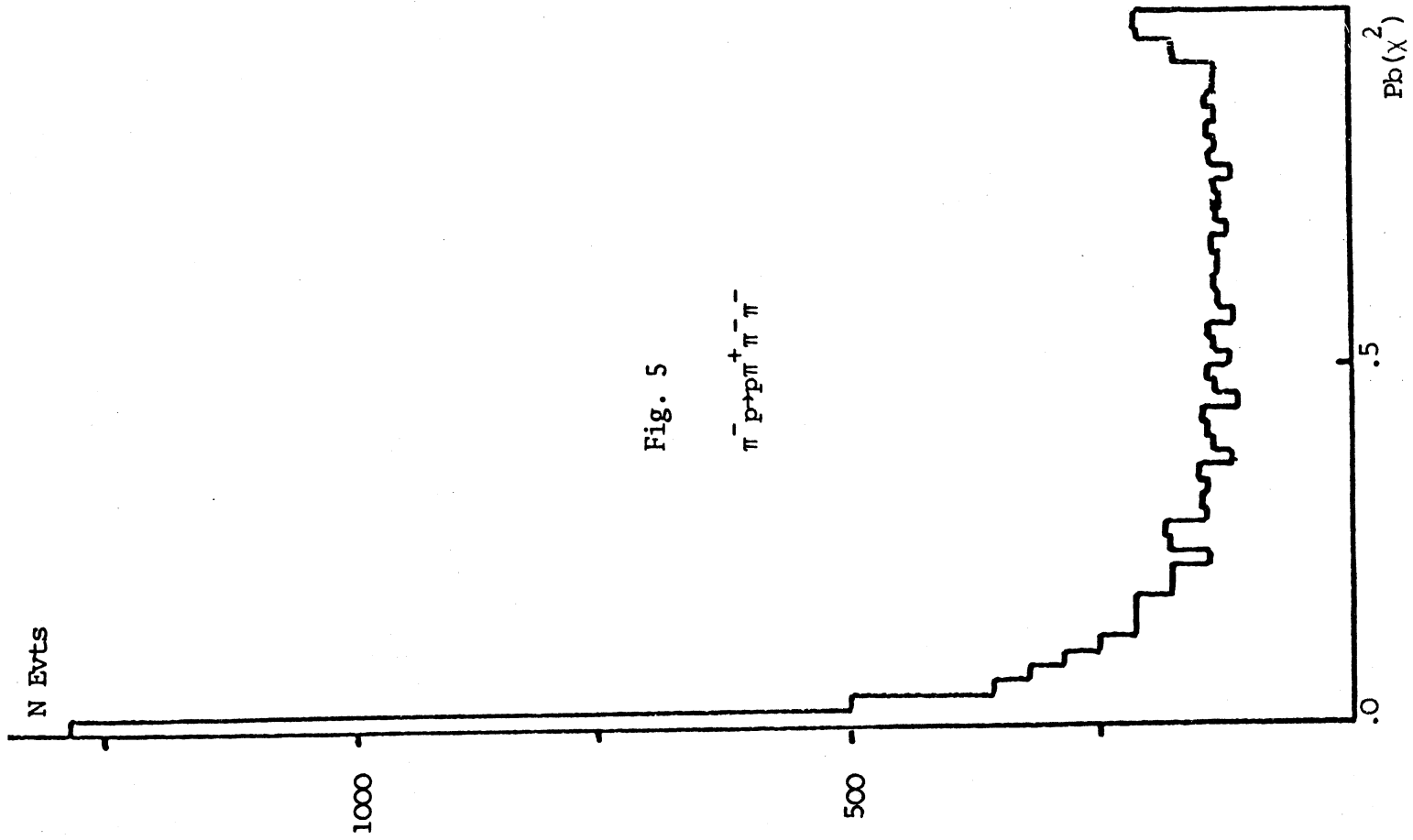
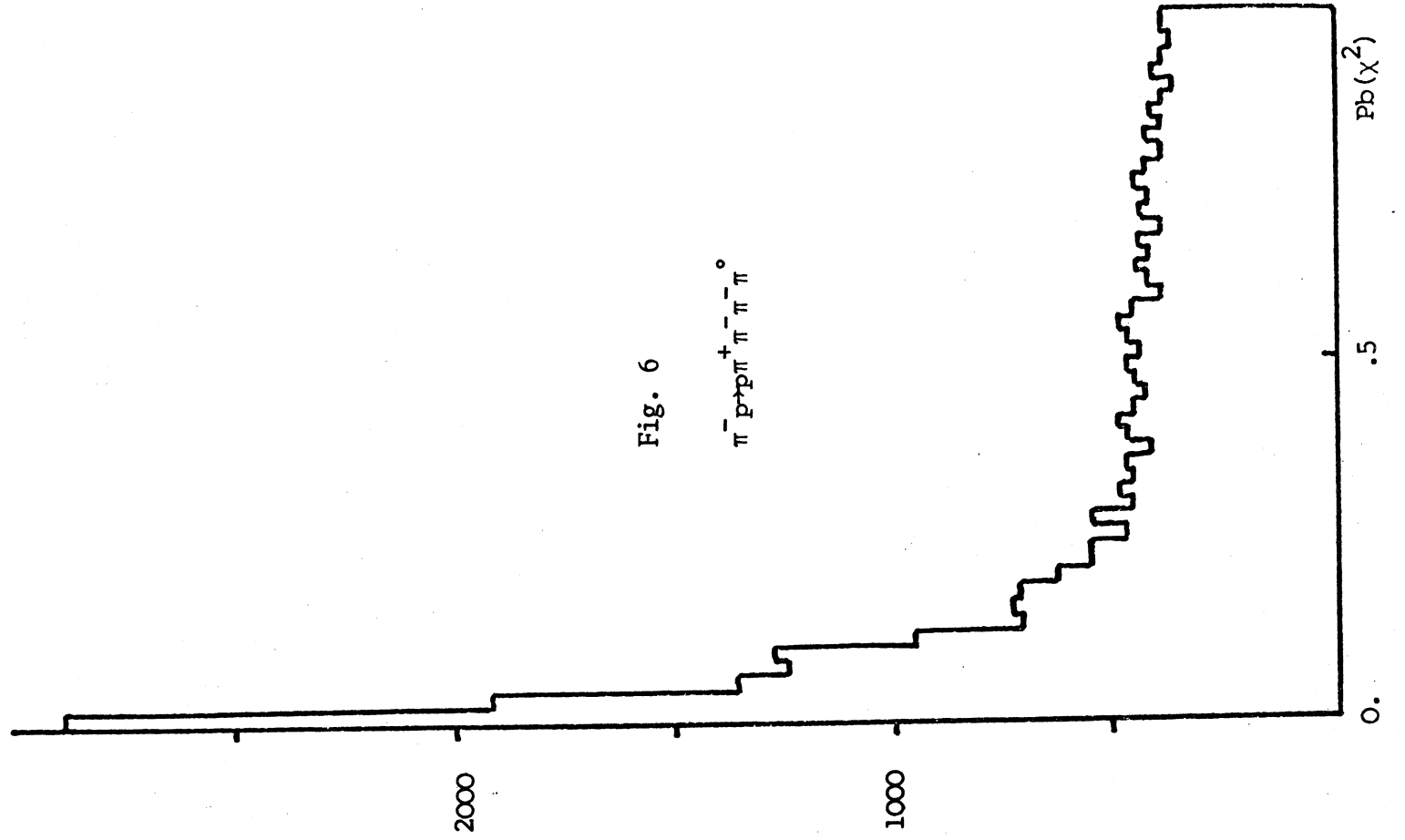


Fig. 4

Pb( $\chi^2$ )  
 $\pi^- p^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$

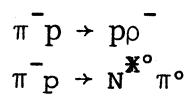




DEUXIEME PARTIE

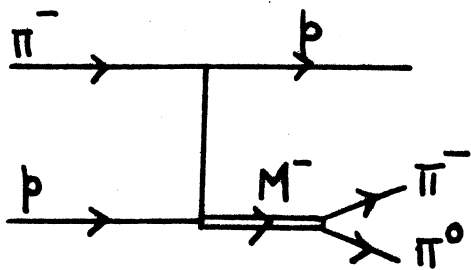
CHAPITRE I

ETUDE DES REACTIONS

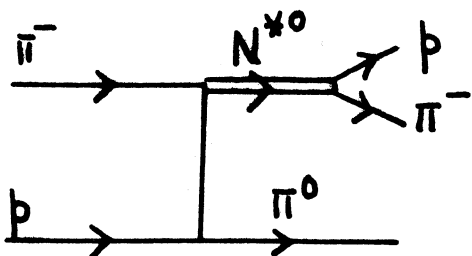


INTRODUCTION

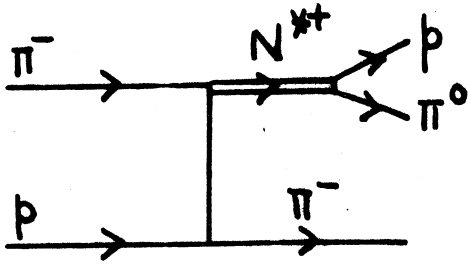
Dans ce chapitre, nous présentons l'analyse que nous avons faite aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c du canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$ . Dans ce canal, trois réactions d'échange baryonique avec un état final à quasi-deux-corps, peuvent être à priori étudiées ; elles correspondent aux diagrammes suivants :



Réaction I :  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$



Réaction II:  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^-$



Réaction III :  $\pi^- p \rightarrow N^{*+} \pi^-$

Nous ne présentons dans ce chapitre que l'étude des réactions I et II. En effet, d'une part, comme nous le montrerons à la fin de cette introduction, des trois réactions données, la réaction III est celle pour laquelle l'acceptance de l'appareillage est la plus limitée. D'autre part le spectre de masses effectives  $M_{\pi\pi^0}$  ne révèle pratiquement aucune structure ; comme le montre la figure 1 page 133, le seul signal ayant une signification statistique est dû à un effet résonnant situé dans la région du  $\Delta^+$  (1232) et est constitué d'une centaine d'événements pour un nombre d'entrées dans l'histogramme correspondant voisin de 5000.

Dans la première partie de ce chapitre, nous indiquons comment sont constitués les lots d'événements utilisés pour l'étude des réactions I et II. Bien que dans les deux cas l'état final soit le même, nous employons des coupures légèrement différentes pour constituer ces lots. En effet l'état final comportant une particule neutre, les ajustements cinématiques intervenant dans la reconstruction cinématique des événements, sont soumis à une seule équation de contrainte ; il est alors nécessaire de prendre certaines précautions afin de ne pas avoir dans les lots un fond trop important correspondant à de mauvaises hypothèses de masse pour la particule neutre.

Dans le cas de la réaction I,  $\pi^- p \rightarrow p \bar{M}^-$ , la présence, sur le spectre de masses effectives  $M_{\pi\pi^0}$ , de pics situés aux valeurs des masses des mésons signe la particule neutre de l'état final en tant que  $\pi^0$ ; le seul fond pouvant donner une structure sur la distribution de masses effectives  $M_{\pi\pi^0}$  dans la région des faibles masses, est dû aux événements correspondant à la diffusion élastique  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ . Pour constituer le lot d'événements correspondant, nous rejetons ceux pour lesquels les deux hypothèses,  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$  sont ambiguës et utilisons une coupure sur la distribution des probabilités de  $\chi^2$  de l'ajustement cinématique. Comme nous le montrerons, cela revient à faire une coupure symétrique par rapport à la valeur  $m_{\pi^0}^2$ , sur la distribution de la variable  $MM^2$  où  $MM^2$  désigne le carré de la masse man-

quante dans l'état final.

Dans le cas de la réaction II,  $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^0$ , où le  $\pi^0$  de l'état final n'est pas signé, il est préférable, comme le montrera l'étude de la distribution de la variable  $MM^2$ , d'utiliser une coupure dissymétrique sur cette distribution afin d'éliminer le plus possible les événements avec un état final où la particule neutre a une masse plus grande que celle d'un  $\pi^0$ .

La deuxième partie concerne l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  (dans la réaction I,  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ , le seul méson produit abondamment est le méson vecteur) où, dans le référentiel du centre de masse, le proton est émis vers l'avant par rapport à la direction du faisceau incident et le méson vecteur vers l'arrière. Alors que la production vers l'avant du méson vecteur a été étudiée sur une grande gamme d'énergies, les seuls résultats concernant la production vers l'arrière de cette résonance, sont relatifs aux sections efficaces différentielles  $d\sigma/du$ , aux impulsions incidentes 8 GeV/c et 16 GeV/c [Réf 1,2]. Nous présentons deux nouvelles mesures, à 9 GeV/c et 12 GeV/c et à hautes statistiques, de cette section efficace ainsi que la première détermination de la matrice densité du méson vecteur produit vers l'arrière.

La troisième partie est consacrée à la première étude de la production vers l'avant des résonances  $N^*$  dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^0$ .

La méthode utilisée pour évaluer, pour une réaction à quasi-deux-corps donnée, les corrections dues à l'acceptance limitée de l'appareillage et qu'il est nécessaire d'introduire dans la détermination de certaines grandeurs physiques (section efficace totale  $\sigma$  de la réaction, pente  $b$  de la distribution de la variable de transfert  $u$ , éléments  $\rho_{ij}$  des matrices densités des résonances produites) est décrite en détail dans l'appendice A; y sont aussi réunies différentes courbes montrant comment sont affectées par l'acceptance de l'appareillage les distributions des angles de désintégration  $\theta, \phi$  des résonances, et de la variable de transfert  $u$ . Afin de bien comprendre les problèmes posés par cette acceptance dans l'étude des réactions que nous présentons dans ce chapitre et le suivant, nous terminons cette introduction en indiquant brièvement le principe de la méthode utilisée ainsi que les résultats essentiels concernant les biais introduits par l'acceptance.

Pour une réaction d'un type donné,  $\pi^- p \rightarrow N^* M$ , où  $N^*$  désigne un proton ou une résonance baryonique et  $M$  un méson ( $\pi$  ou résonance), nous constituons à l'aide de la méthode Monte-Carlo divers lots d'événements simulés, les tirages étant faits suivant certaines lois physiques : distributions de Breit-Wigner pour les masses des résonances, distribution exponentielle pour la variable de transfert, distributions des angles de désintégration des résonances en accord avec les hypothèses de spin des résonances. Chaque lot correspond à un ensemble de valeurs pour certains paramètres dont dépendent ces distributions : pente de la distribution de la variable de transfert, spins et éléments des matrices densités des résonances.

Dans chaque lot, un événement tiré n'est conservé que s'il satisfait les conditions de déclenchement :

-impulsion du proton plus grande que  $p_0/2$  où  $p_0$  est l'impulsion nominale du faisceau incident,

-trajectoire du proton traversant le volume sensible des détecteurs constituant le système de déclenchement.

A chaque événement conservé est attaché un poids  $W_i$  égal à la probabilité pour que toutes les traces dites lentes de l'événement (c'est à dire celles des particules de l'événement autres que le proton rapide) soient vues par les chambres à étincelles et correctement reconstruites au cours de la reconnaissance de forme et de la reconstruction géométrique effectuées par le programme ROMEO (cf Appendice A). Une trace peut ne pas être détectée soit parce qu'elle est située en grande partie dans le volume inoccupé par les chambres (région au-dessus et au-dessous de la cible ainsi qu'entre la géométrie I et la géométrie II) soit à cause de l'inefficacité des chambres et de la chaîne de traitement de données ; cette inefficacité est d'autant plus grande que le nombre d'étincelles de la trace est petit ce qui est en particulier le cas pour une trace courte : trace traversant la géométrie II de biais, ou ayant une grande courbure et le long de laquelle l'angle que forme la trajectoire avec la normale au plan des chambres devient rapidement supérieur à l'angle de coupure à partir duquel l'étincelle n'est plus détectée.

Les poids  $W_i$  permettent de pondérer les distributions des événements tirés (à un événement non conservé correspond un poids nul) et par comparaison, de déterminer comment ces distributions sont affectées par l'acceptance de l'appareillage. La comparaison entre les distributions pondé-

rées des événements simulés et les distributions des événements réels permet d'évaluer les corrections à faire éventuellement au cours de la détermination des paramètres dont dépendent ces distributions. Les poids  $W_i$  permettent aussi le calcul du facteur d'acceptance Acc intervenant dans l'expression de la section efficace totale de la réaction (cf chapitre I de la première partie).

$$\text{Acc} = \frac{\sum_{\substack{\text{événements} \\ \text{conservés}}} W_i}{N \text{ (nombre d'événements tirés)}}$$

Les résultats essentiels obtenus à l'aide de cette méthode de simulation et concernant les biais introduits par l'acceptance limitée de l'appareillage dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^* M$  sont les suivants :

-dans le cas d'une résonance  $N^*$  de masse élevée ( $N^*(1520)$  etc...) la distribution angulaire de désintégration est très affectée par l'acceptance. Cet effet est essentiellement dû à la disposition et au volume occupé par le système de détection et d'identification du proton rapide émis vers l'avant ; dans le référentiel où la résonance est au repos, toute la partie de cette distribution relative à l'hémisphère arrière (par rapport à la direction du faisceau incident), est très fortement affectée ; la partie relative à l'hémisphère avant l'est d'autant plus que la masse de la résonance est grande. Etant donné la précision avec laquelle peuvent être évalués ces effets d'acceptance, il est alors très difficile de faire une mesure complète de la matrice densité des résonances  $N^*$  de masses élevées.

-la distribution de la variable de transfert et la distribution angulaire de désintégration de la résonance M produite vers l'arrière ainsi que les paramètres dont dépendent ces distributions (pente b et éléments de matrice densité  $\rho_{ij}$ ) sont peu affectés par l'acceptance ce qui rend possible une mesure complète de ces paramètres.

Nous avons signalé au début de cette introduction que la réaction III,  $\pi^- p \rightarrow N^{*+} \pi^-$ , est celle des trois réactions citées, pour laquelle l'acceptance de l'appareillage est la moins bonne.

En effet, si nous comparons les réactions I et III, nous constatons que toutes deux comportent un  $\pi^-$  émis vers l'arrière dans le référentiel du centre de masse et ayant donc dans le laboratoire une petite impulsion et une trajectoire très courbée située dans la région entourant la cible ;

la contribution à l'acceptance de l'appareillage de la détection de cette trace est du même ordre de grandeur pour les deux réactions. Par contre la détection du proton rapide émis vers l'avant est moins bonne pour la réaction III que pour la réaction I, cet effet étant dû à l'angle d'ouverture à la désintégration de la résonance  $N^{*+}$ .

Si nous comparons à présent les réactions II et III, la contribution à l'acceptance de la détection du proton rapide est du même ordre de grandeur dans les deux cas ; par contre la cinématique de ces réactions est telle que le  $\pi^-$  émis dans la réaction II a une trace émise vers l'avant, donc plus longue, traversant un volume de détection plus grand et formant avec la normale au plan des chambres un angle plus petit. Il en résulte que l'efficacité de détection de cette trace est plus grande dans le cas de la réaction II que dans celui de la réaction III.



I.- CONSTITUTION DES LOTS EXPERIMENTAUX  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  AUX IMPULSIONS INCIDENTES  
9 GeV/c et 12 GeV/c

Pour constituer les lots d'événements utilisés dans l'analyse du canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$ , nous partons des 227015 événements à l'impulsion incidente 9 GeV/c et des 133125 événements à 12 GeV/c, fournis par un passage du programme de reconstruction géométrique ROMEO et caractérisés par un état final comportant deux traces chargées, l'une de charge positive, et satisfaisant les conditions de déclenchement des chambres à étincelles, l'autre de charge négative.

Les figures 2, 3 pages 134, 135 montrent pour ces deux lots d'événements, la distribution du carré  $MM^2$  de la masse manquante dans l'état final pour lequel nous supposons que la particule de charge positive est un proton et la particule de charge négative un  $\pi^-$ .

Deux pics apparaissent sur ces distributions : l'un pour les valeurs de  $MM^2$  voisines de 0, l'autre pour les valeurs de  $MM^2$  comprises entre 1 GeV<sup>2</sup> et 1,3 GeV<sup>2</sup>.

Nous interprétons ce deuxième pic comme étant une réflexion due aux événements du type  $\pi^- p \rightarrow p \bar{p} n$ . En effet, lorsqu'on attribue à la particule de charge négative de l'état final une masse d'antiproton, la distribution correspondante de la variable  $MM^2$  présente un pic d'égale importance, centré sur une valeur égale au carré de la masse du neutron, et de largeur plus faible.

Le premier pic a une forme dissymétrique liée à la présence à sa droite d'un épaulement très marqué. Ce pic comporte deux composantes :

-d'une part une composante de forme symétrique constituée par les événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  qui nous intéressent et les événements correspondant à la diffusion élastique  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ .

-d'autre part un fond constitué d'événements avec dans l'état final une particule neutre de masse plus grande que celle d'un  $\pi^0$ , ou avec plusieurs particules neutres ou chargées non détectées. Ce fond dont

la proportion croît avec la variable  $MM^2$ , a donc une forme dissymétrique. Il est nécessaire d'en évaluer l'importance et d'éliminer à l'aide de coupures appropriées le plus grand nombre possible d'événements constituant ce fond ainsi que ceux correspondant à la diffusion élastique.

La reconstruction cinématique des événements permet seulement d'éliminer les événements élastiques. En effet l'ajustement cinématique d'hypothèses dans lesquelles l'état final contient une particule neutre, est soumis à une seule contrainte : on demande que le quadri-vecteur d'impulsion-énergie de la particule neutre, déterminé par la différence entre les quadri-vecteurs d'impulsion-énergie des particules chargées de l'état initial et de l'état final ait un carré scalaire égal au carré de la masse de la particule neutre. Le  $\chi^2$  de l'ajustement est alors proportionnel à la quantité :

$$\left( \frac{MM^2 - m_0^2}{\Delta MM^2} \right)^2 \quad \text{où } \Delta MM^2 \text{ est l'erreur sur le variable } MM^2$$

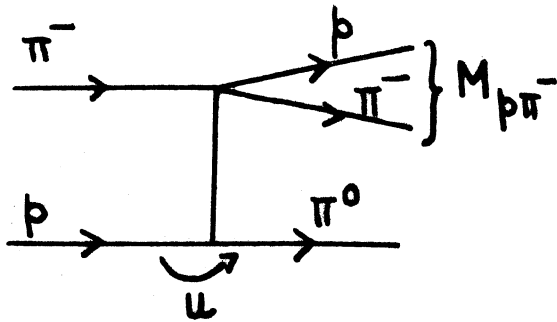
et  $m_0$  la masse de la particule neutre. Une coupure sur la distribution des probabilités de  $\chi^2$  est donc équivalente (à erreur égale) à une coupure sur la distribution de la variable  $MM^2$  si bien que le passage des événements dans le programme de reconstruction cinématique n'apporte qu'une faible amélioration dans la séparation des différentes hypothèses de masses ; il permet seulement la séparation des événements correspondant à la diffusion élastique pour laquelle l'ajustement cinématique est soumis à quatre contraintes (conservation de l'impulsion énergie entre l'état initial et l'état final).

Pour étudier les réactions  $\pi^- p \rightarrow p M^-$  et  $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^0$  nous avons utilisé des lots d'événements constitués à partir de coupures légèrement différentes.

En ce qui concerne la réaction  $\pi^- p \rightarrow p M^-$  dans laquelle, comme nous le verrons, seul le méson vecteur  $\rho^-$  est produit abondamment, la particule neutre de l'état final est signée en tant que  $\pi^0$  par la présence sur le spectre de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  d'un pic résonant, centré sur une valeur égale à la masse du  $\rho^-$  avec une largeur à mi-hauteur en accord avec la largeur naturelle du  $\rho^-$  et la résolution expérimentale. Le méson vecteur étant produit avec une faible impulsion dans le laboratoire, le seul fond pouvant présenter une structure en masse effective  $M_{\pi^- \pi^0}$  est constitué d'événements correspondant à la diffusion élastique; le fond d'autre nature sera

éliminé par soustraction à partir de bandes de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  voisines de celle du  $\rho^-$ . Pour constituer les lots d'événements correspondants nous pouvons donc employer une coupure sur la distribution des probabilités de  $\chi^2$  de l'ajustement cinématique de l'hypothèse  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$ , associée à un rejet des événements pour lesquels cette hypothèse est ambiguë avec l'hypothèse de diffusion élastique  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ .

La situation est différente pour la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  où le  $\pi^0$  de l'état final n'est pas signé par la présence d'effets résonnants sur un spectre de masses effectives faisant intervenir cette particule. Il est alors préférable d'employer une coupure dissymétrique sur la distribution de la variable  $MM^2$  pour diminuer le plus possible l'importance du fond qui est dû à des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} + X$  avec  $M_X > M_{\pi^0}$ . La figure 4 page 136 montre la distribution de la variable  $MM^2$  pour les événements satisfaisant les coupures suivantes qui permettent de se placer dans la région cinématique de l'espace de phases, intéressante pour l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  :



$M_{p\pi^-} < 2 \text{ GeV}$  ( $M_{p\pi^-}$  étant la masse effective du système  $p\pi^-$  de l'état final.

$u > -1 \text{ GeV}^2$  où  $u$  désigne le carré du moment transféré entre le faisceau et le système  $p\pi^-$  de l'état final.

Ces coupures éliminent les événements correspondant à la diffusion élastique pour lesquels on a :

$$M_{p\pi^-} = \sqrt{s} \quad \begin{array}{l} \sqrt{s} = 4.22 \text{ GeV à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c} \\ \sqrt{s} = 4.84 \text{ GeV " " " " " 12 GeV/c} \end{array}$$

C'est ce qui explique la diminution de la hauteur du pic correspondant aux valeurs de la variable  $MM^2$ , voisines de 0. Le pic correspondant aux événements du type  $p\bar{p}n$ , subsiste. Dans le cas des événements correspondant à l'impulsion incidente 9 GeV/c, une bosse apparaît de façon très nette dans la région des valeurs de la variable  $MM^2$  voisines de  $0,6 \text{ GeV}^2$ . Dans la région des valeurs de  $MM^2$  voisines de 0 qui nous intéresse, le fond est dû aux canaux suivants :

- a -  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0$
- b -  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^-$
- c -  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$
- d -  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0$

où dans les canaux b et c, le  $\pi^+$  et l'un des  $\pi^-$  de l'état final n'ont pas été détectés. Dans cette région des valeurs de  $MM^2$ , le canal  $p\bar{p}n$  et les canaux similaires aux canaux b et c et où la paire  $\pi^+\pi^-$  non détectée est remplacée par une paire  $K\bar{K}$  ou  $p\bar{p}$ , donnent une contribution nulle. D'autre part on ne s'attend pas à ce que dans cette région, les canaux a et d donnent une structure forte. Par contre les canaux b et c sont dominés dans la région des faibles masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-}$  et  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ , par la production des résonances  $\rho^0$  et  $\omega^0$  (cf Réf 10 et chapitre II). Les événements correspondants doivent donc constituer l'essentiel du fond dans la région des valeurs de  $MM^2$  voisines de 0 et doivent permettre d'expliquer la forme de la distribution pour les valeurs de  $MM^2$  voisines de  $0,6 \text{ GeV}^2$ . C'est ce que nous avons vérifié à l'aide de la méthode de simulation décrite dans l'appendice A. Nous calculons pour chaque "bin" de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-}$ , le rapport  $R(M_{\pi^+\pi^-})$  entre la probabilité de ne voir aucune des deux traces de la paire  $\pi^+\pi^-$  et la probabilité de voir ces deux traces, le proton rapide et l'autre  $\pi^-$  étant détectés. Dans ce calcul fait par Monte Carlo :

- la masse effective  $M_{p\pi^-}$  est tirée suivant une distribution donnée par le spectre expérimental que l'on observe dans le lot d'événements réels utilisé pour l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^* \rho^0$  [réf 10], et satisfaisant les coupures précédentes :  $M_{p\pi^-} < 2 \text{ GeV}$  et  $u > -1 \text{ GeV}^2$ .

- la variable de transfert  $u$  est tirée suivant une loi exponentielle dont la pente est égale à la valeur expérimentale trouvée.

- la distribution des angles de désintégration du système  $\pi^+\pi^-$  étant peu affectée par l'acceptance de l'appareillage, nous tirons ces angles de désintégration suivant une loi isotrope.

Nous multiplions par le rapport correspondant  $R(M_{\pi^+\pi^-})$  chaque bin de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-}$  des événements réels (avec les coupures employées sur la masse effective  $M_{p\pi^-}$  et la variable de transfert  $u$ , il n'y a que très peu d'événements pour lesquels le choix des  $\pi^-$  est ambigu). Le produit de convolution de la distribution ainsi obtenue et de la distribution

de l'erreur sur la variable  $MM^2$ , donne alors une estimation de la contribution au fond étudié, des événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ . La contribution des événements du type  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \omega^0$  où la résonance produite est étroite, a été calculée à partir de la distribution de l'erreur sur la variable  $MM^2$  et du rapport entre les nombres d'événements réels  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \omega^0$  et  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \rho^0$ . La distribution de la variable  $MM^2$  correspondant à l'ensemble des événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$  et  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \omega^0$  est représentée sous forme hachurée sur la figure 4 page 136; elle représente correctement la bosse observée dans la région des valeurs de  $MM^2$  voisines de  $0,6 \text{ GeV}^2$ , particulièrement pour les événements correspondant à l'impulsion incidente  $9 \text{ GeV}/c$ . Le fond résiduel, essentiellement dû au canal  $a/(\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0 \pi^0)$  est de faible importance et ne présente aucune structure.

Nous pensons donc avoir bien compris la forme de la distribution de la variable  $MM^2$ , ce qui nous permet après la reconstruction cinématique des événements, d'évaluer la proportion de fond intervenant dans les lots d'événements utilisés.

Le programme de reconstruction cinématique KOMEGA est passé sur les 39425 événements à l'impulsion incidente  $9 \text{ GeV}/c$  et 12678 événements à  $12 \text{ GeV}/c$  qui satisfont la coupure  $|MM^2| < 0.5 \text{ GeV}^2$ ; les deux hypothèses de masses  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$  et  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  sont essayées pour chaque événement et retenues si la probabilité de  $\chi^2$  est supérieure à  $410^{-2}$  pour l'ajustement à 4 contraintes et  $510^{-3}$  pour l'ajustement à 1 contrainte; 28750 événements à  $9 \text{ GeV}/c$  et 11278 à  $12 \text{ GeV}/c$  ont au moins satisfait l'hypothèse à une contrainte. Les événements ne satisfaisant pas cette hypothèse, correspondent pour la plupart d'entre eux à des valeurs positives de la variable  $MM^2$ . Les quelques événements pour lesquels  $MM^2$  est négative sont caractérisés par une trace lente courte partant vers l'arrière par rapport à la direction du faisceau et donc très mal mesurée étant donné la configuration des chambres à étincelles de la géométrie II; ces événements correspondent probablement tous à la diffusion élastique vers l'arrière  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ .

Pour l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  nous constituons nos deux lots d'événements aux impulsions incidentes  $9 \text{ GeV}/c$  et  $12 \text{ GeV}/c$  en appliquant les coupures suivantes aux événements satisfaisant l'hypothèse  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$ .

$-\text{Pb}(\chi^2) > 0.2$ . Une coupure aussi sévère peut être utilisée compte tenu de la statistique élevée dont nous disposons.

-Les événements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  ambigus avec l'hypothèse de diffusion élastique sont rejetés.

Nous rappelons que l'influence du fond subsistant après ces coupures sera prise en compte conjointement avec celle du fond non résonant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  par une méthode de soustraction.

Pour l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^0$  nous constituons nos deux lots d'événements en appliquant la coupure suivante :

$$-0.3 \text{ GeV}^2 < MM^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$$

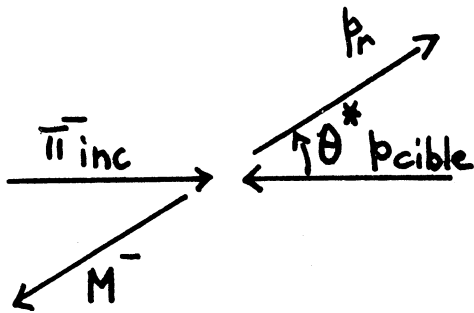
La dissymétrie de cette coupure provient de ce que l'importance du fond croît avec la variable  $MM^2$ . Dans l'étude de cette réaction, toutes les figures présentées sont faites en utilisant la coupure :  $u > -1 \text{ GeV}^2$ . Avec ces coupures, la proportion de fond est estimée inférieure à 20%, aux deux impulsions incidentes et pour les événements pour lesquels la masse effective  $M_{p\pi^-}$  se situe dans la région de masses des résonances  $N^*$  observées ( $M_{p\pi^-} < 2 \text{ GeV}$ )

## II.-ETUDE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$

L'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$  est faite à partir des deux lots d'événements dont la constitution a été décrite au paragraphe précédent et contenant 16994 événements à l'impulsion incidente 9 GeV/c et 7291 événements à 12 GeV/c.

Dans le référentiel du centre de masse de cette réaction d'échange baryonique, le proton est produit vers l'avant par rapport à la direction du faisceau incident et le méson vers l'arrière. Pour nous placer dans la région cinématique correspondante de l'espace de phases du canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$ , nous utilisons la coupure :

$u' < 1 \text{ GeV}^2$  avec  $u' = u_{\text{max}} - u$  où  $u$  désigne le carré du moment transféré entre le  $\pi^-$  incident et le proton rapide de l'état final ;  $u'$  s'exprime en fonction de l'angle d'émission  $\theta^*$  du proton dans le référentiel du centre de masse par la relation :



$$u' = 2 qq' (1 - \cos \theta^*)$$

q et q' étant les impulsions relatives à l'état initial et l'état final dans le référentiel du centre de masse.

La limite  $u_{\max}$  du diagramme de Chewet Low relatif à la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ , étant une fonction décroissante de la variable  $M_{\pi^- \pi^0}$ , une coupure en  $u'$  est préférable à une coupure en  $u$  car elle ne défavorise pas les masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  élevées.

Comme nous le montrerons au paragraphe III de ce chapitre, une production importante des résonances  $N^{*0}(1520)$  et  $N^{*0}(1688)$  est observée dans l'état final  $p \pi^- \pi^0$ . Bien que les bandes de masses effectives associées à ces résonances et à la résonance  $\rho^-$  aient un recouvrement faible dans le diagramme de Dalitz correspondant, les événements avec production de ces résonances  $N^{*0}$  ont été éliminées afin de diminuer le fond non résonant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$ , qui pourrait masquer des résonances dans la région des masses élevées ; pour cela nous demandons :

$$M_{p\pi^-} < 1.48 \text{ GeV} \quad \text{ou} \quad M_{p\pi^-} > 1.88 \text{ GeV}$$

## II.1 LE SPECTRE DE MASSES EFFECTIVES $M_{\pi^- \pi^0}$

La figure 5 page 137 montre, aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c, les spectres de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  pour les événements satisfaisant les coupures précédentes. Le méson vecteur  $\rho^-$  est produit de façon abondante et aucune résonance de masse plus élevée n'est observée. Le fond non-résonnant qui apparaît sur ces distributions comporte deux composantes : l'une est conforme à l'espace de phases et l'autre est due aux événements dans lesquels le proton rapide et le  $\pi^-$  sont émis vers l'avant, et qui n'ont pas été éliminés par la coupure utilisée sur la masse effective  $M_{p\pi^-}$ .

Les ajustements par moindres carrés de ces spectres de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$ , correspondent au paramétrage suivant :

$$\frac{dN}{dm} = N_r \frac{\text{CBWG}(m) \times \text{FDS1}(m)}{\alpha} + (N_e - N_r) p_1 \frac{\text{FDS1}(m)}{\beta_1} + p_2 \frac{\text{FDS2}(m)}{\beta_2}$$

.CBWG (m) est le produit de convolution d'une distribution de Breit-Wigner BW(m) de largeur  $\Gamma = 150$  MeV et d'une distribution gaussienne d'écart type  $\sigma = 25$  MeV

$$BW(m) = \left[ (m - M_\rho)^2 + \Gamma^2/4 \right]^{-1}$$

$$G(m) = \exp \left[ -(m - M_\rho)^2 / 2\sigma^2 \right]$$

La première distribution rend compte de la largeur naturelle de la résonance, la seconde des erreurs avec lesquelles sont déterminées les masses effectives  $M_{\pi^-\pi^0}$ . La masse  $M_\rho$  de la résonance intervient comme paramètre dans la fonction CBWG(m) et est déterminée par l'ajustement.

.FDS1(m) décrit la composante d'espace de phases du fond non résonnant et possède une tangente verticale pour la borne inférieure  $m_0 = 2m_\pi$  du domaine de variation de m ; FDS2(m) qui décrit l'autre composante possède en ce point une tangente horizontale. La borne supérieure  $m_1$  du domaine de variation de m n'est pas fixée par l'espace de phases (qui conduit aux valeurs 3.28 GeV à l'impulsion incidente 9 GeV/c et 3.90 GeV à 12 GeV/c) mais par les conditions de déclenchement (impulsion du proton rapide plus grande que  $p_0/2$ ), ce qui donne :

$$\begin{aligned} m_1 &= 2.93 \text{ GeV à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c} \\ m_1 &= 3.38 \text{ GeV " " " " } 12 \text{ GeV/c} \end{aligned}$$

Au point  $m_1$ , FDS1(m) et FDS2(m) ont des tangentes verticales.

. $N_e$  est le nombre total d'événements sur chaque spectre

. $N_r$  désigne le nombre de résonances produites et est déterminé par l'ajustement

. $p_1$  et  $p_2$  sont les poids avec lesquels interviennent les deux fonds et sont déterminés par l'ajustement

. $\alpha$ ,  $\beta_1$  et  $\beta_2$  sont des facteurs de normalisation.

$$\alpha = \int_{m_0}^{m_1} CBWG(m) \times FDS1(m) \, dm$$

$$\beta_i = \int_{m_0}^{m_1} FDSi(m) \, dm \quad i = 1, 2$$

Les courbes tracées sur la figure 5 page 137 correspondent aux ajustements obtenus. Les résultats concernant la masse de la résonance et le



nombre de résonances produites sont donnés dans le tableau 1 page 97.

Les valeurs trouvées pour la masse du méson vecteur sont inférieures de 30 MeV à celles données dans les tables du "Particle Data Group" [Réf 18]. Ceci peut être dû à un petit effet systématique tel que l'existence d'une flèche résiduelle sur la trace associée au proton rapide.

Impulsion et signe du faisceau 9 GeV/c <sup>-</sup>	Impulsion et signe du faisceau 12 GeV/c <sup>-</sup>
$M_\rho = 741 \pm 4 \text{ MeV}$	$M_\rho = 740 \pm 5 \text{ MeV}$
$N_\rho = 2450 \pm 150$	$N_\rho = 840 \pm 50$

Tableau [ 1 ]

## II.2 LES DISTRIBUTIONS DE TRANSFERT $dN/du'$

Les distributions de la variable de transfert  $u' = u_{\max} - u$  sont présentées en échelle semi logarithmique sur la figure 6 page 138; elles correspondent aux événements avec production de la résonance  $\rho^-$  que nous sélectionnons avec les coupures :

$$0.64 \text{ GeV} < M_{\pi-\pi^0} < 0,84 \text{ GeV} \quad (\text{II.2.1})$$

Comme le montrent ces figures, ces distributions ont une forme parfaitement exponentielle. La méthode du maximum de vraisemblance donne pour une distribution normalisée à l'unité  $F(b, u') = be^{-bu'}$  :

$$\frac{d}{db} \text{Log } L = \frac{d}{db} \text{Log} \prod_{i=1}^{N_{\text{evts}}} be^{-bu'_i}$$

$$\text{soit : } b = \frac{N_{\text{evts}}}{\sum_{i=1}^{N_{\text{evts}}} u'_i} = \frac{1}{\langle u' \rangle}$$

En fait notre distribution expérimentale étant coupée à la valeur  $u'=1\text{GeV}^2$ , la pente  $b$  est reliée à la valeur moyenne sur l'intervalle  $[0, 1]$  de la variable  $u'$  par :

$$\langle u' \rangle_o^1 = \frac{1}{b} - (1 + \frac{1}{b}) e^{-b}$$

La détermination de la pente  $b$  se ramène donc à celle de la quantité  $\langle u' \rangle_o^1$  pour laquelle nous introduisons deux corrections :

a) La contribution du fond non résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  est soustraite à partir de bandes de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$  voisines de celle définie par les inégalités (II.2.1) :

$$\langle u \rangle_o^1 \text{ résonance} = \frac{N_{\text{evts}} \langle u \rangle_o^1 \text{ total} - N_{\text{fd}} \langle u \rangle_o^1 \text{ fond}}{N_{\text{evts}} - N_{\text{fd}}}$$

la proportion de fond  $N_{\text{fd}}/N_{\text{evts}}$  étant déduite de l'ajustement de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}$ , décrit au paragraphe II.1.

b) Une correction de faible importance, nécessitée par l'acceptance limitée de l'appareillage, est évaluée à l'aide de différents lots, de 10000 événements chacun, tirés suivant la méthode de simulation décrite dans l'appendice A.

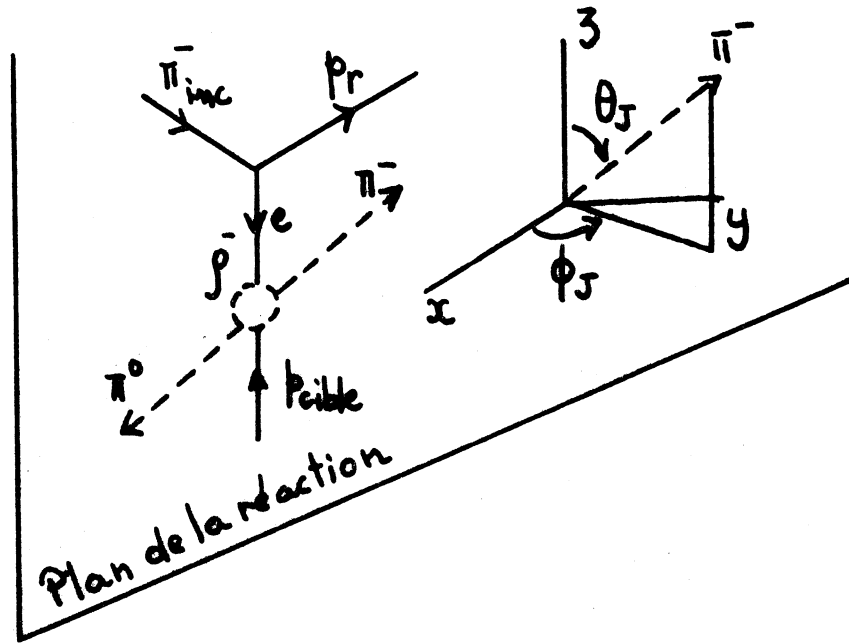
Nous obtenons, pour la pente  $b$ , les valeurs suivantes :

$b = 4,15 \pm 0,20 \text{ GeV}^{-2}$	à l'impulsion incidente	9 GeV/c
$b = 4,25 \pm 0,30 \text{ GeV}^{-2}$	"	"
	"	12 GeV/c

Tableau [ 2 ]

### II.3 LA MATRICE DENSITE DE LA RESONANCE $\rho^-$

La distribution des angles de désintégration de la résonance  $\rho^-$ , de spin  $J = 1$ , est étudiée dans le référentiel où la résonance est au repos, par rapport au système d'axes de Jackson [Réf 19]. Ce système d'axes qui est le système d'hélicité de la voie  $u$  de la réaction d'échange baryonique  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , est défini de la façon suivante :



. L'axe de quantification  $\vec{Oz}$  est parallèle et de même sens que l'impulsion du proton cible.

. L'axe  $\vec{Oy}$  est parallèle et de même sens que la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction, définie dans le référentiel du centre de masse de la réaction conformément à la convention de Bâle par : [ Réf. 20 ]

$$n = \frac{\vec{\pi}^-_{inc} \wedge \vec{\rho}^-}{|\vec{\pi}^-_{inc} \wedge \vec{\rho}^-|}$$

. L'axe  $\vec{Ox}$  forme avec les axes  $\vec{Oy}$  et  $\vec{Oz}$  un trièdre trirectangle direct. Dans ce système d'axes nous désignons par  $\theta_J$  et  $\phi_J$  les angles polaires de l'impulsion du  $\pi^-$  émis dans la désintégration de la résonance.

Le mélange statistique d'états de polarisation dans lesquels peut se trouver le méson vecteur produit est décrit par un opérateur densité, hermitique défini positif. Par rapport à une base de vecteurs d'états de moment angulaire  $|JM\rangle$  définis relativement au système d'axes de Jackson, il lui correspond une matrice carrée d'ordre 3.

Cette matrice satisfait les conditions suivantes :

.elle est hermitique  $\rho_{mm'} = \rho_{m'm}^*$

. elle satisfait les conditions de positivité :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho_{00} \geq 0 \\ \rho_{11} \geq |\rho_{1-1}| \\ |\rho_{10}|^2 \leq \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \end{array} \right.$$

. elle satisfait la condition de trace :  $\rho_{11} + \rho_{00} + \rho_{-1-1} = 1$

Le méson vecteur étant produit à partir d'un faisceau non polarisé dans une réaction conservant la parité, la matrice densité satisfait les conditions [Réf 20] :

$$\rho_{mm'} = (-)^{m-m'} \rho_{-m-m'} \quad (\text{II.3.1})$$

La matrice densité ne dépend alors que de quatre paramètres réels constitués par les éléments  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{1-1}$ ,  $\text{Re } \rho_{10}$  et  $\text{Im } \rho_{10}$ .

La conservation de la parité à la désintégration de la résonance implique que seuls les trois paramètres  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{1-1}$  et  $\text{Re } \rho_{10}$  peuvent être mesurés à partir de la distribution angulaire  $W(\cos \theta_J, \phi_J)$  de la désintégration [Réf 20] :

$$W(\cos \theta_J, \phi_J) = \frac{3}{4\pi} \left[ \frac{1}{2} (1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2} (3 \rho_{00} - 1) \cos^2 \theta_J \right. \\ \left. - \rho_{1-1} \sin^2 \theta_J \cos 2 \phi_J - \sqrt{2} \text{Re } \rho_{10} \sin 2 \theta_J \cos \phi_J \right]$$

Les projections  $W(\cos \theta_J)$  et  $W(\phi_J)$  de cette distribution angulaire sont données par :

$$W(\cos \theta_J) = \int_0^{2\pi} W(\cos \theta_J, \phi_J) d\phi_J \\ = \frac{3}{4} \left[ (1 - \rho_{00}) + (3 \rho_{00} - 1) \cos^2 \theta_J \right]$$

$$W(\phi_J) = \int_{-1}^{+1} W(\cos \theta_J, \phi_J) d \cos \theta_J$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left[ (1 + 2\rho_{1-1}) - 4\rho_{1-1} \cos^2 \phi_J \right]$$

Les distributions expérimentales des variables  $\cos \theta_J$  et  $\phi_J$  sont représentées sur la figure 7 page 139; ces distributions sont obtenues après soustraction du fond non résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi-\pi^0}$  en admettant qu'il est représenté correctement par les événements appartenant à des bandes de masses effectives voisines de celle utilisée pour sélectionner les événements avec production du méson vecteur.

La méthode des moments [Réf 20] permet d'exprimer en fonction de valeurs moyennes faisant intervenir la base orthonormée constituée par les harmoniques sphériques  $y_e^m(\theta, \phi)$ , les trois paramètres réels  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{1-1}$  et  $\text{Re} \rho_{10}$  :

$$\rho_{00} = -\frac{1}{2} + \frac{5}{2} \langle \cos^2 \theta_J \rangle$$

$$\rho_{1-1} = -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \theta_J \cos^2 \phi_J - \sin^2 \theta_J \sin^2 \phi_J \rangle$$

$$\text{Re} \rho_{10} = -\frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin \theta_J \cos \theta_J \cos \phi_J \rangle$$

La contribution du fond non résonnant et l'acceptance limitée de l'appareillage sont prises en compte de façon tout à fait analogue à celle utilisée dans la détermination de la quantité  $\langle u' \rangle_0^1$  de la distribution de transfert. Les valeurs obtenues pour les éléments de la matrice densité sont données dans le tableau 3 page 102.

Ces valeurs satisfont les conditions de positivité.

Les courbes tracées sur la figure 7 page 139 correspondent aux projections de la distribution angulaire de désintégration  $W(\cos \theta_J, \phi_J)$  calculées à partir des valeurs précédentes des éléments de la matrice densité et en tenant compte des corrections dues à l'acceptance limitée de l'appareillage.

Impulsion et signe du faisceau : 9 GeV/c <sup>-</sup>			Impulsion et signe du faisceau : 12 GeV/c <sup>-</sup>		
$\rho_{00}$	$\rho_{1-1}$	$\text{Re}\rho_{10}$	$\rho_{00}$	$\rho_{1-1}$	$\text{Re}\rho_{10}$
0,20±0,04	0,20±0,06	0,11 ± 0,03	0,19 ± 0,05	0,20±0,06	0,13±0,04

Tableau[3]: Eléments de la matrice densité de la résonance  $\rho^-$

#### II.4 CALCUL DE LA SECTION TOTALE $\sigma$

Les sections efficaces de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  sont données aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c par :

$$\sigma = \frac{N}{S} \times \frac{1}{\text{Acc} \times \text{Eff}} \times \text{Ctr} \text{ où :}$$

.N est le nombre de résonances  $\rho^-$  produites ; il est évalué à partir des résultats de l'ajustement de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^-\pi^0}$  et d'un facteur de correction introduit pour tenir compte de la coupure en probabilité de  $\chi^2$  utilisée pour sélectionner les événements.

.S désigne les sensibilités nominales de l'expérience relatives aux données aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c.

.Acc est l'acceptance géométrique globale de l'appareillage pour cette réaction. Elle est évaluée à l'aide de la méthode de simulation dans laquelle nous faisons les hypothèses suivantes :

-la masse effective  $M_{\pi^-\pi^0}$  est tirée suivant une distribution de Breit et Wigner de masse  $M_\rho = 770$  MeV et de largeur  $\Gamma_\rho = 150$  MeV.

-la variable de transfert u est tirée suivant une distribution exponentielle de pente b donnée par le tableau 2 page 98 .

-la distribution angulaire est celle d'une particule de spin  $J = 1$ , avec comme éléments de la matrice densité les valeurs données par le tableau 3.

Acc est donné en fonction du nombre total  $N_t$  d'événements tirés et des poids  $W_i$  attachés aux événements simulés qui satisfont les conditions de déclenchement des chambres à étincelles, par :

$$\text{Acc} = \sum_{\substack{\text{événements} \\ \text{conservés}}} W_i / N_t = 0,36 \quad \Delta \text{Acc}/\text{Acc} = 10\%$$

.Eff est l'efficacité du système de déclenchement des chambres à étincelles et de la chaîne de traitement des données [Réf 10] :

$$\begin{aligned} \text{Eff} &= 0,64 \quad \text{à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c} \\ \text{Eff} &= 0,67 \quad \text{"} \quad \text{"} \quad \text{"} \quad 12 \text{ GeV/c} \end{aligned}$$

.Le terme Ctr est un terme de correction que nous introduisons pour tenir compte de la coupure utilisée sur la distribution de la variable  $u'$ . La section efficace totale  $\sigma$  est reliée à la section efficace intégrée  $\sigma(u' < 1 \text{ GeV}^2)$  par la relation :

$$\sigma = \sigma(u' < 1 \text{ GeV}^2) \times \frac{1 - e^{-bu'_{\max}}}{1 - e^{-b}}$$

$u'_{\max} = u_{\max} - u_{\min}$  prend aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c. les valeurs respectives 15,4 GeV<sup>2</sup> et 21,1 GeV<sup>2</sup> ; étant donné les valeurs trouvées pour la pente  $b$ , le terme  $e^{-bu'_{\max}}$  est négligeable.

Nous obtenons les valeurs suivantes pour les sections efficaces de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  :

$\sigma = 1,24 \pm 0,08 \mu\text{b}$	à l'impulsion incidente	9 GeV/c
$\sigma = 0,67 \pm 0,07 \mu\text{b}$	"	" " 12 GeV/c

Tableau [4]

Dans le calcul d'erreurs nous n'avons pas tenu compte de l'erreur sur le facteur Eff, évaluée à 12% [Réf 10]. En effet ce facteur apparaît comme un facteur de normalisation global pour notre expérience et la précision avec laquelle il est connu importe peu lorsqu'on compare les sections efficaces des différentes réactions étudiées à partir des données de cette expérience.

Les valeurs de la section efficace et de la pente que nous avons

obtenues sont en bon accord avec les valeurs déterminées, de façon indépendante, à partir des données de cette expérience relatives à la réaction inclusive  $\pi^- p \rightarrow p \bar{M}^-$  [Réf 21]. Cette réaction a été étudiée sur le lot constitué des événements fournis par un passage du programme ROMEO avec dans l'état final, soit une seule trace chargée positive, soit deux traces chargées positive et négative, la trace positive satisfaisant dans les deux cas les conditions de déclenchement des chambres à étincelles. Sur la distribution expérimentale  $d\sigma/dM^2$ , plusieurs structures apparaissent et correspondent à la production des mésons  $\pi^-$ ,  $\rho^-$ ,  $A_2^-$ ,  $g^-$ . Après avoir introduit les corrections dues à l'acceptance limitée de l'appareillage, l'ajustement de la distribution expérimentale  $d\sigma/du$   $dM^2$  donne les valeurs suivantes dans le cas du méson vecteur :

$$b = 3,95 \pm 0,20 \text{ GeV}^{-2} \quad \sigma = 1,35 \pm 0,11 \mu\text{b} \quad \text{à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c}$$

$$b = 4,60 \pm 0,30 \text{ GeV}^{-2} \quad \sigma = 0,56 \pm 0,06 \mu\text{b} \quad \text{" " " } 12 \text{ Ge V/c}$$

L'accord qui existe entre ces valeurs et celles que nous avons obtenues montre que les corrections nécessitées par l'acceptance limitée de l'appareillage sont correctement évaluées par la méthode de simulation que nous avons employée et qui est décrite dans l'appendice A.

D'autre part, les masses carrées des mésons  $\pi^-$ ,  $\rho^-$ ,  $A_2^-$  déterminées par l'ajustement montrent un décalage de l'ordre de  $-0,1 \text{ GeV}^2$  par rapport aux valeurs données dans les tables du "Particle Data Group", ce qui correspond dans le cas du méson vecteur à un décalage en masse de l'ordre de  $-60 \text{ MeV}$ . Nous rappelons que nous avons observé sur nos lots d'événements qui ont été reconstruits cinématiquement, un effet analogue de  $-30 \text{ MeV}$ . Nous confirmons l'interprétation que nous avons donnée de cet effet systématique : existence probable d'une petite flèche résiduelle sur la trace associée au proton rapide.

## II.5 DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

Résumons l'étude que nous venons de présenter. Elle concerne la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \bar{M}^- \rightarrow p \pi^- \pi^0$  où le méson  $\bar{M}^-$  est produit vers l'arrière dans le référentiel du centre de masse. Cette étude est faite pour deux valeurs de l'impulsion incidente :  $9 \text{ GeV/c}$  et  $12 \text{ GeV/c}$ . Le spectre de masses effectives  $M_{\pi^- \pi^0}^-$  montre qu'aux deux énergies incidentes, seul le méson vecteur est produit. La distribution de la variable de transfert et la distribution de désintégration du méson ont permis, les corrections d'acceptance ayant été prises en compte, de déterminer la pente  $b$  de la distribution  $d\sigma/du$ , la section



efficace  $\sigma$  de la réaction et la matrice densité  $\rho$  du méson vecteur produit.

E.W. Anderson et al [Réf 1, 2] ont mesuré la section efficace différentielle  $d\sigma/du$  de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  aux impulsions incidentes 8 GeV/c et 16 GeV/c ; dans cette expérience le méson vecteur est identifié sur un spectre de masses manquantes si bien que les éléments de la matrice densité du méson ne peuvent pas être mesurés.

Dans ce paragraphe nous comparons nos résultats à ceux d'E.W. Anderson et confrontons l'ensemble des résultats obtenus dans les deux expériences aux prédictions d'un modèle d'échange d'une trajectoire de Regge dominante ( $\Delta_\delta$ ).

Dans la réaction de production vers l'arrière du méson vecteur  $\rho^-$ ,  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  l'isospin échangé dans la voie u a la valeur  $I_u = 3/2$ . La seule trajectoire baryonique que l'on puisse échangée est la trajectoire  $\Delta_\delta$ . Il lui correspond le paramétrage  $\alpha(u) = 0,15 + 0,9 u$  déduit du diagramme de Chew-Frautchi.

Aux quatre impulsions incidentes 8 GeV/c, 9 GeV/c, 12 GeV/c et 16 GeV/c les distributions expérimentales de la variable de transfert  $dN/du$  présentent une forme parfaitement exponentielle. Un modèle d'échange de la trajectoire  $\Delta_\delta$  ne prévoit aucune structure de dip dans la région de la variable de transfert u où les sections efficaces différentielles ont été mesurées ( $0 < u' < 1 \text{ GeV}^2$ ). En effet le premier dip attendu, pour l'échange de la trajectoire  $\Delta_\delta$ , se situe dans les modèles classiques à la valeurs  $u_1$  telle que  $\alpha(u_1) = -3/2$ , ce qui donne  $u_1 \simeq -1,8 \text{ GeV}^2$ .

Sur la figure 8 page 140 sont portées en fonction de la variable s, les pentes des distributions de transfert et les sections efficaces de la réaction aux quatre impulsions incidentes. Les valeurs que nous obtenons pour la pente à 9 GeV/c et 12 GeV/c ne montrent aucune variation significative avec l'énergie incidente et sont du même ordre de grandeur que la valeur mesurée par Anderson à 16 GeV/c. Il ne semble donc pas qu'il y ait un "antishrinking" du pic arrière dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$  comme auraient pu le laisser supposer les seules données d'Anderson.

En supposant une variation de la section efficace avec l'énergie incidente en  $s^{-n}$ , nous obtenons :

$$n = 2.5 \pm 0.2$$

Nous rappelons que les erreurs sur les sections efficaces à 9 GeV/c et 12 GeV/c ne tiennent pas compte d'une erreur de normalisation globale qui est de l'ordre de 12% dans notre expérience ; il en est de même pour les données d'Anderson pour lesquelles cette erreur est évaluée à 30%.

Un modèle d'échange d'une trajectoire de Regge prévoit un comportement de la section efficace différentielle  $d\sigma/du$  ( $u=0$ ) en  $s^{2\alpha(0)-2}$  où  $\alpha(0)$  est l'intercept de la trajectoire échangée. Etant donné la forme parfaitement exponentielle des distributions expérimentales  $d\sigma/du$ , la section efficace totale est telle que :

$$\sigma = \frac{d\sigma/du (u=0)}{b} (e^{b u_{\max}} - e^{b u_{\min}})$$

Si l'on néglige les effets dus à la variation avec l'énergie incidente de la pente et des bornes du domaine de variation de la variable de transfert  $u$ , nous devons avoir une variation avec l'énergie incidente de la section efficace totale en  $s^{2\alpha(0)-2}$  soit en  $s^{-1,7}$  pour la trajectoire  $\Delta_8$ . Cette prédiction est compatible avec la valeur expérimentale trouvée pour l'exposant  $n$ , compte tenu de la remarque que nous avons faite sur l'erreur avec laquelle est déterminé ce paramètre. Les données de cette expérience, relatives aux réactions  $\pi^- p \rightarrow p\pi^-$ ,  $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$  conduisent à des valeurs de l'exposant  $n$  pour ces deux réactions qui sont aussi en bon accord avec la prédiction précédente : [Réf.10]

$$\begin{aligned} \pi^- p \rightarrow p\pi^- & \quad n = 2,2 \pm 0,1 \\ \pi^- p \rightarrow p A_2^- & \quad n = 1,6 \pm 0,6 \end{aligned}$$

L'élément de matrice densité  $\rho_{10}$  n'étant pas mesurable, les conditions de positivité de la matrice densité du méson vecteur s'écrivent :

$$\begin{aligned} \rho_{00} & \geq 0 & \rho_{11} & \geq |\rho_{1-1}| \\ |\operatorname{Re} \rho_{10}| & \leq \left[ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right]^{1/2} \end{aligned}$$

Ces conditions sont satisfaites par nos données aux deux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c. Les valeurs du tableau 3 page 102 donnent :

$$\operatorname{Re} \rho_{10} = 0,11 \pm 0,03 \quad \left[ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right]^{1/2} = 0,14 \text{ à } 9 \text{ GeV/c}$$

$$\operatorname{Re} \rho_{10} = 0,13 \pm 0,04 \quad \left[ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right]^{1/2} = 0,14 \quad \text{à } 12 \text{ GeV/c}$$

Ces résultats numériques montrent que la borne supérieure de  $|\operatorname{Im} \rho_{10}|$ , que l'on obtient en saturant la condition de positivité  $|\rho_{10}| < \left[ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right]^{1/2}$  est compatible avec 0. Les éléments de la matrice densité sont reliés aux amplitudes d'hélicité de la voie u par :

$$\rho_{\lambda\mu} = N \sum_{i;k} F_{ik,\lambda} F_{ik,\mu}^* \quad N \text{ étant un facteur de normalisation fixé par la condition de trace : } \operatorname{Tr} \rho = 1.$$

Une matrice densité réelle, comme cela semble être le cas pour nos données, est donc compatible avec l'hypothèse d'une même phase pour toutes les amplitudes. Dans les modèles de pôles de Regge, cette condition est nécessaire lorsqu'on suppose qu'une seule trajectoire est échangée avec un paramétrage  $\alpha(u)$  réel.

C.C. Shih a fait une analyse dans le cadre d'un modèle de pôles de Regge des données relatives à la diffusion élastique vers l'arrière  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$  ainsi que des données d'Anderson [Réf 22]. Différents paramétrages  $\alpha(u)$  de la trajectoire  $\Delta_8$  ont été utilisés et sont en accord avec les distributions expérimentales de la variable de transfert  $u$ . Cependant, dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , ils conduisent pour les éléments de la matrice densité du méson vecteur dans le système d'hélicité de la voie s, à des prédictions fort différentes les unes des autres. On passe du système d'hélicité de la voie s au système d'hélicité de la voie u par une rotation autour de la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction. Comme nous le montrerons plus loin, l'expression  $\rho_{11} + \rho_{1-1}$  est invariante dans une telle rotation. Les éléments de la matrice densité que nous donnons dans le tableau 3 page 102 ne montrent aucune variation significative avec l'énergie incidente ; ils correspondent à la valeur suivante de l'invariant

$$\rho_{11} + \rho_{1-1} :$$

$$\rho_{11} + \rho_{1-1} = 0,5 - 0,5 \rho_{00} + \rho_{1-1} = 0,6 \pm 0,07$$

Dans les différentes prédictions de C.C. Shih,  $\rho_{1-1}$  a une valeur négative ; nous n'obtenons donc d'accord avec aucun de ces paramétrages.

Les données relatives aux réactions de photoproduction  $\gamma p \rightarrow N \pi$  où le nucléon est produit vers l'avant dans le référentiel du centre de masse, ont été interprétées dans le cadre d'un modèle de pôles de Regge et du modèle de la dominance vectorielle [Réf 23,24]. Le photon n'ayant pas d'hélicité 0, la section efficace de photoproduction est liée au produit de la section efficace de production du méson vecteur par le facteur  $2\rho_{11}$ , qui donne la proportion d'hélicité 1 ( $|\lambda| = 1$ ) du méson vecteur. Un accord satisfaisant a été obtenu avec les données expérimentales relatives aux réactions  $\gamma p \rightarrow N \pi$  et les données d'Anderson relatives à la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \bar{\rho}^-$ , en faisant l'hypothèse d'une proportion maximale d'hélicité 1 :  $2\rho_{11} = 1$  [Réf.23,24]. Dans nos données, aux deux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c, la proportion d'hélicité 1 est grande dans le système d'axes de Jackson :  $2\rho_{11} = 0,8$ . Remarquons cependant que la valeur de l'élément de matrice densité  $\rho_{11}$  dépend du système d'hélicité dans lequel on se place. Afin de déterminer l'incidence de ce choix, nous avons évalué dans quelles limites peut varier le paramètre  $\rho_{11}$  lorsque l'on fait tourner l'axe de quantification dans le plan de la réaction. Pour cela et par analogie avec le cas du photon, nous utilisons la base de polarisations linéaires définie en fonction des vecteurs d'état de moment angulaire  $(J = 1), M >$  attachés à un système d'hélicité H donné, par :

$$|X\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle - |-1\rangle)$$

$$|Y\rangle = \frac{i}{\sqrt{2}} (|1\rangle + |-1\rangle)$$

$$|Z\rangle = |0\rangle$$

Nous avons les relations suivantes entre les éléments de matrice densité correspondants :

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \rho_{11}^H - \rho_{1-1}^H & \rho_{zz} &= \rho_{00}^H \\ \rho_{yy} &= \rho_{11}^H + \rho_{1-1}^H & \rho_{xz} &= -\sqrt{2} \rho_{10}^H \end{aligned}$$

Compte tenu des relations II.3.1, les éléments  $\rho_{xy}$  et  $\rho_{yz}$  sont nuls. L'élément  $\rho_{yy}$  est invariant sous l'action des rotations d'angle  $\phi$  autour de la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction. En effet :  $\rho_{11}^H + \rho_{1-1}^H = \rho_{00}^T$  où  $\rho_{00}^T$  est relatif au système de transversité associé et dans lequel  $\vec{n}$  est l'axe

de quantification (dans des systèmes d'hélicité et de transversité associés les axes  $\vec{Ox}$  sont les mêmes, l'axe  $\vec{Oz}$  du système de transversité est l'axe  $\vec{Oy}$  du système d'hélicité). Compte tenu des conditions de positivité  $\rho_{xx} \geq 0$  et  $\rho_{zz} \geq 0$ , et de la condition de trace,  $\rho_{xx} + \rho_{yy} + \rho_{zz} = 1$ , la proportion d'hélicité 1,  $2\rho_{11}^H = \rho_{xx} + \rho_{yy}$ , satisfait les inégalités suivantes :

$$\rho_{yy} \leq 2\rho_{11}^H \leq 1$$

En évaluant l'invariant  $\rho_{yy}$  dans le système d'axes de Jackson à partir des données du tableau 3 page , nous obtenons numériquement :

$$0.6 \leq 2\rho_{11}^H \leq 1 \text{ quelque soit le système d'hélicité H considéré}$$

Nous allons à présent montrer que les limites ainsi obtenues sont effectivement atteintes dans les systèmes d'axes de Donohue et Høgaasen définis par la condition [Réf 25]:

$$\text{Re } \rho_{10}^H = 0 \text{ (II.5.1.)}$$

La position de ces systèmes par rapport au système d'axes de Jackson est fixée de la façon suivante. Rappelons tout d'abord les relations qui existent entre les éléments de matrice densité de deux systèmes d'hélicité et de transversité associés [Réf 20] :

$$\begin{aligned} \rho_{11}^H + \rho_{1-1}^H &= \rho_{00}^T \\ \rho_{11}^H - \rho_{1-1}^H &= \rho_{11}^T - \text{Re } \rho_{1-1}^T \\ \rho_{00}^H &= \rho_{11}^T + \text{Re } \rho_{1-1}^T \\ \sqrt{2} \text{Re } \rho_{10}^H &= \text{Im } \rho_{1-1}^T \end{aligned}$$

Considérons les deux systèmes d'hélicité et de transversité H' et T' déduits de deux systèmes H et T associés, par la rotation d'angle  $\phi$  autour de la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction et à laquelle correspond l'opérateur de rotation  $e^{-i\phi \vec{J} \cdot \vec{n}}$ . Nous avons la relation :

$$\rho_{1-1}^{T'} = \langle 1^T | e^{i\phi \vec{J} \cdot \vec{n}} \rho_{1-1}^T e^{-i\phi \vec{J} \cdot \vec{n}} | -1^T \rangle = e^{2i\phi} \rho_{1-1}^T$$

La relation II.5.4, donne :

$$\operatorname{tg} 2\phi = \frac{-2\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}}{\rho_{00} - (\rho_{11} - \rho_{1-1})}$$

ce qui fixe la position des systèmes d'axes de Donohue et Høgaasen par rapport au système d'axes de Jackson. De façon analogue, nous obtenons les éléments diagonaux de la matrice densité dans ces systèmes d'axes :

$$\rho_{xx} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \rho_{11} - \rho_{1-1} - \left\{ (\rho_{00} - \rho_{11} + \rho_{1-1})^2 + 8(\operatorname{Re} \rho_{10})^2 \right\}^{1/2} \right]$$

$$\rho_{yy} = \rho_{11} + \rho_{1-1}$$

$$\rho_{zz} = \frac{1}{2} \left[ 1 - \rho_{11} - \rho_{1-1} + \left\{ (\rho_{00} - \rho_{11} + \rho_{1-1})^2 + 8(\operatorname{Re} \rho_{10})^2 \right\}^{1/2} \right]$$

La condition  $\operatorname{Re} \rho_{10} = \left\{ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right\}^{1/2}$  qui est approximativement satisfaite par nos données montre alors que dans ces systèmes d'axes l'on a soit  $2\rho_{11} = \rho_{yy} = 0,6$ , soit  $2\rho_{11} = 1$ .

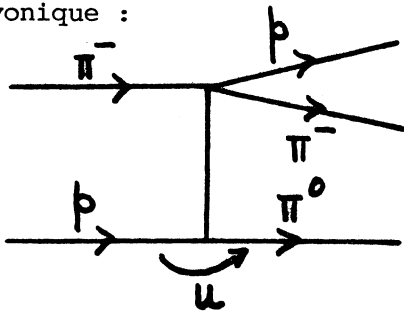
En conclusion, quelque soit le système d'hélicité, nous avons une proportion importante d'hélicité 1 pour le méson vecteur produit, comme le veut le modèle de la dominance vectorielle.

III.- ETUDE DE LA REACTION  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$

Nous rappelons que l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  est faite sur un lot d'événements satisfaisant l'hypothèse à 1 contrainte  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  de l'ajustement cinématique ainsi que les coupures :

- .  $Pb(\chi^2) > 5 \cdot 10^{-3}$
- .  $-0,3 \text{ GeV}^2 < MM^2 < 0,2 \text{ GeV}^2$

Toutes les figures présentées sont faites en utilisant la coupure suivante qui permet de se placer dans la région cinématique de l'espace de phases intéressante pour l'étude de cette réaction d'échange baryonique :



$u > -1 \text{ GeV}^2$  où  $u$  désigne le carré du moment transféré entre le faisceau et le système  $p\pi^-$  de l'état final.

Nous utilisons une coupure en  $u$  car dans le cas de cette réaction, la limite supérieure  $u_{\text{max}}$  du diagramme de Chew et Low est une fonction croissante de la variable  $M_{p\pi^-}$ .

Nous rappelons aussi les principaux effets dus à l'acceptance limitée de l'appareillage (cf Appendice A) :

- la distribution angulaire de la désintégration de la résonance  $N^{*0}$  produite vers l'avant dans le référentiel du centre de masse, est très biaisée dans la région de l'hémisphère arrière dans le cas d'une résonance  $N^{*0}$  de masse supérieure à 1,3 GeV. Cet effet est d'autant plus marqué que la masse de la résonance est élevée; les résonances de masses élevées sont donc défavorisées par l'acceptance de l'appareillage.

- par contre la distribution de la variable de transfert  $u$  est peu affectée par l'acceptance, dans la région qui nous intéresse.

### III.1 - LE SPECTRE DE MASSES EFFECTIVES $M_{p\pi^-}$ .

Nous présentons sur la figure 9, page 141, les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  pour les deux lots d'évènements correspondant aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c.

Ces spectres de masses qui sont très semblables sont caractérisés par :

- un effet résonant très marqué qui se situe dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  correspondant à la résonance  $N^{*0}$  (1688)
- un épaulement apparaît dans la région de la résonance  $N^{*0}$  (1520)
- un effet résonant beaucoup moins important dans la région de la résonance  $\Delta^0$  (1232) et qui n'a de signification statistique que pour les données à 9 GeV/c.

En vue d'une étude systématique des résonances produites aux deux énergies incidentes, les deux distributions expérimentales sont ajustées simultanément par moindres carrés, le  $\chi^2$  de l'ajustement étant obtenu en faisant la somme des  $\chi^2$  construits à partir des données à 9 GeV/c et 12 GeV/c. Nous utilisons pour les résonances  $N^{*0}$  produites, des formes de Breit-Wigner et pour le fond non résonant une fonction possédant au point  $M_p + M_\pi$  une tangente verticale, comme le veut l'espace de phases :



$$\frac{dN}{dm} = \sum_{i=1}^3 \frac{N_{Ri}}{\alpha_i} BW(m; M_i, \Gamma_i) FDS(m) + \frac{N_e - \sum N_{Ri}}{\beta} FDS(m)$$

avec

$$BW(m, M_i, \Gamma_i) = \frac{1}{(m-M_i)^2 + \Gamma_i^2/4}$$

$$FDS(m) = \frac{\sqrt{m^2 - m_0^2}}{m} (1 + am) \quad m_0 = M_p + M_\pi$$

- . Ne désigne le nombre total d'entrées dans chaque histogramme;  $\alpha_i$  et  $\beta$  sont des facteurs de normalisation
- . Les paramètres  $N_{Ri}$  (nombres de résonances à chaque énergie),  $M_i$ ,  $\Gamma_i$  et  $a$  sont déterminés par l'ajustement.

Le fond  $FDS(m)$  intervient de façon multiplicative; l'ajustement du paramètre  $a$  permet alors de tenir compte de la variation lente de l'acceptance de l'appareillage avec la masse effective  $M_{p\pi^-}$ .

Nous obtenons les résultats donnés dans le tableau 5, page 113. Les erreurs indiquées sont d'origine purement statistique et ne rendent pas compte de l'incertitude sur la forme du fond ou d'éventuels effets d'interférence.

$M_1 = 1677 \pm 2 \text{ MeV} \quad \Gamma_1 = 130 \pm 6 \text{ MeV}$ $M_2 = 1515 \pm 5 \text{ MeV} \quad \Gamma_2 = 105 \pm 17 \text{ MeV}$ $M_3 = 1259 \pm 6 \text{ MeV} \quad \Gamma_3 = 102 \pm 8 \text{ MeV}$	
Impulsion du faisceau 9 GeV/c	Impulsion du faisceau 12 GeV/c
$N_1 = 4363 \pm 192$	$N_1 = 1089 \pm 63$
$N_2 = 992 \pm 146$	$N_2 = 297 \pm 54$
$N_3 = 540 \pm 97$	$N_3 = 120 \pm 40$

Tableau [ 5 ]

III.2 - DETERMINATION DE L'ISOSPIN ECHANGE.

Les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^0}$  sont présentés sous forme hachurée sur la figure 9, page 141; les événements ont été sélectionnés avec les mêmes coupures que précédemment, la variable de transfert  $u$  étant définie dans ce cas entre le proton cible et le  $\pi^-$  de l'état final.

Ces distributions ne présentent pratiquement pas d'effets résonnants ayant une signification statistique. Ce n'est que pour les données à 9 GeV/c (voir la figure 1, page 133 tracée à une échelle différente) qu'il apparaît un petit effet résonnant constitué d'une centaine d'événements correspondant à la résonance  $\Delta^+$  (1232). Mis à part cet effet, ces distributions présentent une allure de fond non résonnants d'importance croissante avec la masse effective  $M_{p\pi^0}$ ; cet effet est plus marqué à l'impulsion incidente 9 GeV/c qu'à 12 GeV/c et nous l'interprétons comme étant dû à la réflexion des résonances  $\rho^-$  et  $N^{*0}$  produites dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow p\rho^-$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}\pi^0$ .

Dans l'interprétation des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}\pi^0 \rightarrow p\pi^-\pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*+}\pi^- \rightarrow p\pi^-\pi^0$  dans le cadre de modèles d'échange, les diagrammes suivants sont associés à ces réactions :

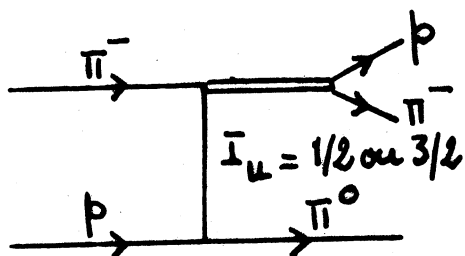


Diagramme I

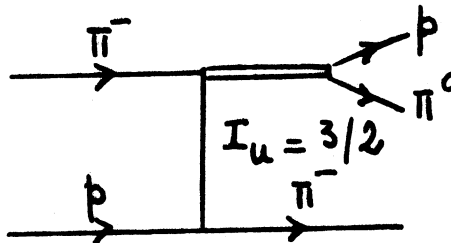


Diagramme II

Dans la production vers l'avant d'une résonance  $N^{*+}$  (diagramme II) seul l'isospin  $I_u = 3/2$  peut être échangé. Dans la production vers l'avant d'une résonance  $N^{*0}$  (diagramme I) l'isospin échangé peut prendre la valeur  $I_u = 1/2$  ou  $I_u = 3/2$ . La comparaison des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et  $M_{p\pi^0}$  permet de donner une estimation de l'importance relative de ces deux contributions lorsqu'on fait l'hypothèse que c'est la même résonance  $N^*$ , de nombres quantiques déterminés, qui est produite dans les deux cas.

Soient  $N^+$  et  $N^0$  les nombres d'évènements observés respectivement sur les deux spectres de masses effectives  $M_{p\pi^0}$  et  $M_{p\pi^-}$ ; soient  $X_1$  et  $X_3$  les contributions respectives des échanges d'isospin 1/2 et 3/2 au processus décrit par le diagramme I.

La conservation du spin isotopique permet de calculer le rapport entre la section efficace associée au diagramme I, en supposant qu'il n'y a échange que d'isospin 3/2, et la section efficace associée au diagramme II; le résultat est indépendant de la valeur  $I = 1/2$  ou  $I = 3/2$  de l'isospin de la résonance  $N^*$  produite :

$$\frac{\sigma_{\text{I}}^{I=3/2}}{\sigma_{\text{II}}} = \frac{4}{9}$$

En désignant par  $\alpha$  le rapport des acceptances pour les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0 \rightarrow p \pi^- \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*+} \pi^- \rightarrow p \pi^- \pi^0$  ( $\alpha \simeq 3$ ) nous obtenons pour la contribution d'isospin 3/2 :

$$X_3 = \frac{4}{9} \alpha N^+$$

L'amplitude associée au diagramme I est la somme des amplitudes  $A_{1/2}$  et  $A_{3/2}$  associées respectivement aux échanges d'isospin 1/2 et 3/2. Il en résulte l'inégalité triangulaire :

$$|\sqrt{N^0} - \sqrt{X_3}| \leq \sqrt{X_1} \leq \sqrt{N^0} + \sqrt{X_3}$$

ce qui nous donne les limites inférieures et supérieures suivantes pour

la contribution de l'échange d'isospin 1/2 au processus décrit par le diagramme I :

$$X_1^\pm = \left[ \sqrt{N^0} \pm 2 \sqrt{\alpha N^+ / 3} \right]^2$$

En prenant 100 évènements comme limite supérieure pour  $N^+$  (cf figure 1 page 133), nous obtenons pour le rapport  $X_3/X_1$  les limites supérieures suivantes :

- 0.05 pour la résonance de masse  $M_1 = 1677$  MeV
- 0.33 pour la résonance de masse  $M_2 = 1515$  MeV
- 0.98 pour la résonance de masse  $M_3 = 1259$  MeV.

Nous en concluons que dans la production des résonances de masses  $M_1 = 1677$  MeV et  $M_2 = 1515$  MeV, le mécanisme dominant est l'échange de l'isospin  $I_u = 1/2$  alors que dans la production de la résonance  $\Delta(1232)$ , les contributions des échanges des isospins  $I_u = 1/2$  et  $I_u = 3/2$  pourraient être d'égales importances.

### III.3 LES DISTRIBUTIONS $dN/du'$ DE LA VARIABLE DE TRANSFERT.

Les distributions de la variable de transfert  $u' = u_{\max} - u$  sont présentées sur la figure 10 page 142, pour les évènements ayant une masse effective  $M_{p\pi}$  comprise entre 1,62 GeV et 1,74 GeV. Ces distributions présentent un changement de pente significatif au voisinage de la valeur  $u_0 = 0.15$  GeV<sup>2</sup>. Il semble difficile d'attribuer une telle structure au fond. Des ajustements par maximum de vraisemblance donnent les valeurs suivantes des pentes :

$b_1 = 5,4 \text{ GeV}^{-2}$	$b_2 = 2,0 \text{ GeV}^{-2}$ à l'impulsion incidente 9 GeV/c
$b_1 = 6,0 \text{ GeV}^{-2}$	$b_2 = 2,3 \text{ GeV}^{-2}$ à l'impulsion incidente 12 GeV/c

Tableau [ 6 ]

Pour les évènements correspondant à la production des deux autres résonances, nous n'observons pas de structure analogue sur les distributions  $dN/du'$ ; la faible statistique dont nous disposons dans ces régions de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et l'importance du fond non résonnants ne nous permettent pas d'en tirer de conclusions.

Pour une valeur de  $u$  voisine de  $-0.15 \text{ GeV}^2$ , des dips apparaissent dans les distributions de transfert mesurées dans différentes expériences de diffusion élastique vers l'arrière  $\pi^+ p \rightarrow p\pi^+$  et d'échange de charge  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0$  pour des impulsions incidentes comprises entre  $5 \text{ GeV}/c$  et  $17 \text{ GeV}/c$  [Réf. 26, 27, 28]. Dans la même région de la variable de transfert, de telles structures n'apparaissent pas dans le cas de la diffusion vers l'arrière  $\pi^- p \rightarrow p\pi^-$  [Réf. 27, 28] ni dans les données relatives à la réaction  $\pi^- p \rightarrow p\rho^-$ . Dans un modèle d'échange de trajectoires de Regge, cette structure de dip dans la distribution de la variable de transfert s'explique par le zéro de non sens de la trajectoire  $N_\alpha$  situé à la valeur  $u_0 \simeq -0.15 \text{ GeV}^2$ . Les structures que nous observons pourraient avoir la même origine.

#### III.4 LES DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DE DESINTEGRATION.

Les biais introduits par l'acceptance limitée de l'appareillage dans les distributions angulaires de désintégration des résonances  $N^*$  produites, et le manque de précision avec laquelle sont évaluées les corrections correspondantes ne permettent pas une détermination complète des éléments de matrice densité de ces résonances.

Nous avons vu que les deux résonances de masses les plus élevées sont produites par un mécanisme dominant d'échange d'isospin  $1/2$ . Afin d'établir l'éventuelle importance d'un mécanisme d'échange de proton, nous avons testé l'hypothèse d'échange d'un spin  $1/2$ . Nous présentons dans ce paragraphe les résultats de ce test et d'un essai d'identification des résonances  $N^*$  produites.



matrice vérifie la condition de trace  $\text{Tr } \rho = 1$  et les conditions  $\rho_{mm'} = (-)^{m-m'} \rho_{-m-m'}$  déduites de la conservation de la parité à la production de la résonance  $N^{*0}$  dans une réaction avec un faisceau non polarisé. La distribution angulaire de désintégration  $W(\theta_J, \phi_J)$  s'exprime en fonction des éléments  $\rho_{ij}$  de cette matrice densité. Nous avons calculé cette distribution pour les hypothèses de spin  $J = 3/2$  et  $J = 5/2$ ; le détail des calculs et les résultats sont donnés dans l'appendice B. Nous donnons ci-dessous les projections  $W(\cos \theta_J)$  des distributions angulaires, pour les trois hypothèses de spin  $J = 1/2$ ,  $J = 3/2$  et  $J = 5/2$  :

$$\begin{aligned} W_{1/2}(\cos \theta_J) &= 1/2 \\ W_{3/2}(\cos \theta_J) &= \frac{1}{2} \rho_{1/2 \ 1/2} (1 + 3 \cos^2 \theta_J) + \frac{3}{2} \rho_{3/2 \ 3/2} \sin^2 \theta_J \\ W_{5/2}(\cos \theta_J) &= \frac{3}{4} \rho_{1/2 \ 1/2} (1 - 2 \cos^2 \theta_J + 5 \cos^4 \theta_J) \\ &\quad + \frac{3}{8} \rho_{3/2 \ 3/2} \sin^2 \theta_J (1 + 15 \cos^2 \theta_J) + \frac{15}{8} \rho_{5/2 \ 5/2} \sin^4 \theta_J \end{aligned}$$

Nous présentons sur la figure 11 page 143 les distributions expérimentales correspondantes. A chacune des deux énergies incidentes, trois distributions sont présentées; elles correspondent aux trois effets résonants observés sur les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ , les événements étant sélectionnés par les coupures :

- a -  $1,2 \text{ GeV} < M_{p\pi^-} < 1,3 \text{ GeV}$
- b -  $1,48 \text{ GeV} < M_{p\pi^-} < 1,56 \text{ GeV}$
- c -  $1,62 \text{ GeV} < M_{p\pi^-} < 1,74 \text{ GeV}$

Sur chaque histogramme la courbe dessinée dans le bas représente la contribution du fond non résonnant; la proportion de fond est déduite des résultats de l'ajustement des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et la distribution de "désintégration" est supposée isotrope. Ces courbes montrent donc comment varie l'acceptance de l'appareillage en fonction de la variable  $\cos \theta_J$ . On constate que pour des valeurs croissantes de l'angle  $\theta_J$ , l'acceptance diminue; cet effet est d'autant plus marqué que la masse

de la résonance est élevée, ce qui est dû à l'angle d'ouverture à la désintégration de la résonance et à la disposition géométrique des détecteurs du système de déclenchement des chambres à étincelles.

La conservation du moment angulaire total dans la formation de la résonance  $N^{x^0}$  produite et le fait que dans le système d'axes de Jackson l'axe de quantification est constitué par la direction commune au faisceau incident et à la particule échangée, impliquent que si la particule échangée a un spin  $1/2$ , seul l'élément de matrice densité  $\rho_{1/2 \ 1/2}$  est différent de zéro (il est alors déterminé par la condition de trace  $\text{Tr } \rho = 1$ ). Dans cette hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin, nous avons les expressions suivantes des distributions  $W_J(\cos \theta_J)$  :

$$W_{1/2}(\cos \theta_J) = 1/2$$

$$W_{3/2}(\cos \theta_J) = \frac{1}{4}(1 + 3 \cos^2 \theta_J)$$

$$W_{5/2}(\cos \theta_J) = \frac{3}{8}(1 - 2 \cos^2 \theta_J + 5 \cos^4 \theta_J)$$

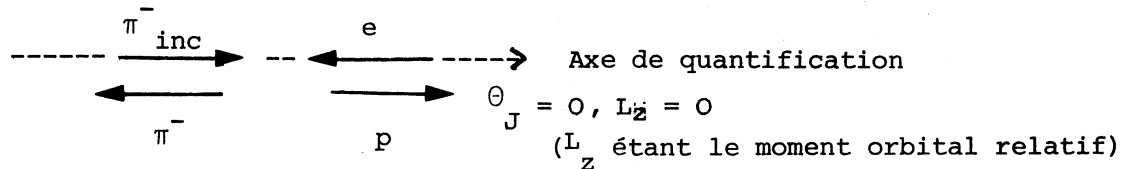
Dans la région de masses effectives  $M_{p\pi}$  - correspondant à la résonance  $N^{x^0}$  (1688), l'hypothèse de spin  $J = 5/2$  et l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin conduisent à un bon accord avec les données expérimentales comme le montrent les courbes dessinées dans le haut des parties c de la figure 11 page 143; ces courbes ont été tracées en tenant compte de la contribution du fond non-résonnant, et de l'acceptance de l'appareillage.

Dans la région de masses effectives  $M_{p\pi}$  - correspondant à la résonance  $N^{x^0}$  (1520), bien que l'hypothèse de spin  $J = 3/2$  soit celle qui rend le mieux compte des données expérimentales, l'accord avec ces données n'est pas très satisfaisant (courbe en trait plein sur les parties b de la figure 11 page 143); dans le voisinage de la valeur  $\cos \theta_J = +1$ , la distribution théorique déduite de l'hypothèse de spin  $J = 3/2$  et de l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin ne rend pas suffisamment compte du pic important observé sur les distributions expérimentales.



L'hypothèse d'alignement 1/2 du spin ne peut pas être remise en cause; en effet les distributions  $W_J(\cos \theta_J)$  (cf page 119) prennent leur valeur maximale au point  $\cos \theta_J = +1$  lorsque l'élément de matrice  $\rho_{1/2 \ 1/2}$  prend sa valeur maximale :  $\rho_{1/2 \ 1/2} = 0,5$  ce qui correspond à une hypothèse d'alignement 1/2 du spin. Dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  considérée, la contribution de la résonance de masse  $M_1 = 1677$  MeV est encore importante comme le montrent les courbes tracées en pointillé sur la figure 9 page 141. Nous faisons alors l'hypothèse d'un mélange cohérent de spins  $J$  différents tout en conservant l'hypothèse d'alignement 1/2 du spin ce qui introduit dans les distributions  $W_J(\cos \theta_J)$  un terme supplémentaire qui décrit l'interférence entre les deux résonances. Justifions ces hypothèses :

- d'une part l'hypothèse d'alignement 1/2 du spin est la seule qui puisse rendre compte du pic important observé sur les distributions expérimentales à la valeur  $\cos \theta_J = +1$  comme nous l'avons fait remarquer précédemment. Il en est de même pour le terme d'interférence qui fait intervenir les fonctions  $d_{M\lambda}^J(\cos \theta_J)$  ( $\lambda$  étant l'hélicité du proton émis) qui s'annulent au point  $\cos \theta_J = +1$  pour les valeurs de  $M$  différentes de  $\pm 1/2$ . D'ailleurs pour  $\cos \theta_J = +1$  nous avons le schéma suivant :



la loi de conservation de la composante  $J_z$  du moment angulaire total serait violée pour  $M$  différent de  $\pm 1/2$

- d'autre part cet ensemble d'hypothèses correspond pour un mélange de spins au nombre minimum de paramètres.

Comme le veut l'ambiguïté de Minami, la forme du terme d'interférence ne dépend que de la parité relative des deux résonances. Pour ces deux résonances de spin  $J = 3/2$  et  $J = 5/2$  de parités opposées le terme d'interférence est de la forme  $\cos^3 \theta$  alors que pour des parités identiques il est de la forme  $15 \cos^4 \theta - 12 \cos^2 \theta + 1$  (cf Appendice B). Les courbes traitées en pointillé sur les parties b de la figure 11 page 143 montrent que l'adjonction du terme d'interférence  $\cos^3 \theta$  conduit à un meilleur

leur accord avec les données expérimentales aux deux énergies incidentes.

Dans la région de masses effectives  $M_{p\pi}$  - correspondant à la résonance  $\Delta^0(1232)$ , la distribution expérimentale  $W(\cos \theta_J)$  est incompatible avec l'hypothèse de spin  $J = 3/2$  et l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin. Contrairement aux cas précédents, cette distribution ne présente pas de pic à la valeur  $\cos \theta_J = +1$ . L'ajustement par moindres carrés à l'aide de la distribution  $W_{3/2}(\cos \theta_J) = \frac{1}{2} \rho_{1/2 \ 1/2} (1 + 3 \cos^2 \theta_J) + \frac{3}{2} \rho_{3/2 \ 3/2} \sin^2 \theta_J$ , et de la distribution supposée isotrope du fond non résonnant, toutes deux corrigées pour tenir compte de l'acceptance limitée de l'appareillage, donne la proportion suivante d'échange d'hélicité  $3/2$  :

$$\rho_{3/2 \ 3/2} + \rho_{-3/2 \ -3/2} = 0,71 \pm 0,15 \text{ à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c}$$

$$\rho_{3/2 \ 3/2} + \rho_{-3/2 \ -3/2} = 0,71 \pm 0,25 \text{ à l'impulsion incidente } 12 \text{ GeV/c}$$

En conclusion, en ce qui concerne les effets résonnants observés aux masses  $M_1 = 1677 \text{ MeV}$  et  $M_2 = 1515 \text{ MeV}$ , l'étude des distributions angulaires de désintégration montrent que :

- l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin semble être bien vérifiée. Etant donnée la valeur  $I_u = 1/2$  de l'isospin échangé dans la voie u, il apparaît donc que le mécanisme d'échange d'un proton serait le mécanisme dominant la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^0$  dans la région de masses effectives  $M_{p\pi}$  - considérée.

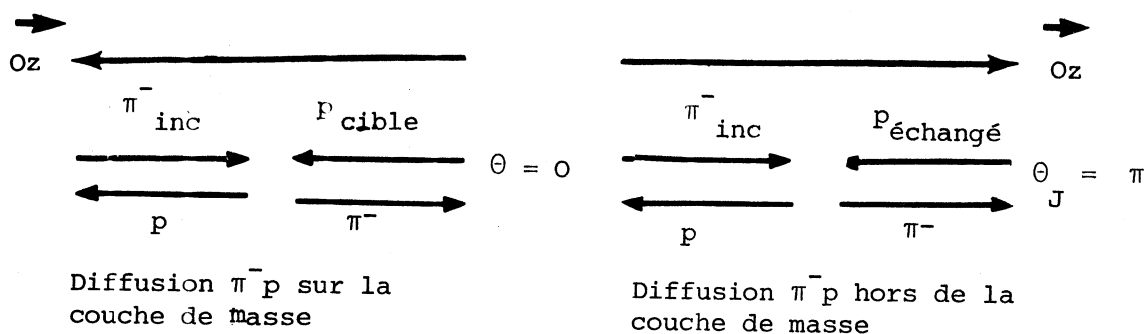
- les résonances correspondant à l'effet résonnant de masse  $M_1 = 1677 \text{ MeV}$  auraient un spin  $J = 5/2$  et celles correspondant à l'effet résonnant de masse  $M_2 = 1515 \text{ MeV}$ , un spin  $J = 3/2$ . Etant donné le mécanisme d'échange de proton qui semble dominer cette réaction, nous allons comparer les résultats obtenus à ceux relatifs aux données concernant la diffusion  $\pi^- p$  où le proton est sur sa couche de masse. Les sections efficaces de formation des résonances comportant un facteur  $2J + 1$ , les résonances les plus abondamment observées dans les interactions  $\pi^- p$  et dans une région de masses donnée, sont les résonances ayant le spin le plus élevé, ce qui est en accord avec les résultats que nous obtenons dans nos données. Les

résonances dont nous observons la production seraient donc les résonances :

$$N^{*0} (1520) (J^P = 3/2^-) \quad N^{*0} (1688) (J^P = 5/2^+) \quad \text{et} \quad N^{*0} (1670) (J^P = 5/2^-)$$

Remarquons que toutes ces résonances ont un isospin  $I = 1/2$ . Au chapitre II, nous présentons une étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  dans laquelle le spectre de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  a une forme très similaire; d'une part l'isospin  $I_u = 1/2$  échangé dans la voie u est déterminé sans ambiguïté ce qui confirme la valeur  $I_u = 1/2$  trouvée pour l'isospin échangé dans la voie u de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , d'autre part nous démontrerons que les résonances produites ont un isospin  $I = 1/2$  ce qui rejoint la remarque faite précédemment et confirme donc la valeur des spins  $J$  attribués aux résonances produites. L'effet d'interférence que nous avons mis en évidence dans la région de masses de la résonance  $N^{*0} (1520)$  devrait permettre alors de conclure que l'effet résonant observé à la masse  $M_1 = 1677$  MeV est uniquement dû à la production de la résonance  $N^{*0} (1688) (J^P = 5/2^+)$ . Remarquons cependant que, bien que sur les figures présentées le signal associé à cet effet ait une signification statistique, l'importance de cet effet est relativement faible. Le degré de confiance qu'on doit accorder aux conclusions qu'on peut en tirer, dépend de celui qu'on peut accorder à la détermination des fonctions  $F_{M_{p\pi^-}}(\theta)$  qui décrivent la variation de l'acceptance de l'appareillage avec l'angle  $\theta$  et qui sont utilisées pour tracer toutes les courbes dessinées sur la figure 11 page 143. C'est pourquoi nous n'excluons pas la possibilité de la production de la résonance  $N^{*0} (1670) (J^P = 5/2^-)$ .

Dans cette hypothèse, nous allons examiner ce que donnerait l'interférence entre les deux résonances  $N^{*0} (1688)$  et  $N^{*0} (1670)$ . Un tel terme d'interférence, qui est de la forme  $25 \cos^5 \theta - 26 \cos^3 \theta + 5 \cos \theta$ , a été invoqué pour expliquer dans les données relatives à la diffusion  $\pi^- p$ , la présence, sur la distribution de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse, d'un pic très prononcé pour les valeurs de  $\cos \theta$  voisines de + 1. Cependant la direction associée dans le système d'axes de Jackson à cette valeur de l'angle de diffusion est donnée par  $\cos \theta_J = -1$  comme le montre le schéma suivant :



Etant donné que l'acceptance de l'appareillage est beaucoup plus limitée dans l'hémisphère arrière que dans l'hémisphère avant, l'importance éventuelle d'un tel effet d'interférence aurait alors pour conséquence que l'effet résonnant, de masse  $M_1 = 1677$  MeV, ne serait pratiquement pas observé dans nos données. Si l'on croit à l'analogie entre nos données et celles relatives à la diffusion  $\pi^- p$ , il ne doit donc pas y avoir production de la résonance  $N^{*0}$  (1670). Par contre si l'on admet la possibilité pour le terme d'interférence d'avoir un signe opposé à celui qu'il a dans les données relatives à la diffusion  $\pi^- p$ , les sections efficaces que nous donnons au paragraphe suivant pour la production de l'effet résonnant de masse  $M_1 = 1677$  MeV, seraient alors surestimées d'un facteur de l'ordre 2.

En ce qui concerne l'effet résonnant observé à la masse  $M_3 = 1259$  MeV, nous supposons qu'il est dû à la production de la résonance  $\Delta^0$  (1232). Nous rappelons que dans cette région de masses, les échanges des isospins  $I_u = 1/2$  et  $I_u = 3/2$  peuvent être d'égales importances et que la proportion d'hélicité  $3/2$  est plus grande que celle d'hélicité  $1/2$ . Remarquons cependant que ce résultat dépend de façon primordiale de l'hypothèse d'une distribution angulaire isotrope du fond non-résonnant dont la proportion est grande dans cette région de masses.

### III.5 CALCUL DES SECTIONS EFFICACES.

Le calcul des sections efficaces est fait à partir des valeurs des sensibilités nominales de l'expérience aux deux énergies incidentes et des nombres de résonances  $N^{*0}$  produites, ces nombres étant donnés par les ajustements des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ . Des facteurs de

correction ont été introduits pour tenir compte :

- du fond constitué par les évènements qui ne sont pas réellement du type  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$

- de la coupure sur le carré de la masse manquante utilisée dans la constitution des lots d'évènements; pour calculer l'effet dû à cette coupure nous avons supposé une forme gaussienne pour le pic intervenant dans la distribution de la variable  $MM^2$ .

- des acceptances de l'appareillage pour les diverses réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ ; dans le calcul par simulation des facteurs d'acceptance Acc les hypothèses concernant les distributions angulaires et de transfert, ont été faites en accord avec les résultats expérimentaux et de manière à obtenir après simulation des distributions identiques aux distributions expérimentales. Si l'on suppose une distribution angulaire de désintégration symétrique pour les effets résonants de masses  $M_1 = 1677$  MeV et  $M_2 = 1515$  MeV, les facteurs d'acceptance Acc dépendent peu des hypothèses de spin  $J = 3/2$  ou  $J = 5/2$  des résonances  $N^{*0}$  produites; par contre dans l'éventuelle production des résonances  $N^{*0}$  (1688) et  $N^{*0}$  (1670) avec un terme d'interférence présentant un pic pour les valeurs de  $\cos \theta_J$  voisines de 1, le facteur d'acceptance correspondant Acc est alors sous-estimé d'un facteur  $\sim 2$ .

Etant donné le manque de précision avec laquelle sont connus les rapports d'embranchement des désintégrations des résonances produites, dans le canal  $p\pi^-$  et la possibilité de la production de plusieurs résonances dans la région de masses de la résonance  $N^{*0}$  (1688), nous n'avons pris en compte dans le calcul des sections efficaces, ni ces rapports d'embranchement, ni les facteurs d'isospin.

Les sections efficaces que nous donnons dans le tableau 7 page 126 sont donc relatives aux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , les résonances produites se désintégrant dans le canal  $p\pi^-$

Comme dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , les erreurs que nous donnons ne tiennent pas compte de l'erreur sur le facteur de normalisation global Eff, évaluée à 12%.

Réaction	Impulsion du faisceau: 9 GeV/c	Impulsion du faisceau : 12 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0 \rightarrow p \pi^- \pi^0$	$1,61 \pm 0,24 \mu\text{b}$	$0,64 \pm 0,11 \mu\text{b}$
$\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1520) \pi^0 \rightarrow p \pi^- \pi^0$	$0,29 \pm 0,07 \mu\text{b}$	$0,14 \pm 0,04 \mu\text{b}$
$\pi^- p \rightarrow \Delta^0(1232) \pi^0 \rightarrow p \pi^- \pi^0$	$0,11 \pm 0,03 \mu\text{b}$	$0,05 \pm 0,02 \mu\text{b}$

[Tableau 7]

### III.6 DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS ET CONCLUSIONS.

Dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , de production vers l'avant des résonances  $N^{*0}(1688)$  et  $N^{*0}(1520)$ , l'isospin échangé dans la voie u ayant la valeur  $I_u = 1/2$ , nous allons comparer la variation avec l'énergie incidente des sections efficaces de ces réactions avec les prédictions d'un modèle d'échange dominant de la trajectoire de Regge  $N_\alpha$ . En supposant une loi de variation en  $s^{-n}$ , les données du tableau 7 page 126 conduisent aux valeurs suivantes de l'exposant n :

$$n = 3,3 \pm 0,5 \quad \text{pour} \quad \pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0$$

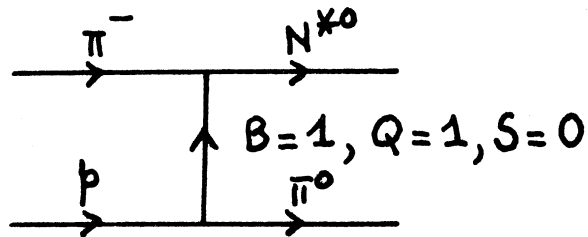
$$n = 2,7 \pm 0,8 \quad \text{pour} \quad \pi^- p \rightarrow N^{*0}(1520) \pi^0$$

Les erreurs sur l'exposant n ont été calculées sans tenir compte des erreurs sur les facteurs d'acceptance Acc, et d'efficacité Eff, du système de déclenchement des chambres à étincelles et de la chaîne de traitement des données. En effet ces facteurs ont sensiblement la même valeur aux deux énergies incidentes et l'imprécision avec laquelle ces termes sont connus a peu d'influence sur la précision avec laquelle est déterminé le rapport des sections efficaces.

Les valeurs expérimentales de l'exposant n sont en bon accord avec la valeur  $n \simeq 2,8$  que donne l'hypothèse d'échange de la trajectoire  $N_\alpha$ . Nous rappelons que la structure observée à la valeur  $u_0 \simeq -0,15 \text{ GeV}^2$  dans les distributions de la variable de transfert dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0$ , est aussi en accord avec cette hypothèse d'échange de la trajectoire  $N_\alpha$ .

Nous allons à présent discuter les résultats obtenus pour les sections efficaces de production des résonances  $\Delta^{\circ}(1232)$  et  $N^{\ast\circ}(1688)$ .

Dans le cadre d'un modèle naif mais simple d'échange d'une particule, le diagramme suivant est associé aux réactions  $\pi^{-}p \rightarrow N^{\ast\circ}\pi^{\circ}$  de production vers l'avant des résonances  $N^{\ast\circ}$



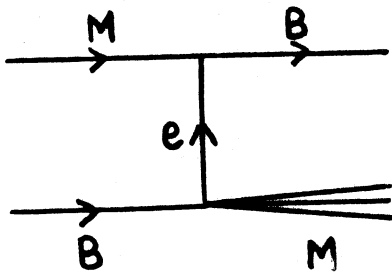
Nous avons vu que dans le cas de la résonance  $N^{\ast\circ}(1688)$ , le baryon échangé a un isospin  $I = 1/2$  et un spin  $J = 1/2$ . Nous faisons donc l'hypothèse d'un mécanisme d'échange dominant d'un proton, dont la position du pôle est la plus proche de la région physique. Nous rappelons que seulement 30% des résonances  $\Delta^{\circ}(1232)$  sont produites dans un état d'hélicité  $1/2$ . Compte tenu des rapports d'embranchement des résonances et des facteurs d'isospin, nous obtenons la valeur suivante du rapport des sections efficaces de production des résonances  $\Delta^{\circ}(1232)$  et  $N^{\ast\circ}(1688)$  :

$$\frac{\sigma_{\Delta^{\circ}(1232)} (|\lambda| = 1/2)}{\sigma_{N^{\ast\circ}(1688)}} \sim \frac{1}{40}$$

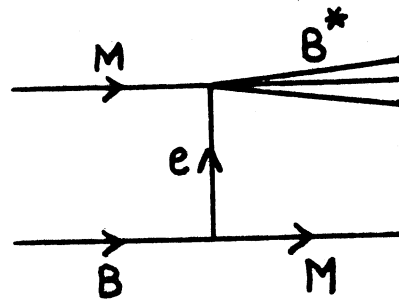
Remarquons que :

- dans la production des résonances  $\Delta^{\circ}(1232)$ , les échanges d'isospin  $1/2$  et  $3/2$  peuvent être d'égales importances la valeur du rapport précédent apparaît donc comme une limite supérieure de ce rapport
- dans l'éventuelle production des résonances  $N^{\ast\circ}(1688)$  et  $N^{\ast\circ}(1670)$  avec un terme d'interférence conduisant à un pic sur la distribution de la variable  $\cos \Theta_J$  pour des valeurs voisines de 1, le rapport précédent serait multiplié par un facteur de l'ordre de 2, la section efficace à considérer étant relative à l'effet résonant dû à la production de ces deux résonances.

Dans un modèle d'échange de proton, on s'attend à ce que le rapport des sections efficaces de production des résonances  $\Delta^0(1232)$  et  $N^{*0}(1688)$  soit du même ordre de grandeur que le rapport des sections efficaces de formation de ces résonances dans la diffusion  $\pi^-p$  sur la couche de masse; or ce rapport est supérieur ou égal à 1 [Réf 18]. Il semble difficile d'attribuer cette différence, qui est de 2 ordres de grandeur, aux corrections cinématiques. Il est donc nécessaire, dans une telle interprétation, de supposer l'existence d'un mécanisme qui soit inhibe fortement la production de la résonance  $\Delta^0(1232)$ , soit favorise fortement la production de la résonance  $N^{*0}(1688)$ , dans la diffusion  $\pi^-p$  avec le proton hors de la couche de masse. Afin de déterminer laquelle de ces deux éventualités a lieu, nous comparons nos données concernant la réaction  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c aux données relatives à la réaction d'échange baryonique  $\pi^-p \rightarrow n \pi^0$ . Nous faisons cette comparaison dans le cadre d'un modèle dû à P. Hoyer et al [Réf.29] qui ont appliqué des considérations de dualité à l'étude des réactions d'échange baryonique inclusives suivantes :

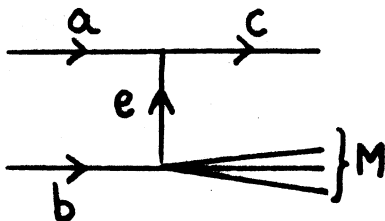


Réactions I : production vers l'arrière de mésons



Réactions II : production vers l'avant de baryons

Citons ces auteurs et considérons la réaction inclusive



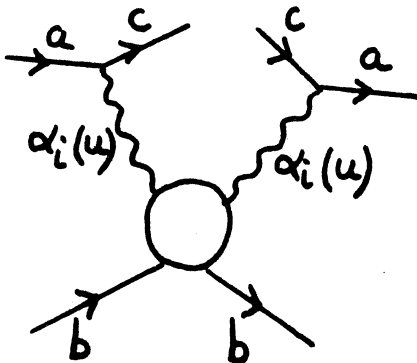
$$a + b \rightarrow c + X$$

Pour les faibles valeurs de  $-u$  et les grandes valeurs de  $s/M^2$ , la section efficace différentielle



$\frac{d\sigma}{du dM^2}$  est proportionnelle à l'amplitude de diffusion vers l'avant

$A_{be}(M^2, u)$  où  $u$  désigne le moment transféré dans la voie  $a\bar{c}$ ; soit  $\alpha_i(u)$  la trajectoire dominante de Regge échangée. Pour les grandes valeurs de  $M^2$  l'approximation de triple Regge donne :



$$A_{be}(M^2, u) \sim \alpha(M^2)^{\alpha(0) - 2\alpha_i(u)}$$

où  $\alpha(0)$  est l'"intercept" de la trajectoire dominante dans le canal  $b\bar{e}$ .

Les auteurs font alors appel à la dualité semi locale du type Dolen-Horn-Schmid pour étendre ces

prédictions, pour les faibles valeurs de la variable  $M^2$ , à la section efficace différentielle moyenne  $\langle \frac{d\sigma}{du} \rangle_{M^2}$ , évaluée sur un intervalle de la variable  $M^2$

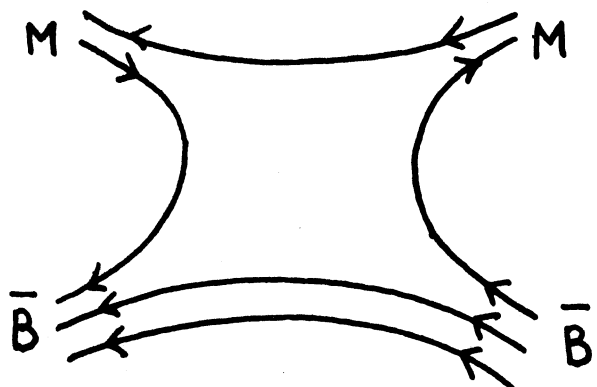
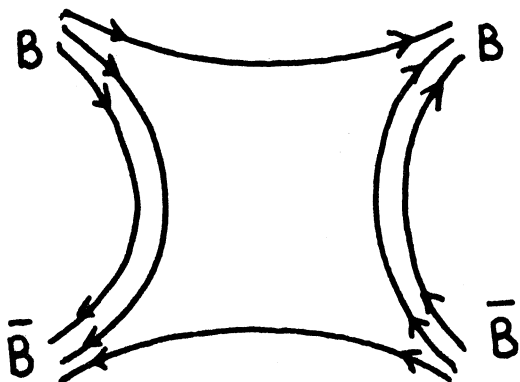
$$\langle \frac{d\sigma}{du} \rangle_{M^2} \sim \alpha(M^2)^{\alpha(0) - 2\alpha_i(u)}$$

Etant donné les arguments auxquels fait appel ce modèle, seul un accord qualitatif peut être recherché avec les données expérimentales.

Ces prédictions semblent être en accord avec les données expérimentales relatives à la production vers l'avant de mésons dans les réactions d'échange de mésons [Réf.29]. La valeur  $\alpha(0) = 0,5$  obtenue dans l'ajustement des données est normale pour une trajectoire d'échange de mésons.

Dans le cas des réactions I et II,  $\alpha(0)$  désigne l'intercept de la trajectoire dominante dans les canaux respectifs  $B\bar{B}$  et  $M\bar{B}$ .

Les diagrammes de dualité suivants :



montrent que pour les réactions I, les résonances  $M^*$  produites sont duales d'une trajectoire d'échange exotique, ce qui explique la faible valeur  $\alpha(0) = -0.5$  obtenue dans l'ajustement des données relatives à la production vers l'arrière des résonances  $M^*$  [Réf.29].

Dans le cas des réactions II, les résonances  $B^*$  produites sont duales d'une trajectoire d'échange de mésons et l'on s'attend alors à ce qu'à transfert fixé, la section efficace de production des résonances  $B^*$  augmente avec la masse  $M$  de ces résonances. De façon quantitative la valeur  $\alpha(0) = 0,5$  donne dans le cas d'un échange dominant de la trajectoire  $N_\alpha$ :

$$\left\langle \frac{d\sigma}{du} \right\rangle \sim M^2 \alpha(M^2)^{0,5 - 2\alpha_{N_\alpha}(u)} \quad (\text{III.6.1})$$

Nous allons comparer, de façon qualitative, ces prédictions aux données relatives aux réactions  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$ .

La réaction d'échange de charge  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0$  où le neutron est produit vers l'avant, a été étudiée à l'impulsion incidente 10,1 GeV/c par J.P. Boright et al [Réf.26]. Dans cette réaction une structure de dip est observée dans la distribution de la variable de transfert  $u$ , au voisinage de la valeur  $u_0 = -0,2 \text{ GeV}^2$ .

Compte tenu d'une extrapolation en  $s^{-3}$  des sections efficaces différentielles avec l'énergie incidente, les données expérimentales montrent qu'à la valeur  $u = 0$  du transfert, la section efficace différentielle de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$  est environ cinq fois plus grande que celle de la réaction  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0$ .

En supposant que dans les deux réactions  $\pi^- p \rightarrow n\pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$  la trajectoire dominante échangée est la trajectoire  $N_\alpha$ , la formule (III.6.1) donne la valeur suivante du rapport des sections efficaces différentielles  $d\sigma/du(u=0)$  :

$$\frac{d\sigma/du(u=0) \mid \pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0}{d\sigma/du(u=0) \mid \pi^- p \rightarrow n\pi^0} = 4,5$$

qui est en très bon accord avec les données expérimentales. La structure

de dip observée sur les distributions  $d\sigma/du$  et le fait qu'elle soit plus prononcée dans les données relatives à la réaction  $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$ , ne permettent pas de comparer les données expérimentales aux prédictions théoriques pour d'autres valeurs de la variable de transfert  $u$ .

La section efficace différentielle  $d\sigma/du$  de la réaction  $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$  a aussi été menée par C. de Marzo et al [Réf.30], J. Schneider et al. [Réf. 31] à l'impulsion incidente 8 GeV/c et par R.C. Chase et al. [Réf.32] à l'impulsion incidente 6 GeV/c. A  $u = 0$ , les valeurs de ces sections efficaces différentielles sont en bon accord avec celle mesurée par J.P.Boright et al., compte tenu d'une variation en  $s^{-3}$  de ces sections efficaces avec l'énergie incidente. Dans toutes ces données une structure apparaît de façon plus ou moins marquée, sur les distributions de la variable de transfert  $u$ , au voisinage de la valeur  $u_0 = -0,2 \text{ GeV}^2$ . Elle est la plus prononcée dans les données de J.P.Boright dans lesquelles elle prend la forme d'une structure de dip.

En résumé ce modèle dont les prédictions semblent être en bon accord qualitatif avec les données relatives aux réactions de production de mésons vers l'avant et vers l'arrière, permet aussi, dans le cas des réactions d'échange baryonique  $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$  et  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$ , de rendre compte de la variation de la section efficace avec la masse du baryon produit vers l'avant. Cependant ce modèle ne permet pas d'expliquer la très faible valeur du rapport des sections efficaces de production par échange de nucléon des résonances  $\Delta^0(1232)$  et  $N^{*0}(1688)$ .

En conclusion il semble donc nécessaire de supposer l'existence d'un mécanisme qui inhibe fortement la production vers l'avant de la résonance  $\Delta^0(1232)$  dans la réaction d'échange de nucléon  $\pi^-p \rightarrow \Delta^0(1232)\pi^0$ .

TABLE DES FIGURES
-------------------

Figure 1 : Spectre des masses ( $M(p\pi^0)$ ) à l'impulsion incidente 9 GeV/c

Figure 2 : Distribution à l'impulsion incidente 9 GeV/c; des carrés des masses manquantes  $MM^2$  pour les événements reconstruits géométriquement et avec dans l'état final une trace rapide de charge positive et une trace de charge négative.

Figure 3 : Même distribution que sur la figure 2, à l'impulsion incidente 12 GeV/c.

Figure 4 a et b : Mêmes distributions que sur les figures 2 et 3 pour les événements avec :

$$M(p\pi^-) < 2 \text{ GeV}$$

$$u > -1 \text{ GeV}^2, \text{ où } u \text{ désigne le carré du moment transféré entre le } \pi^- \text{ incident et le système } p\pi^- \text{ de l'état final}$$

Figure 5a et b : Spectres des masses  $M(\pi^-\pi^0)$  aux impulsions incidentes 9 GeV et 12 GeV/c.

Figure 6 : Distributions de la variable de transfert  $u'$  dans la réaction  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c

Figure 7 : Distributions angulaires de désintégration de la résonance  $\rho^-$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c

Figure 8 : Section efficace et pente de la distribution de transfert en fonction de la variable  $s$  pour la réaction  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$

Figure 9 : Spectres des masses  $M(p\pi)$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c

Figure 10: Distributions de la variable de transfert  $u'$  dans la réaction  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c (a)

Figure 11: Distributions angulaires  $W(\cos \theta_J)$  des résonances  $\Delta^0(1232)$ ,  $N^{*0}(1520)$  et  $N^{*0}(1688)$  produites dans les réactions  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}\pi^0$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c, (b) (c)

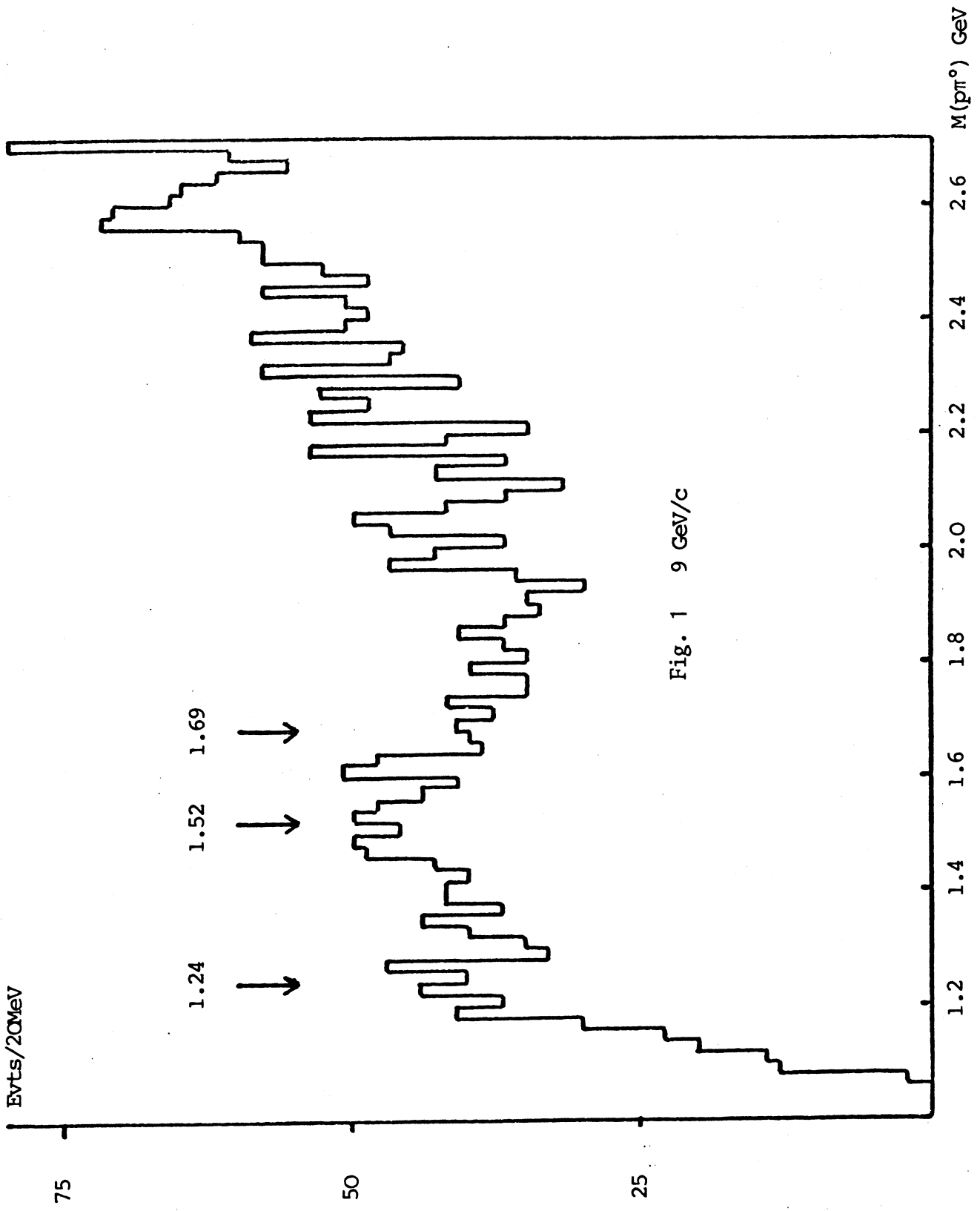


Fig. 1 9 GeV/c

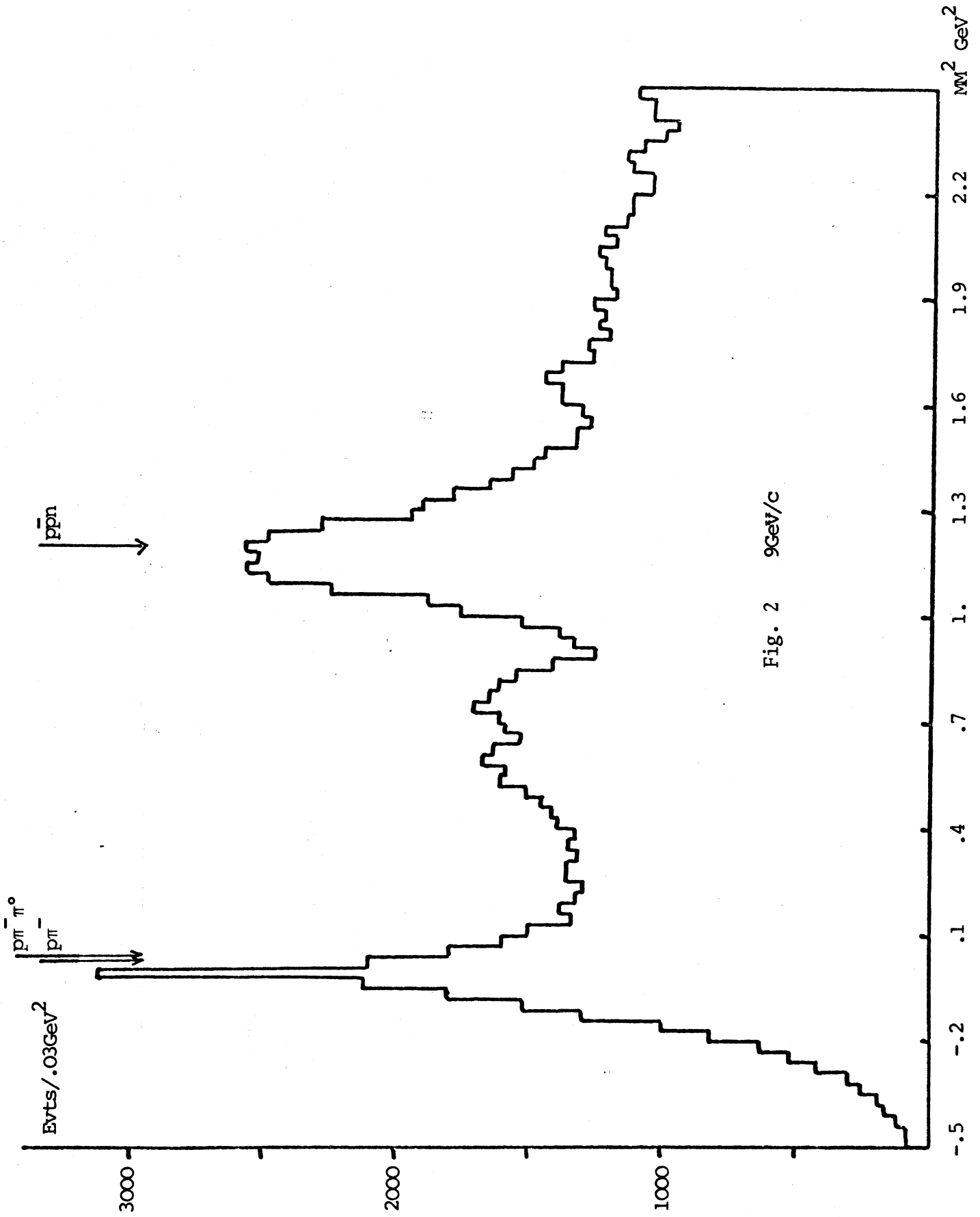


Fig. 2 9GeV/c

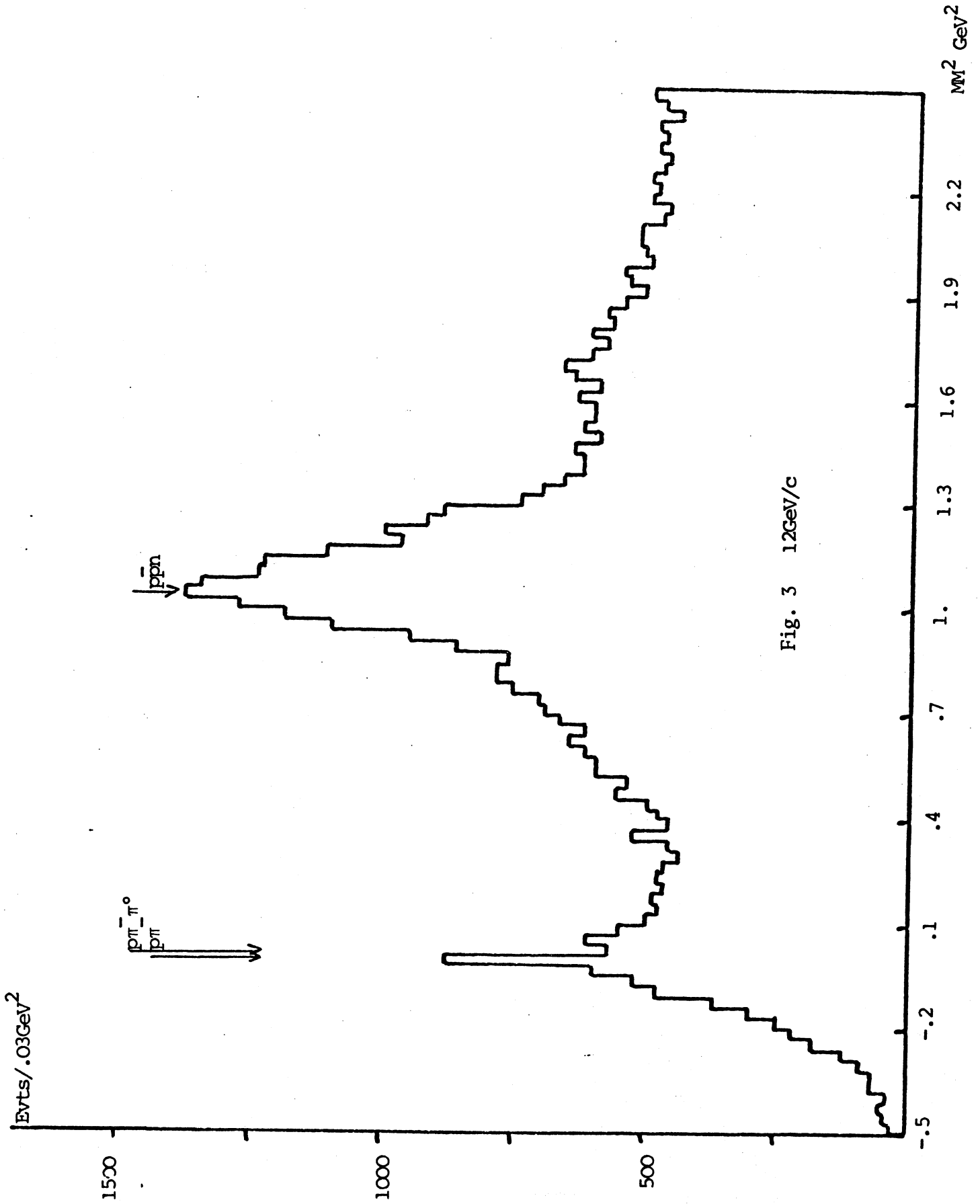


Fig. 3 12GeV/c

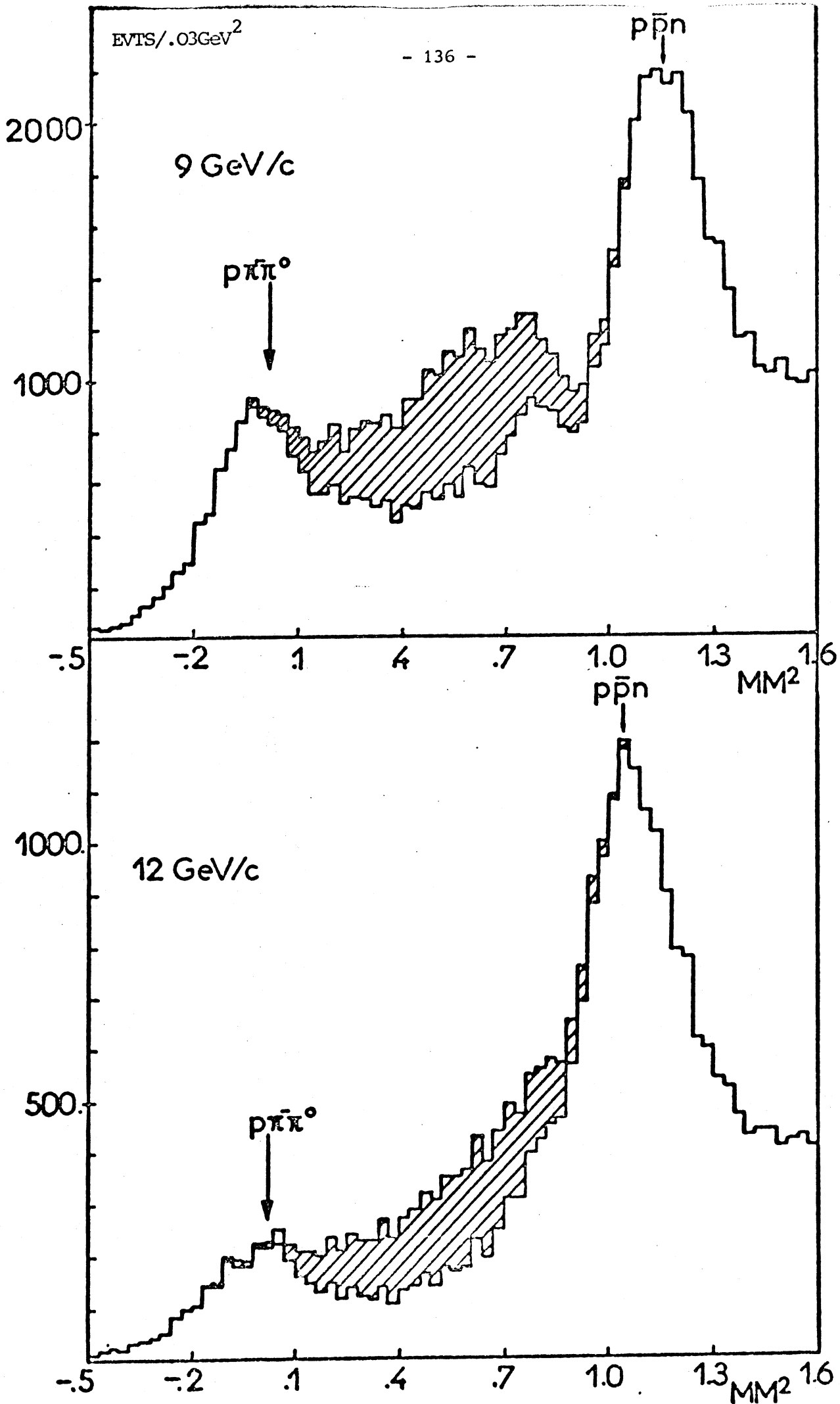


Fig. 4



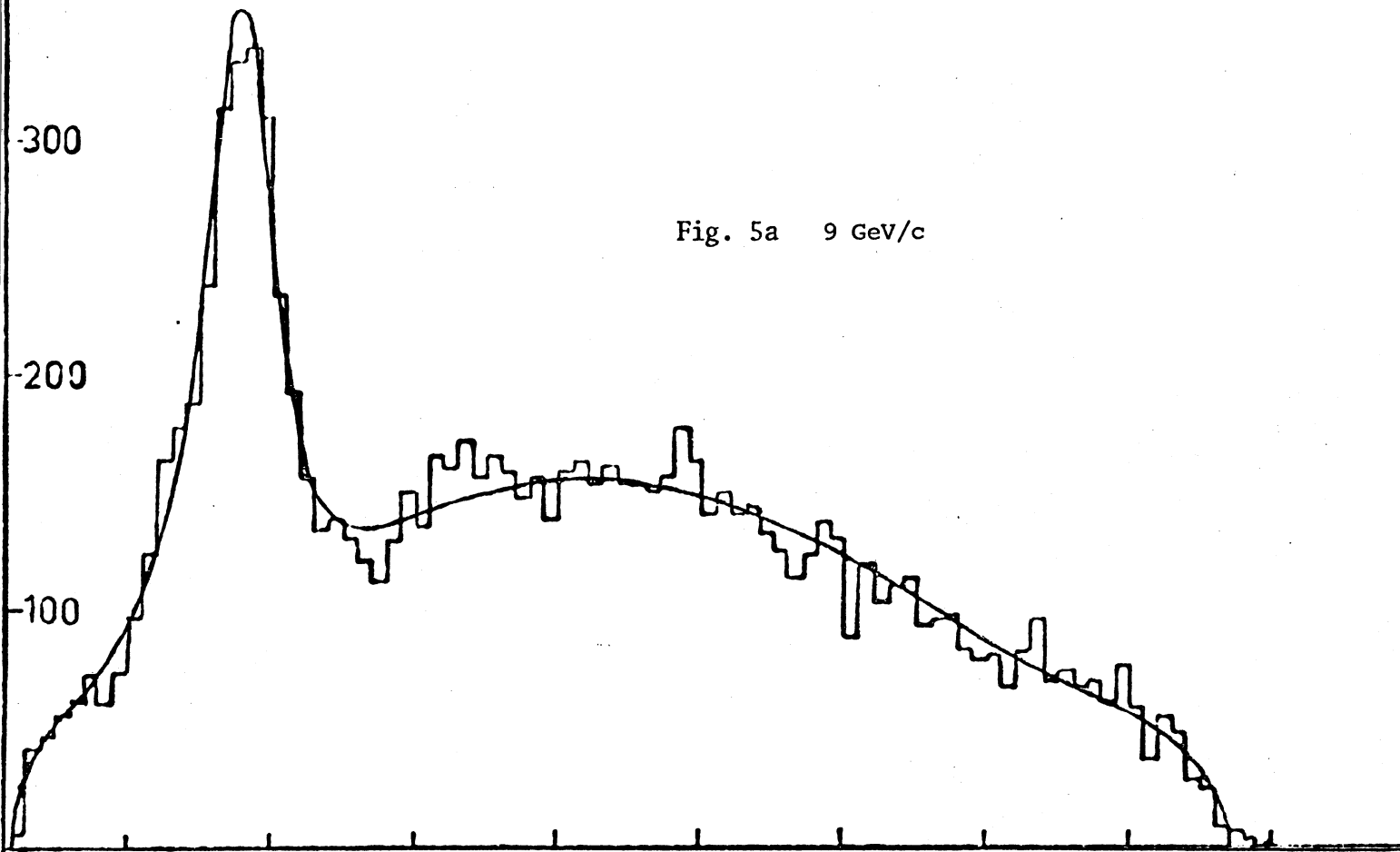


Fig. 5a 9 GeV/c

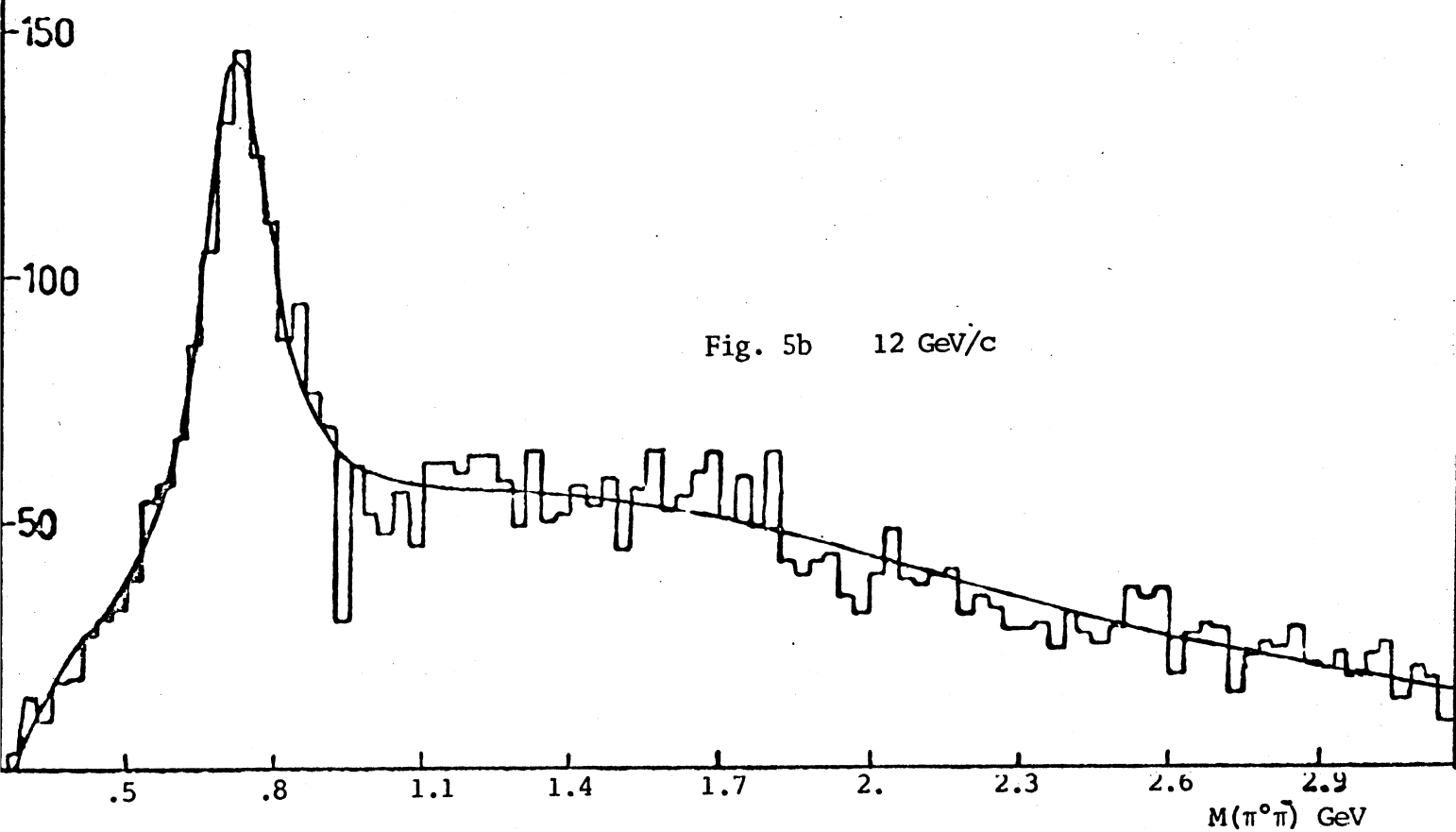
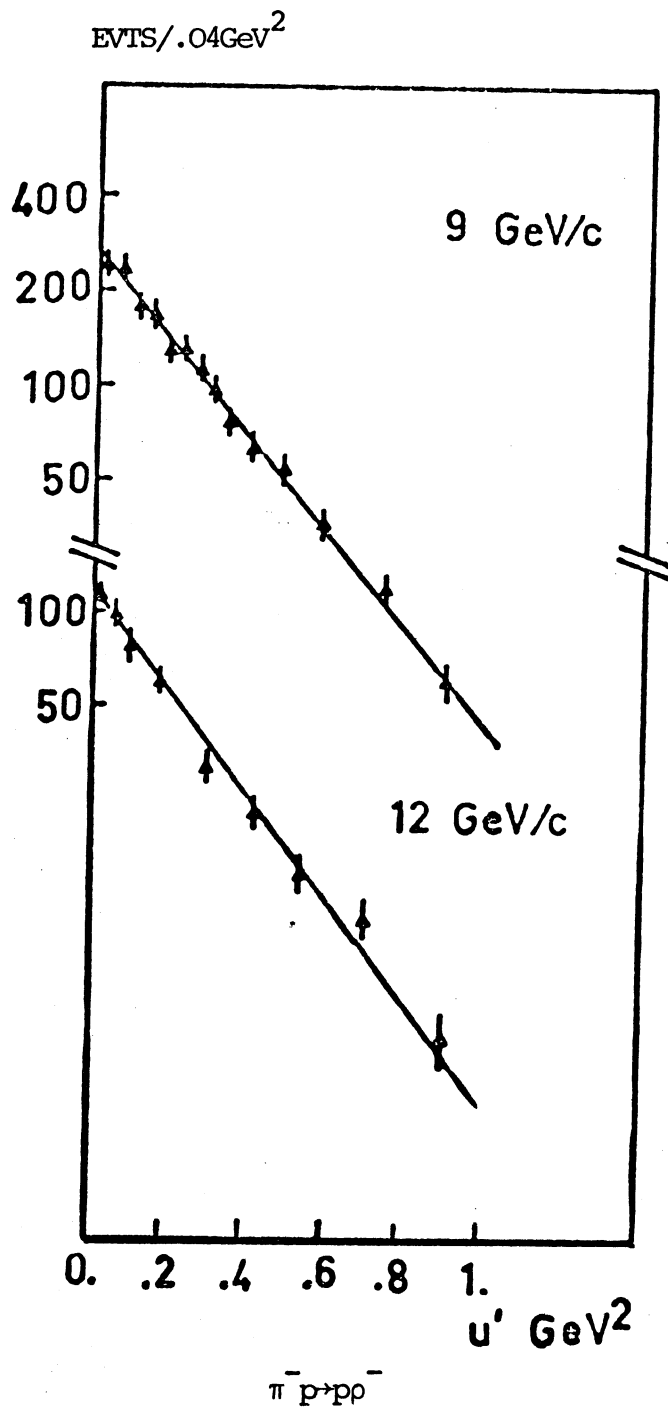


Fig. 5b 12 GeV/c

$M(\pi^0\pi^0)$  GeV



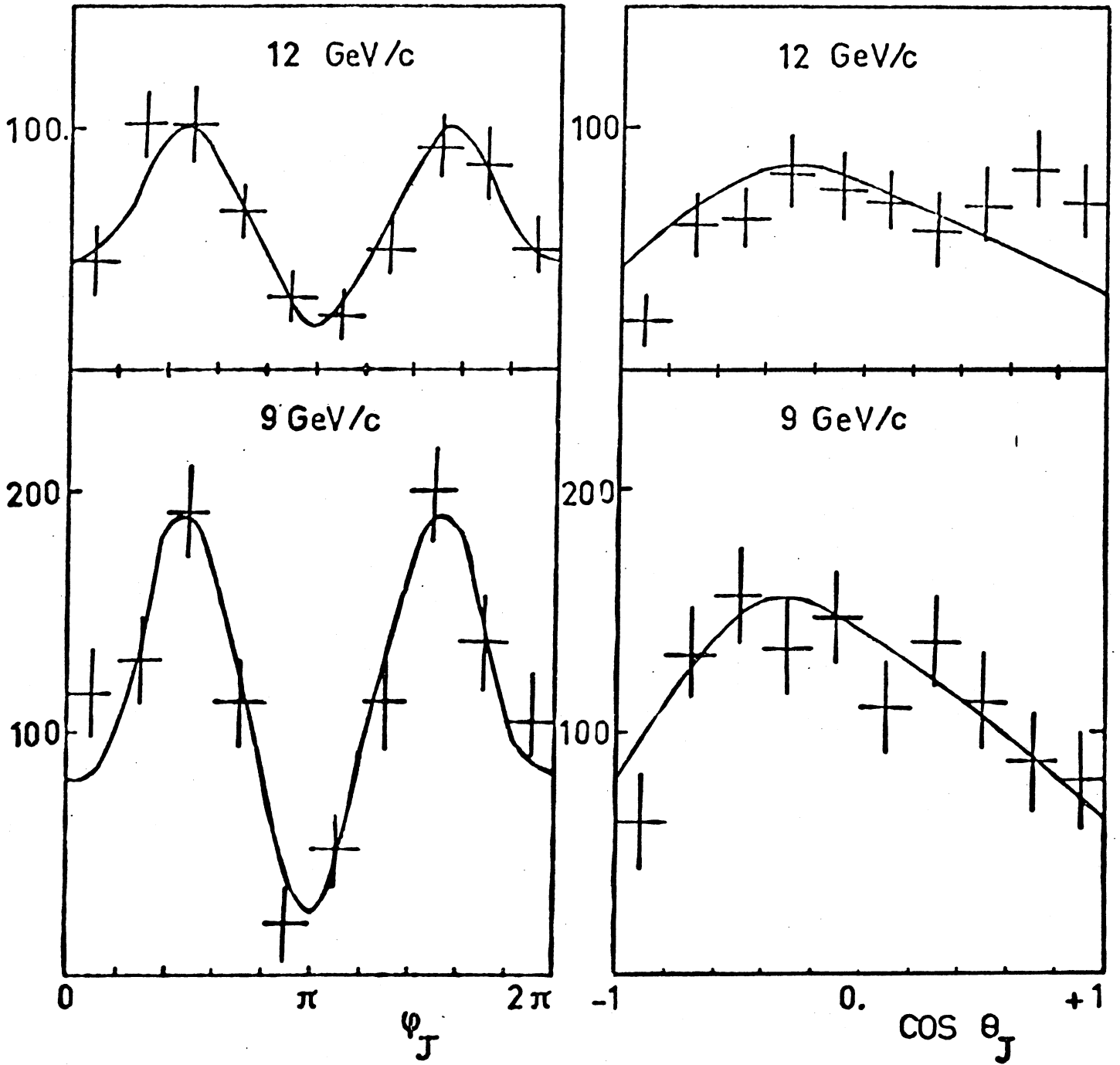


Fig. 7

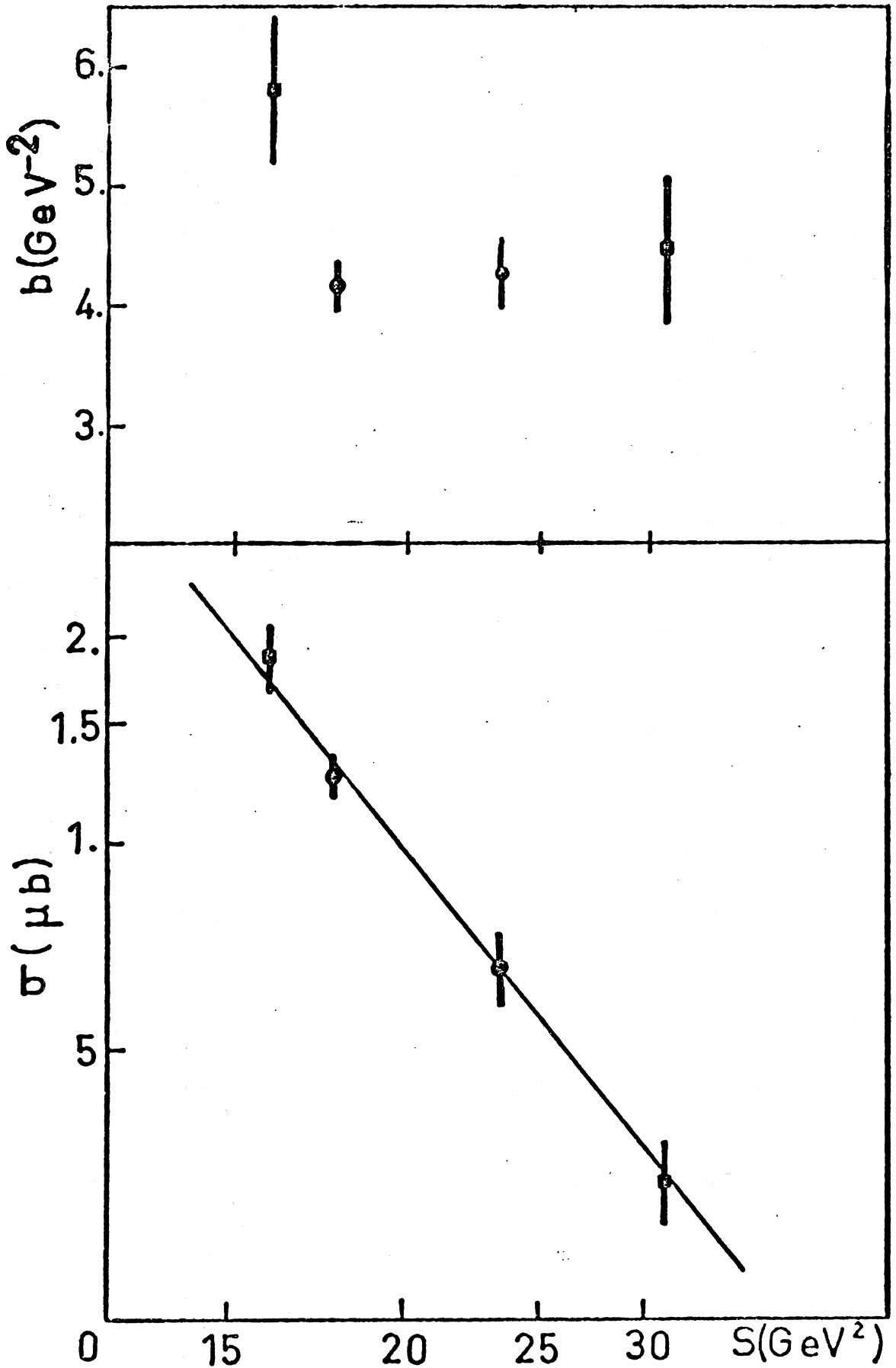


Fig. 8

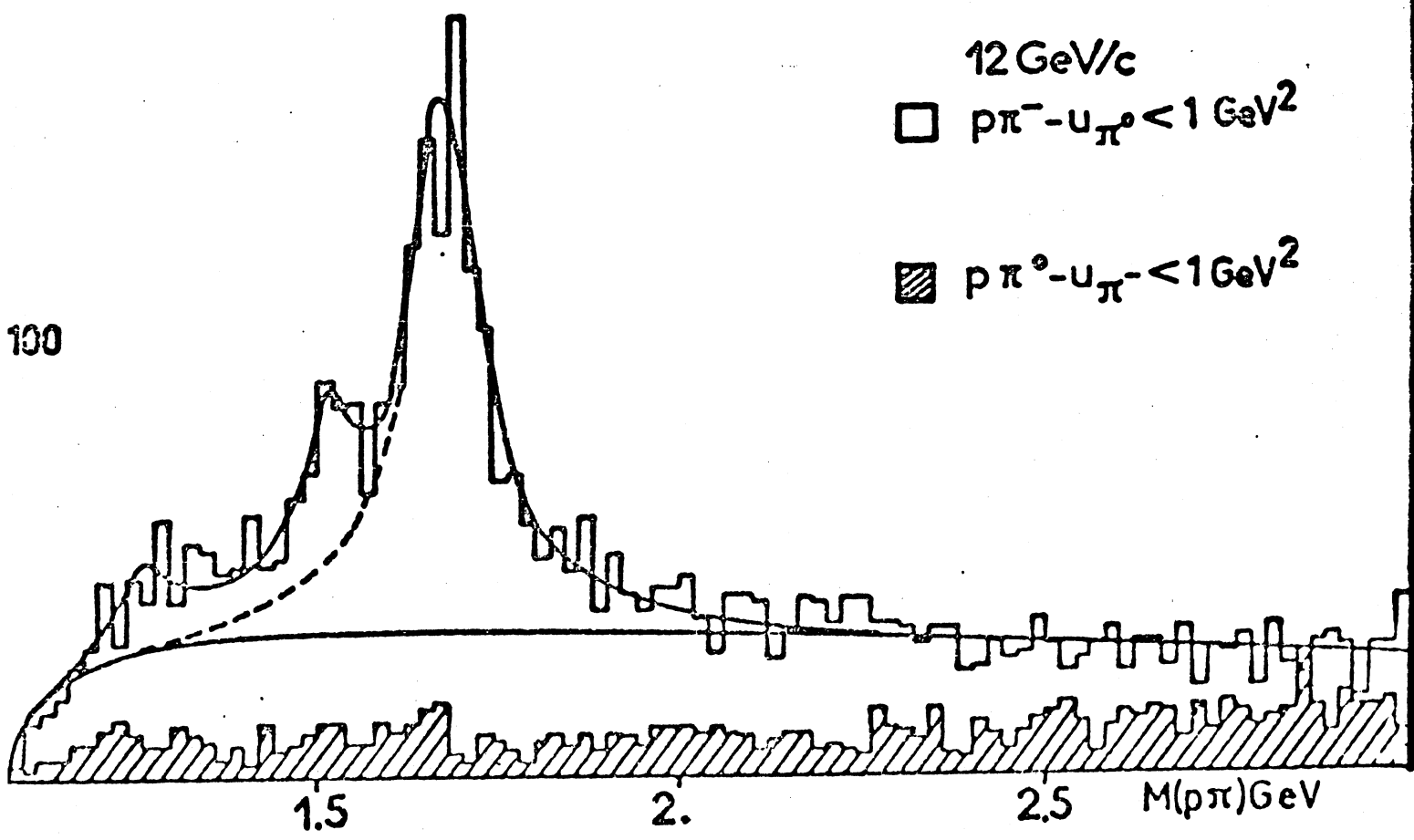
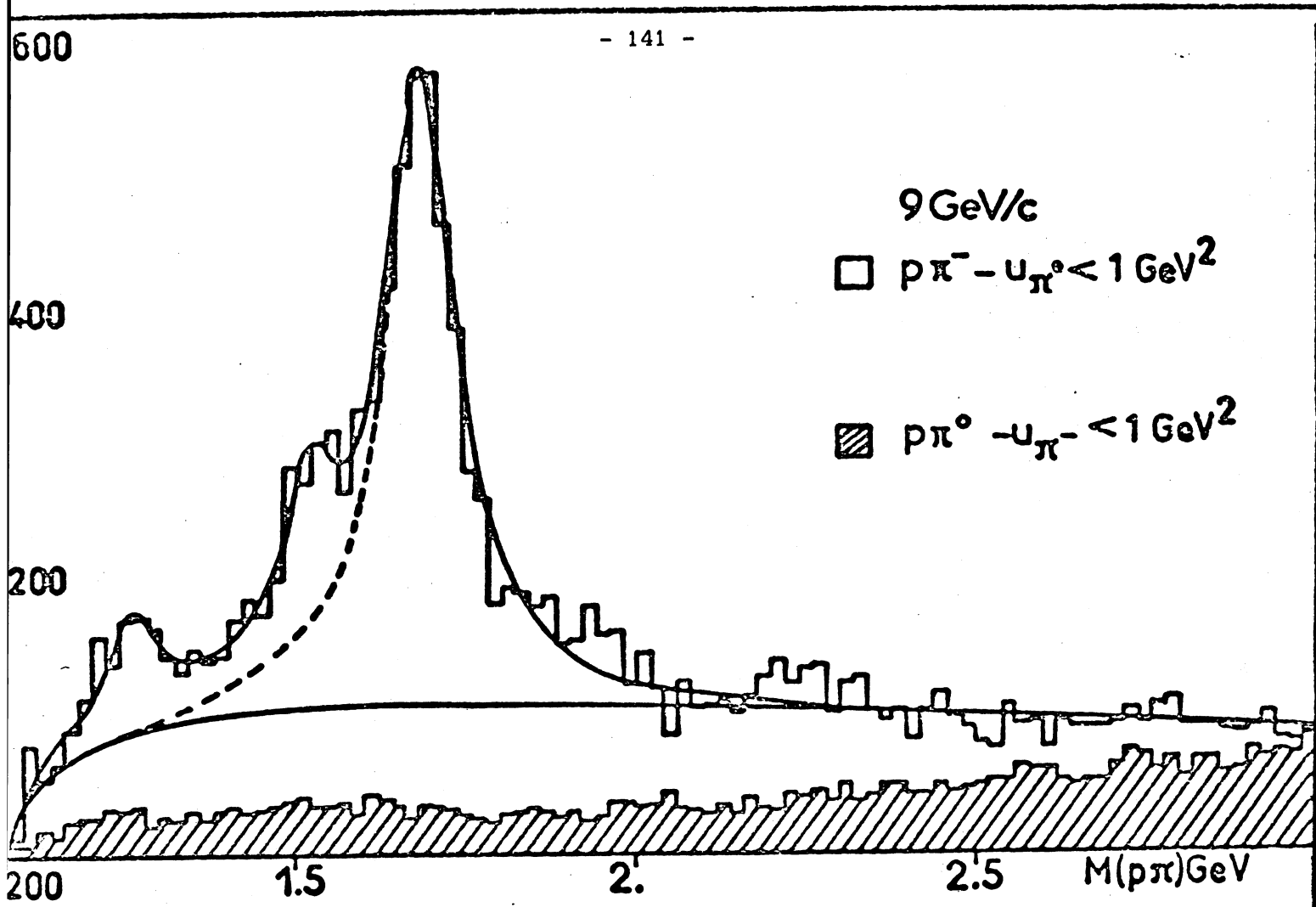


Fig. 9

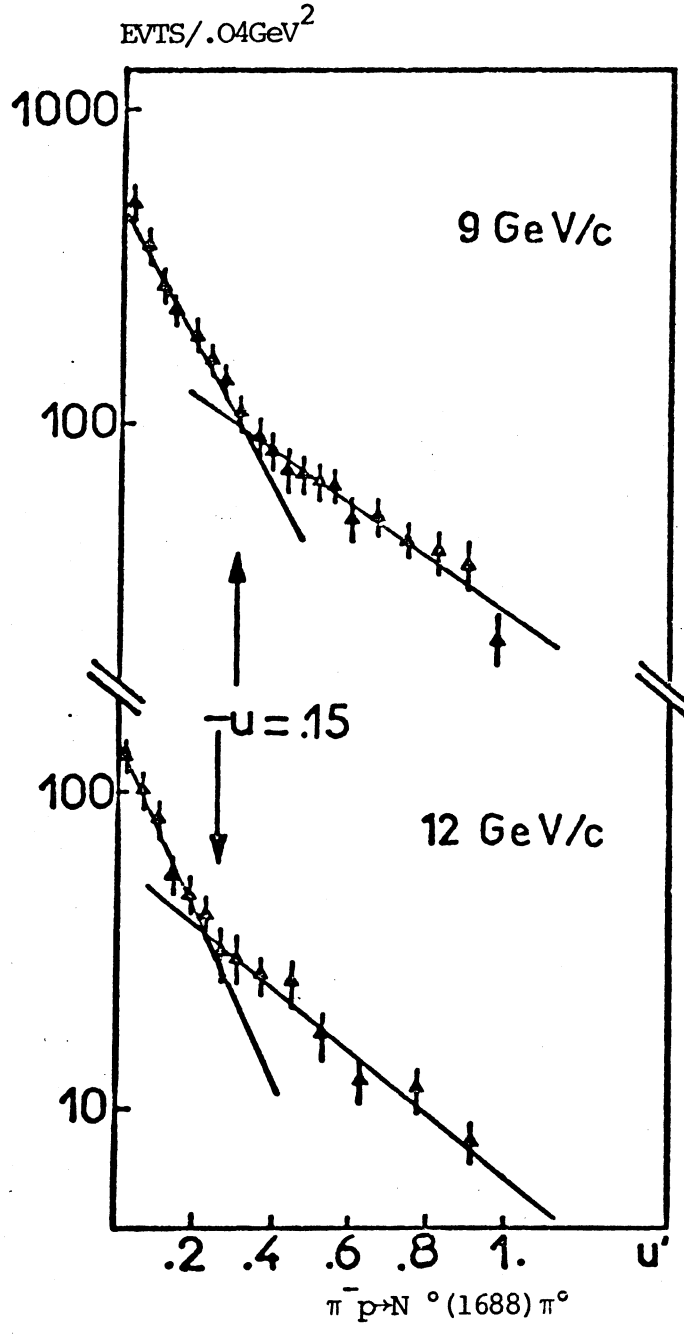


Fig. 10

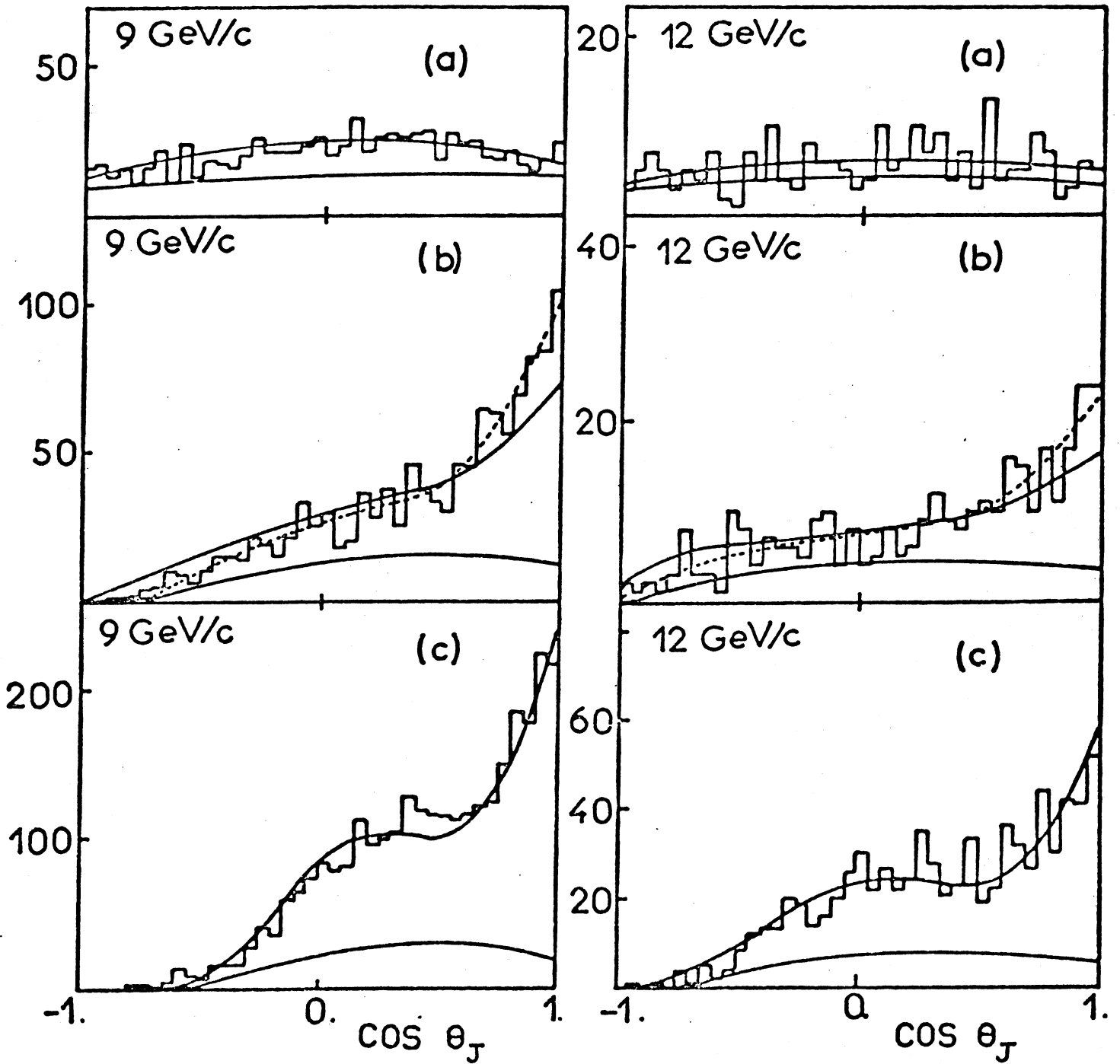


Fig. 11

## CHAPITRE II

# ETUDE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ PRODUCTION VERS L'ARRIERE DE LA RESONANCE $n^0$

### INTRODUCTION.

Dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  que nous avons présentée au chapitre précédent, nous avons fait les hypothèses suivantes concernant le mécanisme d'échange et l'identité des résonances  $N^{*0}$  produites :

- l'isospin échangé dans la voie u a la valeur  $I_u = 1/2$
- dans une région de masses effectives  $M_{p\pi}$  - donnée, les résonances dont nous observons la production vers l'avant sont celles ayant le spin J le plus élevé. En ce qui concerne l'effet résonant observé à 1677 MeV, cette hypothèse de spin nous a conduit à ne retenir comme seules possibilités que la production des résonances  $N^{*0}$  (1688) et  $N^{*0}$  (1670) de spin et parités respectives  $J^P = 5/2^+$  et  $J^P = 5/2^-$ . Ces résonances ont un isospin  $I = 1/2$  alors que sont rejetées, par cette hypothèse

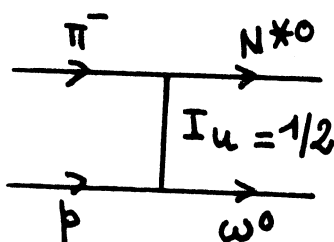


de spin, les résonances  $\Delta(1650)$  ( $J^P = 1/2^-$ ) et  $\Delta(1670)$  ( $J^P = 3/2^-$ ) d'isospin  $I = 3/2$

Afin de confirmer ces hypothèses concernant l'isospin échangé dans la voie u et l'isospin des résonances  $N^{*0}$  produites, nous sommes intéressés à la réaction d'échange baryonique  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ . En effet :

- d'une part les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  que nous observons dans l'étude des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ , ont des formes très similaires.

- d'autre part si l'on interprète la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  dans le cadre d'un modèle d'échange suivant le diagramme



la conservation du spin isotopique au vertex du bas implique que l'isospin échangé dans la voie u est déterminé sans aucune ambiguïté :  $I_u = 1/2$ , ce qui n'est pas le cas pour la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ . De plus les données relatives à l'état initial  $\pi^+ p$  dont nous disposons, permettent de montrer que les résonances  $N^{*0}$  produites ont un isospin  $1/2$ .

Dans la première partie de ce chapitre nous décrivons la constitution des trois lots expérimentaux étudiés. Deux lots correspondent au canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$  analysé aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c; le troisième lot correspond au canal  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^0$ , le faisceau incident ayant une impulsion de 9 GeV/c.

La deuxième partie de chapitre est consacrée à l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ .

Dans la troisième partie nous mettons en évidence la production vers l'arrière de la résonance  $\eta$  et nous donnons une détermination du rapport des constantes de couplage  $g^2_{\eta NN}$  et  $g^2_{\pi NN}$ , que nous comparons, dans le cadre de  $SU(3)$ , à d'autres constantes de couplage.

## I - CONSTITUTION DES LOTS EXPERIMENTAUX ETUDIES.

Dans l'état final  $p\pi^+\pi^-\pi^0$ , la particule de masse neutre est signée en tant que  $\pi^0$  par la présence, sur les spectres de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ , d'un effet résonant situé à la masse de la résonance  $\omega^0$  (ou  $\eta$ ). La reconstruction cinématique des événements apporte alors une amélioration de la résolution expérimentale et permet d'éliminer le seul fond pouvant donner une structure sur la distribution des masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  : celui constitué par les événements avec quatre branches chargées dans l'état final et pour lesquels l'ajustement cinématique est soumis à quatre équations de contrainte. Le fond résiduel, sans structure, sera éliminé par soustraction.

Nous avons rassemblé dans le tableau 1 page 149, les nombres d'événements satisfaisant les différentes coupures utilisées pour constituer les trois lots d'événements correspondant aux  $\pi^-$  incidents de 9 GeV/c et 12 GeV/c d'impulsion et aux  $\pi^+$  incidents de 9 GeV/c d'impulsion (que nous désignerons désormais par 9 GeV/c<sup>-</sup>, 12 GeV/c<sup>-</sup> et 9 GeV/c<sup>+</sup>).

Nous partons des événements fournis par un passage du programme de reconstruction géométrique ROMEO et satisfaisant les conditions suivantes :

- l'état final comporte quatre traces chargées
- la balance de charges électriques entre l'état final et l'état initial est satisfaite.

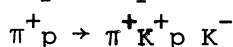
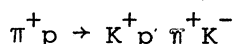
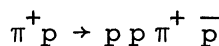
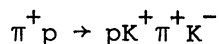
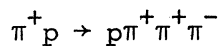
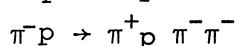
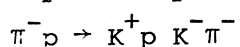
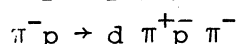
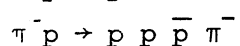
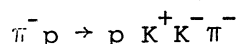
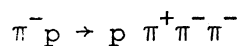
Nous passons sur ces événements le programme de reconstruction cinématique KOMEGA; les hypothèses de masses suivantes sont essayées (la particule indiquée en première position dans l'état final est la particule

de charge positive la plus rapide) :

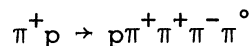
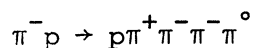
à 9 GeV/c<sup>-</sup> et 12 GeV/c<sup>-</sup>

à 9 GeV/c<sup>+</sup>

hypothèses à 4 contraintes



hypothèse à 1 contrainte



La distribution des probabilités de  $\chi^2$  de l'ajustement cinématique de l'hypothèse à 1 contrainte est présentée pour le lot à 9 GeV/c<sup>-</sup> sur la figure 6 page 79 ; (dans tout ce chapitre les figures présentées sont faites à partir des événements pour lesquels l'une au moins des deux masses effectives  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  est inférieure à 1,2 GeV). C'est une distribution plate avec un pic aux faibles valeurs des probabilités, dû à un fond d'évènements correspondant à d'autres hypothèses de masses. Pour éliminer le fond constitué par les hypothèses à 4 contraintes, nous ne conservons que les événements pour lesquels soit il n'y a pas d'hypothèse à 4 contraintes ambiguës, soit la probabilité de  $\chi^2$  d'une telle hypothèse est inférieure à 4% (le programme KOMEGA ne retient l'hypothèse à 1 contrainte que si la probabilité de  $\chi^2$  est supérieure à  $5 \cdot 10^{-3}$ ).

Le fond qui subsiste après ces coupures n'est pas gênant pour l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ . Dans la bande de masses effectives  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  utilisée pour sélectionner les événements avec production de la résonance  $\omega^0$ , la contribution de ce fond est prise en compte conjointement avec celle du fond non résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  par la méthode de soustraction que nous appliquons

systématiquement; cette soustraction est justifiée par l'absence d'interférence due à la faible valeur de la largeur naturelle de la résonance produite ( $\Gamma \sim 10$  MeV).

Impulsion et signe du faisceau	9 GeV/c <sup>-</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>
Evènements ROMEO avec 4 branches et $\Delta Q = 0$	260 151	178 649	31 643
Hypothèse avec $\pi^0$ manquant	99 764	58 027	12 625
Evènements ayant 1 des 2 masses $M_{3\pi} < 1,2$ GeV/c <sup>2</sup>	26 558	9 525	3 712
Evènements avec au plus 1 hyp 4 C de pb < 0,04	23 299	7 938	3 111

Tableau [ 1 ]

Dans les évènements ainsi sélectionnés, le pourcentage d'évènements ayant une hypothèse à 4 contraintes, ambiguë est de 5% pour les trois lots

## II - PRODUCTION DE LA RESONANCE $\omega^0(783)$

### II - 1 LES SPECTRES DE MASSES EFFECTIVES $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$

Nous présentons sur les figures 1 , 2 , 3 pages 181, 182, 183 les spectres de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  (histogrammes non hachurés); pour la majorité des évènements une seule combinaison de masses  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  est inférieure à 1,2 GeV; le nombre d'évènements ayant deux combinaisons de masses  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  entrant dans les histogrammes des figures 1 , 2 , 3 est indiqué dans le tableau 2 page 151. Ces spectres de masses effectives montrent qu'il y a une production abondante de la résonance  $\omega^0(783)$ .

Sur toutes ces distributions de masses, la largeur expérimentale de la résonance  $\omega^0$  est de l'ordre d'une cinquantaine de MeV, valeur nettement plus grande que la largeur naturelle  $\Gamma \approx 10$  MeV [Réf.18]. Cette largeur apparaît donc comme étant essentiellement due à la résolution expérimentale. Un ajustement par moindres carrés de chacun des spectres de masses a été fait en prenant comme forme de résonance une loi de Gauss de valeur moyenne  $m_\omega$  et d'écart type  $\sigma_\omega$ ; le fond non résonnant est représenté par un polynôme de degré 4 s'annulant au point  $m_0 = 3m_\pi$  avec en ce point une tangente horizontale :

$$\frac{dN}{dm} = N_\omega \frac{e^{-\frac{(m-m_\omega)^2}{2\sigma_\omega^2}}}{\alpha} + (N_c - N_\omega) \frac{(m-m_0)^2 (a + m + bm^2)}{\beta}$$

-  $N_c$  est le nombre total de combinaisons de masses  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  entrant dans l'histogramme

$\alpha$  et  $\beta$  sont des facteurs de normalisation

$$\alpha = \int_{m_0}^{m_1} e^{-\frac{(m-m_\omega)^2}{2\sigma_\omega^2}} dm \quad m_0 = 0,42 \text{ GeV}/c^2$$

$$\beta = \int_{m_0}^{m_1} (m-m_0)^2 (a+m+bm^2) dm \quad m_1 = 1,2 \text{ GeV}/c^2$$

Les paramètres  $m_\omega, \sigma_\omega$  de la résonance, le nombre  $N_\omega$  de résonances produites ainsi que les coefficients  $a$  et  $b$  du fond sont déterminés par l'ajustement; les valeurs obtenues sont rassemblées dans le tableau 2 page 151 .

Sur l'ensemble des trois lots d'évènements, 3093 résonances sont produites; nous obtenons l'estimation suivante de la masse :

$$m_\omega = 782,6 \pm 0,8 \text{ MeV}$$

qui est à comparer à la moyenne mondiale [Réf. 18 ]

$$m_\omega = 782,7 \pm 0,3 \text{ MeV.}$$

Au contraire de la résonance  $\rho^-$  produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , nous obtenons pour la résonance  $\omega^0$  une valeur non biaisée de la masse. Dans les événements avec un  $\pi^0$  dans l'état final, tout biais existant sur l'impulsion du proton rapide se repercute sur l'impulsion du  $\pi^0$ . L'effet de ce biais sur la détermination de la masse du méson produit a une importance relative moins grande dans le cas de la résonance  $\omega^0$  où deux particules chargées sont émises pour une particule neutre alors que dans le cas du méson vecteur  $\rho^-$  une particule chargée est émise pour une particule neutre.

Impulsion et signe du faisceau	9 GeV/c <sup>-</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>
Nombre de combinaisons $M_{\pi^+\pi^-\pi^0} < 1,2 \text{ GeV}/c^2$	26 621	8 783	3 649
Nombre d'évènements avec 2 combinaisons $< 1,2 \text{ GeV}/c^2$	3 322	845	538
$N_\omega$	2 199 ± 83	557 ± 42	337 ± 30
$m_\omega$	782,5 ± 1,0 MeV	781,8 ± 1,5 MeV	784,5 ± 2,5 MeV
$\sigma_\omega$	25,3 ± 1,0 MeV	20,5 ± 1,8 MeV	25,6 ± 2,5 MeV

Tableau [ 2 ]

Pour les 2 lots d'évènements à 9 GeV/c<sup>-</sup> et 9 GeV/c<sup>+</sup> les valeurs trouvées pour la largeur  $\sigma_\omega$  sont compatibles entre elles et supérieures à la valeur trouvée pour le lot d'évènements à 12 GeV/c<sup>-</sup>, ce que nous expliquons de la façon suivante .

Les erreurs sur l'impulsion et la flèche d'une trace sont en première approximation reliées par :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta S}{S}$$

$\Delta S$  varie peu d'une trace à l'autre; c'est une grandeur caractéristique de l'appareillage. Deux traces ayant la même impulsion et la même longueur, ont des flèches proportionnelles au champ magnétique; comme le rapport des champs magnétiques pour les deux énergies de faisceau utilisées est voisin du rapport des impulsions incidentes, les erreurs sur les impulsions de ces traces sont approximativement inversement proportionnelles aux impulsions incidentes.

D'autre part l'énergie de recul dans le laboratoire d'une résonance produite vers l'arrière est indépendante de l'impulsion incidente et ne dépend que du carré  $u$  du moment transféré entre la résonance et le proton cible :

$$E_R = \frac{m_R^2 + m_p^2 - u}{2m_p}$$

La borne supérieure  $u_{\max}$  de la distribution en  $u$  dépend très peu de l'impulsion incidente dans le cas de la production vers l'arrière d'une résonance  $\omega^\circ$ ; nous avons par exemple pour une résonance  $N^{*0}$  (1680) reculant en face de la résonance  $\omega^\circ$  :

$$\begin{aligned} \text{à } 9 \text{ GeV/c} \quad u_{\max} &= 0,024 \text{ GeV}^2 \\ \text{à } 12 \text{ GeV/c} \quad u_{\max} &= 0,022 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

Comme aux 2 énergies du faisceau, les distributions en  $u' = u_{\max} - u$  sont très similaires, il en est de même pour celles de l'énergie de recul de la résonance  $\omega^\circ$ . Aux 2 énergies du faisceau les résonances  $\omega^\circ$  sont donc produites avec les mêmes impulsions ce qui permet d'expliquer que la largeur  $\sigma_\omega$  obtenue à 12 GeV/c soit inférieure à celles obtenues à 9 GeV/c,  $\sigma_\omega$  étant dominée par les erreurs sur les traces lentes.

Pour une loi de Gauss réduite, nous avons les probabilités suivantes :

$$Pb(|X| < 2) = 0,954 \quad Pb(2 < |X| < 3) = 0,043 \quad Pb(|X| > 3) = 0,003$$

Dans toute la suite de ce chapitre nous sélectionnons les évènements avec production de la résonance  $\omega^0$  en imposant à l'une au moins des 2 masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  de l'état final, de se trouver dans la bande de masses :

$$\left[ m_\omega - 2\sigma_\omega, m_\omega + 2\sigma_\omega \right]$$

L'influence du fond non résonnant apparaissant sous le pic dû à la résonance dans la bande de masses précédente est systématiquement prise en compte par soustraction à partir des bandes de contrôle suivantes :

$$\left[ m_\omega + 3\varepsilon \sigma_\omega, m_\omega + 4\varepsilon \sigma_\omega \right] \text{ avec } \varepsilon = \pm 1.$$

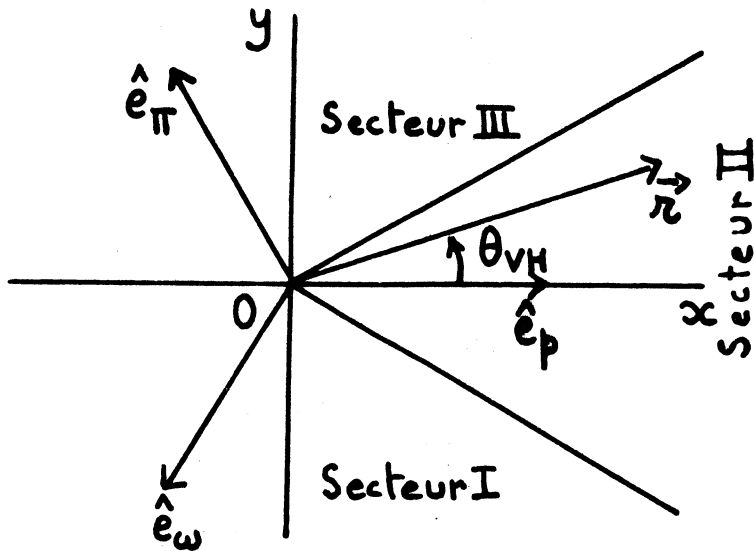
## II.2 ANALYSE DANS L'ESPACE DE PHASES LONGITUDINAL

Nous présentons dans ce paragraphe l'analyse dans l'espace de phase longitudinal des canaux  $\pi^\pm p \rightarrow p \pi^\pm \omega^0$  que nous avons faite pour répondre aux questions suivantes :

- les résonances  $\omega^0$  dont nous avons mis en évidence l'abondante production au paragraphe précédent, sont-elles toutes produites vers l'arrière dans le référentiel du centre de masse ?
- les mécanismes de production de la résonance  $\omega^0$  dans les canaux  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \omega^0$  et  $\pi^+ p \rightarrow p \pi^+ \omega^0$  sont-ils similaires ou très différents ?

Nous associons à l'espace de phases longitudinal [Réf.33] du canal  $\pi p \rightarrow p \pi \omega$  le plan  $\mathbb{R}^2$  rapporté à un système de trois vecteurs unitaires  $\hat{e}_p, \hat{e}_\pi, \hat{e}_\omega$  correspondant aux différentes particules de l'état final et formant 2 à 2 un angle de  $120^\circ$  :





à chaque évènement correspond un point du plan repéré par le vecteur  $\vec{r}$  dont les projections suivant les 3 vecteurs unitaires  $\hat{e}_p, \hat{e}_\pi, \hat{e}_\omega$  sont données par les impulsions longitudinales des particules de l'état final dans le référentiel du centre de masse de la réaction :

$$q_p = \vec{r} \cdot \hat{e}_p \quad q_\pi = \vec{r} \cdot \hat{e}_\pi \quad q_\omega = \vec{r} \cdot \hat{e}_\omega \quad (\text{II.2.1})$$

Les impulsions longitudinales sont reliées aux coordonnées cartésiennes  $x$  et  $y$  et au module  $r$  du rayon vecteur  $\vec{r}$  par :

$$x = q_p \quad y = \frac{q_\pi - q_\omega}{\sqrt{3}} \quad r = \sqrt{\frac{2}{3}(q_p^2 + q_\pi^2 + q_\omega^2)} \quad (\text{II.2.2})$$

Les impulsions longitudinales satisfont les relations suivantes qui traduisent les lois de conservation de l'impulsion et de l'énergie :

$$q_p + q_\pi + q_\omega = 0 \quad (\text{II.2.3})$$

$$\sqrt{m_p^2 + q_p^2 + p_p^2} + \sqrt{m_\pi^2 + q_\pi^2 + p_\pi^2} + \sqrt{m_\omega^2 + q_\omega^2 + p_\omega^2} = \sqrt{s} \quad (\text{II.2.4})$$

où  $s$  désigne le carré de l'énergie totale dans le référentiel du centre de masse et  $p_i$  l'impulsion transverse de la  $i^{\text{ème}}$  particule par rapport à la direction du faisceau incident.

L'angle de Van Hove  $\theta_{\text{VH}}$  est défini comme étant celui que forment le vecteur unitaire  $\hat{e}_p$  et le rayon vecteur  $\vec{r}$  :

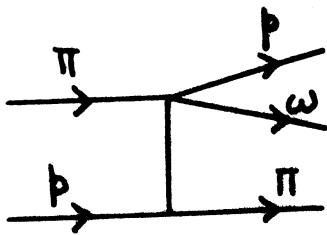
$$\theta_{\text{VH}} = (\hat{e}_p, \vec{r}) \quad (\text{II.2.5})$$

La variable  $r_{\max}$  est définie par :

$$\sqrt{m_p^2 + \left(\frac{r_{\max}}{r} q_p\right)^2} + \sqrt{m_\pi^2 + \left(\frac{r_{\max}}{r} q_\pi\right)^2} + \sqrt{m_\omega^2 + \left(\frac{r_{\max}}{r} q_\omega\right)^2} = \sqrt{s} \quad (\text{II.2.6})$$

Considérons l'homothétie du plan  $\mathbb{R}^2$ , de centre O et de rapport  $r_{\max}/r$ ; cette transformation ne change pas la valeur de l'angle de Van Hove  $\theta_{\text{VH}}$ . Considérons les évènements décrits par les deux vecteurs  $\vec{r}$  et  $\frac{r_{\max}}{r} \vec{r}$ ; le rapport des impulsions longitudinales est le même; pour le second évènement, comme le montre l'équation (II.2.6), les impulsions transverses sont nulles. La valeur de la variable  $r/r_{\max}$  constitue donc une mesure du périmétrisme global de l'évènement indépendamment de toute hypothèse concernant les corrélations entre les particules de l'état final.

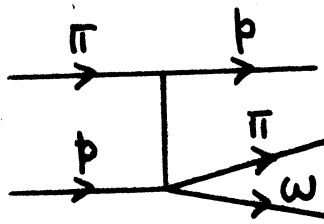
Dans notre expérience, le déclenchement des chambres à étincelles sur un proton rapide émis vers l'avant nous limite à la région  $q_p > 0$  de l'espace de phases longitudinal; elle se décompose en trois secteurs correspondant aux diagrammes suivants :



Secteur I

$$q_p > 0 \quad q_\omega > 0 \quad q_\pi < 0$$

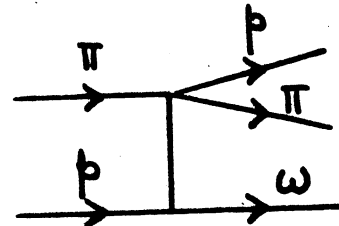
$$-90^\circ < \theta_{\text{VH}} < -30^\circ$$



Secteur II

$$q_p > 0 \quad q_\pi < 0 \quad q_\omega < 0$$

$$-30^\circ < \theta_{\text{VH}} < 30^\circ$$



Secteur III

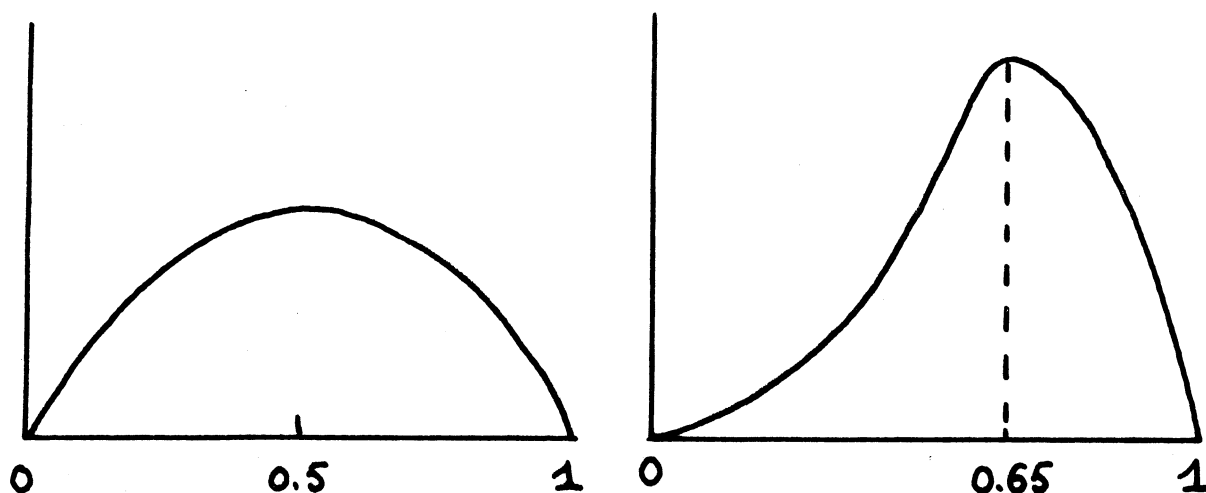
$$q_p > 0 \quad q_\pi > 0 \quad q_\omega < 0$$

$$30^\circ < \theta_{\text{VH}} < 90^\circ$$

Pour les trois lots d'évènements nous présentons sur les figures 4, 5, 6 pages 184, 185, 186 les distributions de l'angle de Van Hove et de la variable  $r/r_{\max}$ . Les évènements avec production de la résonance  $\omega$  sont sélectionnés et le fond non résonnant est soustrait selon la méthode décrite

au paragraphe précédent; la normalisation du fond est déterminée à partir des nombres d'évènements entrant dans chaque histogramme des figures 1, 2, 3 et des nombres  $N_{\omega}$  de résonances produites.

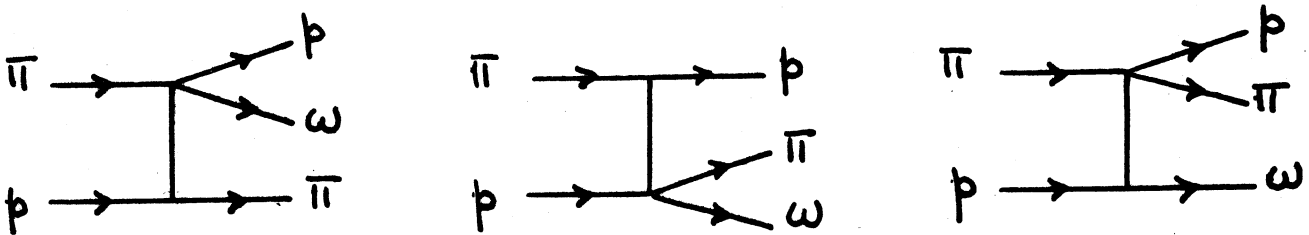
La distributions de la variable  $r/r_{\max}$  pour des évènements répartis uniformément dans l'espace de phases global du canal  $\pi p \rightarrow p \pi \omega$ , est représentée par une courbe symétrique par rapport à la valeur  $r/r_{\max} = 0,5$ . L'acceptance de l'appareillage a pour effet de diminuer les probabilités des faibles valeurs de  $r/r_{\max}$  et déplace le maximum de la distribution précédente à la valeur  $r/r_{\max} = 0,65$ , comme le montre la figure suivante :



Distributions de la variable  $r/r_{\max}$  pour des évènements répartis uniformément dans l'espace de phases global et pour ceux d'entre eux qui satisfont les conditions de déclenchement des chambres à étincelles.

Les distributions expérimentales de la variable  $r/r_{\max}$  que nous obtenons, présentent des pics très marqués pour les valeurs de la variable  $r/r_{\max}$  comprises entre 0,8 et 0,9 ce qui montre indépendamment de toute hypothèse de corrélations entre les particules  $p$ ,  $\pi$ ,  $\omega$  de l'état final, que la production de la résonance  $\omega^0(783)$  dans les trois lots d'évènements considérés est un processus périphérique.

La distribution de l'angle de Van Hove est très peu affectée par l'acceptance de l'appareillage. Pour les données à 9 GeV/c<sup>-</sup> et 12 GeV/c<sup>-</sup>, les distributions de l'angle de Van Hove présentent un pic très marqué situé aux valeurs de  $\theta_{VH}$  voisines de +40° ; pour les données à 9 GeV/c<sup>+</sup> nous avons une distribution beaucoup plus étalée qui passe par un maximum pour une valeur de  $\theta_{VH}$  voisine de -40°. Pour les trois secteurs de l'espace de phases longitudinal précédemment définis, nous obtenons les résultats suivants sous forme de pourcentages :



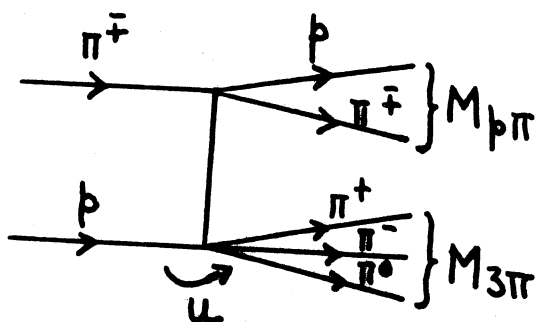
	<u>Secteur I</u>	<u>Secteur II</u>	<u>Secteur III</u>
à 9 GeV/c <sup>-</sup>	11%	37%	52%
à 12 GeV/c <sup>-</sup>	12%	33%	55%
à 9 GeV/c <sup>+</sup>	36%	52%	12%

Le secteur III est celui qui est le plus peuplé pour un faisceau incident de  $\pi^-$ , et le moins peuplé pour un faisceau incident de  $\pi^+$ . La production de la résonance  $\omega^0$  dans les interactions  $\pi^-p$  conduisant à un proton rapide émis vers l'avant, a lieu principalement vers l'arrière alors que dans les interactions  $\pi^+p$  elle a lieu dans une région beaucoup plus centrale de l'espace de phases longitudinal.

III - ETUDE DE LA REACTION  $\pi^- p \rightarrow N^* \omega^0$

III.1 PRODUCTION VERS L'ARRIERE DE LA RESONANCE  $\omega^0$  (783)

Sur les figures 1, 2, 3 pages 181, 182, 183, nous présentons les spectres de masses effectives  $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0}$  (histogrammes hachurés) relatifs aux évènements satisfaisant les coupures suivantes :



- .  $M_{p\pi} < 2 \text{ GeV}$
- .  $M_{3\pi} < 1,2 \text{ GeV}$
- .  $u > -1 \text{ GeV}^2$  u étant le carré du moment transféré entre le proton cible et le système  $\pi^+ \pi^- \pi^0$

Ces coupures lèvent dans tous les cas l'ambiguïté relative aux deux  $\pi$  de même charge de l'état final.

Un ajustement par moindres carrés de ces spectres de masses, de façon analogue à celle exposée au paragraphe II.1, conduit aux résultats suivants :

Impulsion et signe du faisceau	9 GeV/c <sup>-</sup>	12 GeV/c <sup>-</sup>	9 GeV/c <sup>+</sup>
Nombre de combinaisons $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0} < 1,2 \text{ GeV}/c^2$	9 973	3 038	910
Nombre d'évènements avec 2 combinaisons $M_{\pi^+ \pi^- \pi^0} < 1,2 \text{ GeV}/c^2$	376	103	46
$N_\omega$	1270 ± 52	272 ± 28	56 ± 12
$m_\omega$	782,8 ± 1,1 MeV	779,5 ± 2,1 MeV	777,3 ± 4,7 MeV
$\sigma_\omega$	25,4 ± 1,2 MeV	21,3 ± 2,6 MeV	24,3 ± 5,2 MeV

Tableau [ 3. ]

Les rapports entre le nombre de résonances  $\omega^0$  produites dans les évènements satisfaisant les coupures précédentes et le nombre de résonances  $\omega^0$  produites dans la statistique totale de chacun des trois lots d'évènements sont donnés par :

$$\frac{N_{\omega AC}}{N_{\omega SC}} = 0,58 \pm 0,03 \quad \text{à } 9 \text{ GeV}/c^-$$

$$\frac{N_{\omega AC}}{N_{\omega SC}} = 0,49 \pm 0,06 \quad \text{à } 12 \text{ GeV}/c^-$$

$$\frac{N_{\omega AC}}{N_{\omega SC}} = 0,17 \pm 0,04 \quad \text{à } 9 \text{ GeV}/c^+$$

Les valeurs de ces rapports confirment les résultats obtenus dans l'analyse dans l'espace de phases longitudinal : pour les données à  $9 \text{ GeV}/c^-$  et  $12 \text{ GeV}/c^-$ , la production de la résonance  $\omega^0$  a lieu de façon périphérique et principalement vers l'arrière, ce qui n'est pas le cas pour les données à  $9 \text{ GeV}/c^+$ .

### III.2 LES SPECTRES DE MASSES EFFECTIVES $p\pi$ ASSOCIEES A LA PRODUCTION DE LA RESONANCE $\omega^0$ .

Les figures 7, 8, 9 pages 187, 188 montrent les spectres de masses effectives  $M_{p\pi}$  reculant en face de la résonance  $\omega^0$  :

- sur chaque figure, l'histogramme non hachuré est relatif aux évènements satisfaisant la coupure  $u > -1 \text{ GeV}^2$  et avec dans l'état final une masse effective  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  telle que :  $|M_{\pi^+\pi^-\pi^0} - m_\omega| < 2\sigma_\omega$ ,  $m_\omega$  et  $\sigma_\omega$  ayant les valeurs données dans le tableau 3 page 158

- l'histogramme hachuré de chaque figure, est relatif aux évènements provenant de bandes de contrôle de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  et représente la contribution du fond non-résonnant de la bande de masses effectives :  $|M_{\pi^+\pi^-\pi^0} - m_\omega| < 2\sigma_\omega$

La statistique dont nous disposons pour étudier la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \omega^0$  est bien moins élevée que celle dont nous disposons dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \pi^0$ ; compte tenu d'erreurs statistiques plus grandes en valeurs relatives sur les spectres de masses de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \omega^0$ , nous pouvons constater que les formes des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  observés dans l'étude des deux réactions sont similaires.

En effet pour les deux lots d'évènements à 9 GeV/c<sup>-</sup> et 12 GeV/c<sup>-</sup> les spectres de masses observés dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \omega^0$ , présentent les caractéristiques suivantes :

- un effet résonant situé dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,7 GeV
- sur la gauche du pic correspondant, un léger épaulement apparaît dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,5 GeV.

Un seul pic, ayant une signification statistique apparaissant sur les spectres de masses, nous avons essayé, pour les données à 9 GeV/c<sup>-</sup>, un ajustement ne faisant intervenir qu'une seule forme de Breit-Wigner, avec pour le fond non résonnant, le même paramétrage que dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \pi^0$ , mais avec un polynôme de degré 4. La masse et la largeur sont laissées libres dans l'ajustement de l'histogramme non hachuré, les valeurs trouvées étant alors utilisées pour l'ajustement de l'histogramme hachuré. Nous obtenons les résultats suivants :

$$M = 1661 \pm 6 \text{ MeV}$$

$$\Gamma = 184 \pm 12 \text{ MeV}$$

Ces valeurs sont incompatibles avec celles que nous obtenons dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{\chi^0} \pi^0$ , la masse M est plus petite et la largeur  $\Gamma$  est plus grande ce qui peut s'expliquer par la présence de l'épaulement dans la région de masses  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,5 GeV.

. En admettant que les mêmes résonances  $N^{*0}$  sont produites dans les deux réactions, nous introduisons deux ou trois formes de Breit-Wigner mais nous sommes obligés de fixer leurs paramètres (masses et largeurs) aux valeurs obtenues dans l'ajustement des spectres observés dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ . Les nombres de résonances donnés par ces ajustements sont indiqués dans le tableau 4 page 163. Sur la dernière ligne de ce tableau figure la différence entre les résultats présentés sur les deux premières lignes, ce qui donne dans chacun des cas le nombre de productions associées  $N^{*0} \omega^0$  (à un facteur correctif près :  $1/\text{pb} (|x| < 2) = 1,0476$  tenant compte de la sélection des évènements avec production de la résonance  $\omega^0$ ). Les nombres de productions associées  $N^{*0} (1688) \omega^0$  donnés par ces ajustements sont compatibles entre eux; il en est de même pour les nombres de productions associées  $N^{*0} (1520) \omega^0$ . Le nombre de productions associées  $\Delta(1232) \omega^0$  s'écarte de la valeur 0 par moins de 2 écarts standard. D'autre part les nombres de productions associées  $N^{*0} (1688) \omega^0$  et  $N^{*0} (1520) \omega^0$  ont un rapport qui est sensiblement le même que celui des nombres de productions associées  $N^{*0} (1688)$  et  $N^{*0} (1520) \pi^0$ .

Nous présentons sur la figure 10, page 189 la différence entre les histogrammes non hachurés et hachurés, sous forme de points accompagnés de barres d'erreurs. La courbe tracée correspond à la différence entre les ajustements à trois résonances de ces deux histogrammes.

En conclusion, nous confirmons quantitativement la similitude qui existe entre les spectres de masses  $M_{p\pi^-}$  produits dans les deux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  pour les données à  $9 \text{ GeV}/c^-$ .

Pour les données à  $12 \text{ GeV}/c^-$ , la statistique dont nous disposons est trop faible pour permettre un ajustement des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ . Cependant nous obtenons un bon accord avec la courbe obtenue à  $9 \text{ GeV}/c^-$  en modifiant le fond pour tenir compte de la cinématique différente. Nous obtenons le nombre de résonances  $N^{*0} (1688)$  suivant, les proportions relatives des résonances produites ayant les valeurs trouvées dans les données à  $9 \text{ GeV}/c^-$  :

$$N_{1688} = 100 \pm 21.$$



A l'impulsion incidente 9 GeV/c, la comparaison des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et  $M_{p\pi^+}$  observés respectivement dans les données avec des faisceaux incidents de  $\pi^-$  et  $\pi^+$ , permet de déterminer l'isospin I des résonances  $N^{*0}$  produites. La statistique dont nous disposons dans le lot des données correspondant aux  $\pi^+$  incidents, est 15 fois plus faible que dans le cas des  $\pi^-$ . Nous présentons sur la figure 9 page 188 les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^+}$ ; l'histogramme hachuré représente la contribution du fond non résonnant de la bande de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  utilisée pour sélectionner les événements avec production de la résonance  $\omega^0$ . La différence entre les deux spectres est rapportée sous forme de points accompagnés de barres d'erreurs sur la figure 10, page 189 ; les effets résonnants, s'ils existent, sont petits et masqués par les grandes barres d'erreurs dues à la statistique et à la méthode de soustraction employée. La courbe dessinée correspond à un lissage de la distribution des points expérimentaux.

La conservation de l'isospin implique que dans les interactions  $\pi^+p$ , une résonance baryonique produite en association avec la résonance  $\omega^0$  d'isospin nul, ne peut avoir qu'un isospin  $I = 3/2$ . Pour une résonance  $N^{*}$  d'isospin  $I = 3/2$ , la conservation de l'isospin à la production et à la désintégration de cette résonance, permet de relier les nombres  $N^-$  et  $N^+$  d'évènements correspondants observés respectivement sur les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  et  $M_{p\pi^+}$ . Un calcul de coefficients de Clebsch-Gordan, donne le rapport suivant des sections efficaces :

$$\frac{\sigma_+}{\sigma_-} = \left[ \langle 1, 1, 1/2, 1/2 \mid 3/2, 3/2 \rangle \mid \langle 1, -1, 1/2, 1/2 \mid 3/2, -1/2 \rangle \right]^4 = 9$$

La cinématique et l'acceptance de l'appareillage étant les mêmes pour les  $\pi^-$  incidents et les  $\pi^+$  incidents, les sensibilités nominales de l'expérience conduisent à la valeur suivante du rapport  $N^-/N^+$  :

$$N^- / N^+ = 1,7$$

(Nous n'avons pas tenu compte, dans le calcul de  $N^+$ , d'un facteur négligeable (< 5%) de perte d'évènements correspondant au cas où le proton et le  $\pi^+$  émis dans la désintégration de la résonance, vont traverser ensemble la même case du Cerenkov à haute pression qui intervient en anticoincidence dans la logique du déclenchement).

La valeur de ce rapport, la forme du spectre de masses effectives  $M_{p\pi^+}$  ainsi que la grande similitude des spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  observés dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ , nous permettent de conclure que :

- il y a un bon accord entre l'absence d'effets résonants sur le spectre de masses effectives  $M_{p\pi^+}$  et le fait que la résonance  $\Delta(1232)$  soit très peu produite dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c.

- là où les deux résonances produites dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,7 GeV, sont des résonances d'isospin  $I = 1/2$ , dans les deux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$

	Ajustement 1 résonance	Ajustement à 2 résonances	Ajustement à 3 résonances
Histogramme non hachuré	$N_{1688} = 846 \pm 45$	$N_{1688} = 685 \pm 38$ $N_{1520} = 162 \pm 31$	$N_{1688} = 709 \pm 39$ $N_{1520} = 199 \pm 30$ $N_{1232} = 137 \pm 22$
Histogramme hachuré	$N_{1688} = 146 \pm 19$	$N_{1688} = 160 \pm 25$ $N_{1520} = 68 \pm 23$	$N_{1688} = 176 \pm 26$ $N_{1520} = 95 \pm 23$ $N_{1232} = 80 \pm 19$
Différence	$N_{1688} = 700 \pm 49$	$N_{1688} = 525 \pm 45$ $N_{1520} = 94 \pm 39$	$N_{1688} = 533 \pm 47$ $N_{1520} = 104 \pm 38$ $N_{1232} = 57 \pm 29$

Tableau [ 4 ]

III.3 LA DISTRIBUTION ANGULAIRE DE DESINTEGRATION DE LA RESONANCE  $N^{*0}$  (1688)

La distribution angulaire de désintégration de la résonance  $N^{*0}$  (1688) produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  est étudiée par rapport au système d'axes de Jackson de façon tout à fait analogue à celle employée dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  où l'utilisation d'un tel système d'axes nous a permis de déterminer le mécanisme d'échange dominant la réaction.

Etant donné la faible statistique dont nous disposons, nous ne pouvons qu'envisager de vérifier, à l'impulsion incidente 9 GeV/c, un accord qualitatif avec les résultats obtenus dans le cas de la production de la résonance  $N^{*0}$  (1688) dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ .

Nous présentons sur la figure 11 page 190 la distribution expérimentale de la variable  $\cos \theta_J$  pour les données à 9 GeV/c<sup>-</sup>; les coupures suivantes ont été utilisées :

- $|M_{\pi^+\pi^-\pi^0} - m_\omega| < 2\sigma_\omega$  avec  $m_\omega = 782,8$  MeV et  $\sigma_\omega = 25,4$  MeV
- $|M_{p\pi^-} - m_{N^{*0}}| < \Gamma_{N^{*0}} \times \frac{5}{6.5}$  avec  $m_{N^{*0}} = 1677$  MeV et  $\Gamma_{N^{*0}} = 130$  MeV
- $u > -1$  GeV<sup>2</sup>

675 évènements satisfont ces coupures, 184 correspondent au fond non-résonnant situé dans la bande de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  sélectionnée. Ce nombre est déterminé à partir d'un ajustement de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  correspondant aux évènements qui satisfont les coupures précédentes pour les variables  $M_{p\pi^-}$  et  $u$ ; un facteur de correction donné par  $Pb(|x| < 2) = 0,9546$  est appliqué. La contribution des 184 évènements du fond non-résonnant a été soustraite à partir de bandes de contrôle voisines.

Comme dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , nous faisons un test de l'hypothèse d'alignement 1/2 du spin ainsi que des hypothèses de spin  $J = 1/2, 3/2$  et  $5/2$  pour la ou les deux résonances  $N^{*0}$  produites dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,7 GeV.

Nous rappelons que pour ces différentes valeurs de  $J$ , l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin conduit aux distributions  $W_J(\cos \theta_J)$  suivantes :

$$W_{1/2}(\cos \theta_J) = 1/2$$

$$W_{3/2}(\cos \theta_J) = \frac{1}{4}(1 + 3 \cos^2 \theta_J)$$

$$W_{5/2}(\cos \theta_J) = \frac{3}{8}(1 - 2 \cos^2 \theta_J + 5 \cos^4 \theta_J).$$

En tenant compte du fond non-résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ , dont la proportion est évaluée à 24%, et en supposant la distribution angulaire associée isotrope, nous avons essayé de rendre compte de la distribution expérimentale de la variable  $\cos \theta_J$  à l'aide des trois distributions théoriques précédentes et de la variation de l'acceptance de l'appareillage en fonction de  $\cos \theta_J$ . Bien que la statistique soit faible, il semble que le meilleur accord est obtenu en prenant l'hypothèse  $J = 5/2$ ; il lui correspond la courbe dessinée sur la figure 11 page 190. Nous rappelons que seule l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin, permet de rendre compte de la présence sur la distribution expérimentale d'un pic situé dans la région des valeurs de  $\cos \theta_J$  voisines de 1.

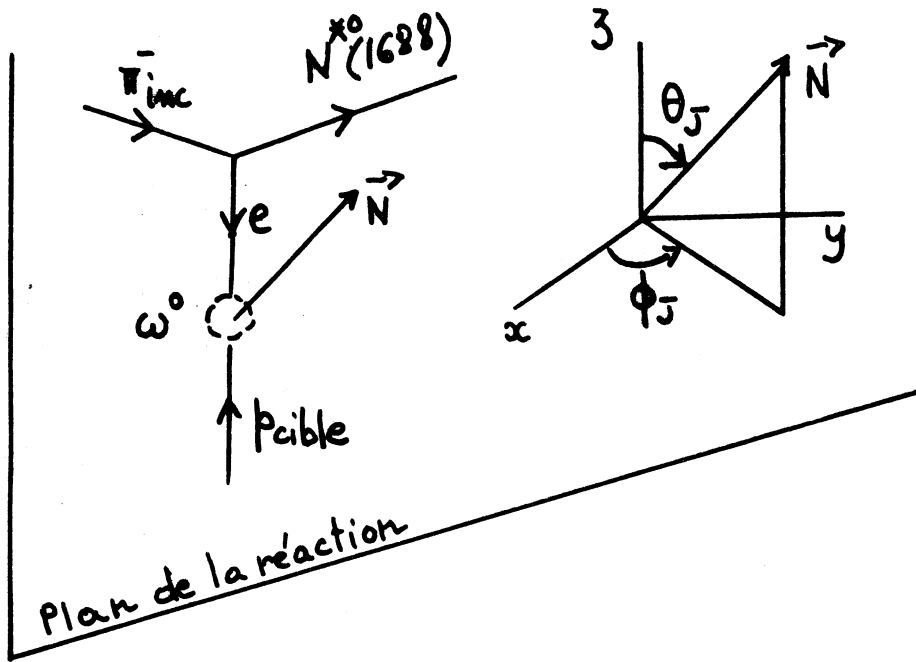
Etant donné la statistique disponible, la figure 11 page 190 montre que ces résultats sont en bon accord qualitatif avec ceux obtenus dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  :

- dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  voisines de 1,7 GeV les résonances  $N^{*0}$  produites ont un spin  $J = 5/2$
- dans une interprétation à l'aide d'un modèle naïf d'échange d'une particule, le spin de la particule échangée à la valeur  $J = 1/2$

III.4 LA MATRICE DENSITE DE LA RESONANCE  $\omega^\circ$  PRODUITE DANS LA REACTION

$\pi^- p \rightarrow N^{*0} (1688) \omega^\circ$

Dans le référentiel où la résonance  $\omega^\circ$  est au repos, le système d'axes de Jackson est défini de la façon suivante :



- l'axe de quantification  $\vec{O}_z$  est parallèle et de même sens que l'impulsion du proton cible
- l'axe  $\vec{O}_y$  est donné par la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction définie dans le référentiel du centre de masse de la réaction conformément à la convention de Bâle par :

$$\vec{n} = \frac{\vec{\pi}^-_{inc} \wedge \vec{\omega}^\circ}{|\vec{\pi}^-_{inc} \wedge \vec{\omega}^\circ|}$$

- l'axe  $\vec{O}_x$  forme avec les axes  $\vec{O}_y$  et  $\vec{O}_z$  un trièdre trirectangle direct.

La résonance  $\omega^0$  étant produite à partir d'un faisceau non polarisé dans une réaction conservant la parité, la matrice densité de cette résonance de spin et parité  $J^P = 1^-$  ne dépend que de 4 paramètres réels.

La parité étant conservée à la désintégration, une seule amplitude suffit pour décrire cette désintégration. Il en résulte

que si l'on prend comme analyseur la normale  $\vec{N}$  au plan de la désintégration, d'angles polaires  $\theta_J, \phi_J$  la distribution angulaire  $W(\cos \theta_J, \phi_J)$  est la même que celle de la désintégration d'une particule de spin 1 en 2 particules sans spin (en supposant réalisées les mêmes conditions : faisceau non polarisé et conservation de la parité à la production et à la désintégration) [ Réf 34 ]:

$$W(\cos \theta_J, \phi_J) = \frac{3}{4\pi} \left[ \frac{1}{2}(1 - \rho_{00}) + \frac{1}{2}(3\rho_{00} - 1) \cos^2 \theta_J - \rho_{1-1} \sin^2 \theta_J \cos 2\phi_J - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \sin 2\theta_J \cos \phi_J \right]$$

Les éléments de la matrice densité sont peu sensibles à l'acceptance limitée de l'appareillage. La méthode des moments donne les expressions suivantes des paramètres réels  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{1-1}$  et  $\operatorname{Re} \rho_{10}$  :

$$\begin{aligned} \rho_{00} &= -\frac{1}{2} + \frac{5}{2} \langle \cos^2 \theta_J \rangle \\ \rho_{1-1} &= -\frac{5}{4} \langle \sin^2 \theta_J \cos^2 \phi_J - \sin^2 \theta_J \sin^2 \phi_J \rangle \\ \operatorname{Re} \rho_{10} &= -\frac{5}{2\sqrt{2}} \langle \sin \theta_J \cos \theta_J \cos \phi_J \rangle \end{aligned}$$

Nous présentons sur la figure 12 page 191 les distributions expérimentales  $W(\cos \theta_J)$  et  $W(\phi_J)$  pour les événements satisfaisant les mêmes coupures sur les masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  et  $M_{p\pi^-}$  et sur la variable de transfert  $u$  que celles décrites au paragraphe III.3, et après soustraction du fond non-résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$ .

Les valeurs des éléments de matrice  $\rho_{00}$ ,  $\rho_{1-1}$  et  $\text{Re } \rho_{10}$  sont données dans le tableau 5 page 168 pour les données relatives aux deux impulsions incidentes. Les courbes tracées sur la figure 12 page 191 correspondent à ces valeurs. Nous avons vérifié que nous obtenons la même matrice densité pour les résonances  $\omega^0$  associées à des systèmes  $p\pi^-$  de masses effectives voisines de celles utilisées pour sélectionner les événements avec production de la résonance  $N^{*0}$  (1688).

Le paramètre  $\text{Im } \rho_{10}$  n'étant pas mesurable, les conditions de positivité s'écrivent :

$$\rho_{00} \geq 0 \quad \rho_{11} \geq |\rho_{1-1}|$$

$$|\text{Re } \rho_{10}| \leq \left[ \rho_{00} \frac{\rho_{11} - \rho_{1-1}}{2} \right]^{1/2}$$

et sont satisfaites par les données.

Impulsion et signe du faisceau : 9 GeV/c <sup>-</sup>			Impulsion et signe du faisceau : 12 GeV/c <sup>-</sup>		
$\rho_{00}$	$\rho_{1-1}$	$\text{Re } \rho_{10}$	$\rho_{00}$	$\rho_{1-1}$	$\text{Re } \rho_{10}$
0,64 ± 0,04	0,01 ± 0,03	0,08 ± 0,03	0,54 ± 0,10	-0,18 ± 0,07	0,14 ± 0,05

Tableau [ 5 ]

### III.5 SECTION EFFICACE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$ (1688) $\omega^0$ .

Etant donné que sur les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ , le seul signal ayant une signification statistique est celui qui correspond à la résonance  $N^{*0}$  (1688), nous ne donnons dans ce paragraphe que les sections efficaces des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$  (1688)  $\omega^0$  aux deux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c. Elles sont données par la relation :

$$\sigma = \frac{N}{S} \times \left[ \text{Pb} \times R_{\omega} \times \text{Acc} \times \text{Eff} \right]^{-1}$$

. N est le nombre d'évènements observés avec production associée des résonances  $N^{*0}$  (1688) et  $\omega^0$ ; à 9 GeV/c et 12 GeV/c nous avons pris les valeurs données par les ajustements à 3 résonances des distributions de masses effectives  $M_{p\pi^-}$ .

. Pb est la probabilité d'avoir une masse effective  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  comprise entre  $m_{\omega} - 2\sigma_{\omega}$  et  $m_{\omega} + 2\sigma_{\omega}$  dans une distribution de masses gaussienne; ce facteur tient compte de la sélection des évènements avec production de la résonance  $\omega^0$  (783); que nous avons faite.

.  $R_{\omega}$  est le rapport d'embranchement de la désintégration de la résonance  $\omega^0$  (783) dans le canal  $\pi^+\pi^-\pi^0$  [Réf.18]

$$R_{\omega} = (89,9 \pm 0,6)\%$$

. S désigne les sensibilités nominales de l'expérience relatives aux données à 9 GeV/c<sup>-</sup> et 12 GeV/c<sup>-</sup>.

. Eff est l'efficacité du système de déclenchement et de la chaîne de traitement des données. Pour les évènements avec 4 traces chargées dans l'état final, elle donnée par [Réf. 10] :

$$\text{Eff} = 0,61 \quad \text{à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c}$$

$$\text{Eff} = 0,64 \quad \text{à l'impulsion incidente } 12 \text{ GeV/c}$$

. Acc est l'acceptance de l'appareillage pour la réaction  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}(1688)\omega^0$ . Elle est déterminée par simulation en faisant les hypothèses suivantes sur les désintégrations des résonances produites :

- pour la résonance  $N^{*0}$  (1688) nous supposons un alignement 1/2 du spin
- pour la résonance  $\omega^0$  nous prenons comme valeurs des éléments de la matrice densité, celles données dans le tableau 5 page 168.

Nous obtenons les valeurs suivantes :

$$\text{Acc} = 5,9\% \quad \text{à } 9 \text{ GeV/c}^-$$

$$\text{Acc} = 6,1\% \quad \text{à } 12 \text{ GeV/c}^-.$$



Nous avons pris comme erreur relative sur ces facteurs d'acceptance la valeur :  $\frac{\Delta_{\text{Acc}}}{\text{Acc}} = 0,30$  (cf Appendice B).

A cause de la faible précision avec laquelle est connu le rapport d'embranchement de la désintégration de la résonance  $N^{*0}$  (1688) dans le canal  $p\pi^-$ , nous n'avons pas tenu compte de ce rapport dans le calcul des sections efficaces; les sections efficaces que nous donnons sont donc relatives à la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  (783) avec désintégration de la résonance  $N^{*0}$  (1688) dans le canal  $p\pi^-$ .

Nous avons obtenu les valeurs suivantes des sections efficaces :

$$\sigma = 1,83 \mu\text{b} \pm 0,57 \mu\text{b} \text{ à } 9 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma = 0,52 \mu\text{b} \pm 0,19 \mu\text{b} \text{ à } 12 \text{ GeV}/c$$

Les erreurs ne contiennent pas l'erreur sur le facteur de normalisation global Eff, évaluée à 12%.

En supposant une variation de la section efficace avec l'énergie incidente en  $s^{-n}$ , nous obtenons la valeur suivante du paramètre  $n$  :

$$n = 4,6 \pm 0,8$$

### III.6 DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS.

L'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  que nous venons de présenter, a montré que les spectres de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  observés dans les deux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$ , ont des formes très similaires. En supposant donc que ce sont les mêmes résonances qui sont produites dans les deux cas, et que cette production est due aux mêmes mécanismes d'échange, cette étude nous permet de confirmer la valeur  $I_u = 1/2$

de l'isospin échangé et la valeur  $I = 1/2$  de l'isospin des résonances produites dans la région de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  correspondant aux résonances  $N^{*0}$  (1520) et  $N^{*0}$  (1688). En ce qui concerne le spin de la particule échangée, les résultats obtenus sont en accord qualitatif avec ceux obtenus dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ .

Il semble donc que dans les deux réactions, la production des résonances  $N^{*0}$  (1520) et  $N^{*0}$  (1688) (et éventuellement  $N^{*0}$  (1670)) soit due à un mécanisme dominant d'échange d'un proton. Dans les deux réactions, la production de la résonance  $\Delta^0$  (1232) est très inférieure à la production de la résonance  $N^{*0}$  (1688).

Nous allons à présent comparer les résultats obtenus dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$  (1688)  $\omega^0$  à ceux de l'analyse des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$  (1688)  $\rho^0$ ,  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$  et  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$ . Cette comparaison portera sur la section efficace totale, la section efficace différentielle et la matrice densité des mésons produits.

La faible statistique dont nous disposons et la méthode de soustraction employée pour traiter le fond non-résonnant de la distribution de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  ne nous permettent pas de tirer de conclusions en ce qui concerne la présence éventuelle d'une structure sur la distribution de la variable de transfert  $u$ , au voisinage de la valeur  $u_0 = -0,15 \text{ GeV}^2$ . Nous signalons simplement que cette distribution n'a pas une forme parfaitement exponentielle et que la pente moyenne est de l'ordre de  $2 \text{ GeV}^{-2}$ .

Les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$  (1688)  $\rho^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}$  (1688)  $f^0$  ont été étudiées par A. Ferrer [Réf. 10], à partir des données de l'expérience "proton rapide", relatives au canal  $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ . Ces réactions semblent être dominées par un mécanisme d'échange d'un proton; en effet :

- les distributions angulaires de désintégration des résonances  $N^{*0}$  présentent toutes un pic pour des valeurs de  $\cos \theta_J$  voisines de 1, ce qui ne peut être expliqué que par un alignement 1/2 du spin.
- l'élément de matrice densité  $\rho_{22}$  du méson  $f^0$  a une valeur compatible avec 0 (dans le système d'axes de Jackson, l'axe de quantification étant donné par l'impulsion du proton cible, la composante  $l_z$  du moment angulaire orbital est nulle, si bien que si la particule échangée a un spin 1/2, les états de moment angulaire total  $|j, m = \pm 2\rangle$  ne peuvent être peuplés).
- la variation avec l'énergie incidente des sections efficaces totales est en bon accord avec les prédictions d'un modèle d'échange de la trajectoire  $N_\alpha$ .

Les rapports des sections efficaces des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} (1688) \omega^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} (1688) \rho^0$ , ont les valeurs suivantes aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c :

$$\frac{\sigma_\omega}{\sigma_\rho} = 0,87 \pm 0,40 \quad \text{à } 9 \text{ GeV/c}$$

$$\frac{\sigma_\omega}{\sigma_\rho} = 0,69 \pm 0,35 \quad \text{à } 12 \text{ GeV/c}$$

La distribution de  $\cos \theta_J$  pour le méson vecteur  $\rho^0$  est présentée sur la figure 13 page 191 et est à comparer à celle de la résonance  $\omega^0$ ; l'élément de matrice densité  $\rho_{00}$  du méson vecteur produit est très différent de celui de la matrice densité de la résonance  $\omega^0$  :

$$\left. \begin{array}{l} \rho_{00}(\rho^0) = 0,20 \pm 0,03 \\ \rho_{00}(\omega^0) = 0,64 \pm 0,04 \end{array} \right\} \text{ à l'impulsion incidente } 9 \text{ GeV/c}$$

$$\left. \begin{array}{l} \rho_{00}(\rho^0) = 0,14 \pm 0,04 \\ \rho_{00}(\omega^0) = 0,54 \pm 0,10 \end{array} \right\} \text{ à l'impulsion incidente } 12 \text{ GeV/c}$$

Les réactions  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$  et  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$  ont été étudiées par J.M. Losty et al. [Réf.35] à l'impulsion incidente 4,2 GeV/c.

Remarquons tout d'abord que l'isospin échangé dans la voie u de ces réactions ne peut avoir que la valeur  $I_u = 1/2$ .

Une structure de dip, ayant une signification statistique très nette dans le cas de la réaction  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$ , apparaît sur les distributions de la variable de transfert pour la valeur  $u_0 = -0,2 \text{ GeV}^2$ . La pente moyenne de ces distributions est de l'ordre de  $1 \text{ GeV}^{-2}$ .

Les valeurs des sections efficaces différentielles  $d\sigma/du'$  dans le domaine défini par  $u' < 1 \text{ GeV}^2$ , donnent pour le rapport des sections efficaces de production des résonances  $\omega^0$  et  $\rho^0$ , une valeur voisine de 2; ce résultat est en bon accord qualitatif avec les valeurs obtenues à partir des données de notre expérience, étant donné les grandes erreurs que nous avons sur ces valeurs.

Les éléments de matrice densité des mésons produits sont donnés dans le système d'hélicité de la voie s pour différents intervalles de la variable de transfert. Le passage du système d'hélicité de la voie s au système d'hélicité de la voie u se fait par la rotation autour de la normale  $\vec{n}$  au plan de la réaction, d'angle  $\theta$  défini par [Réf.20]:

$$\cos \theta = (\Delta(s, m_M^2, m_\Lambda^2) + \Delta(u, m_M^2, m_P^2) - \Delta(t, m_M^2, m_K^2)) / 2(\Delta(s, m_M^2, m_\Lambda^2) \Delta(u, m_M^2, m_P^2))^{1/2}$$

$$\sin \theta = - (1 - \cos^2 \theta)^{1/2}$$

où  $m_M$  désigne la masse du méson produit et  $\Delta$  la fonction triangle :

$$\Delta(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xz - 2yz - 2zx.$$

L'opérateur de rotation correspondant et l'utilisation des systèmes de transversité associés, permettent d'établir la relation :

$$\rho_{00}^{H,u} = \frac{1}{2}(\rho_{00}^{H,s} + \rho_{11}^{H,s} - \rho_{1-1}^{H,s}) + \frac{\cos 2\theta}{2}(\rho_{00}^{H,s} - \rho_{11}^{H,s} + \rho_{1-1}^{H,s}) - \sqrt{2} \sin 2\theta \operatorname{Re} \rho_{10}^{H,s}$$

Après pondération par les sections efficaces différentielles  $d\sigma/du'$ , nous obtenons les valeurs suivantes dans le système d'hélicité de la voie u et pour le domaine de la variable de transfert défini par  $u' < 0,5 \text{ GeV}^2$  :

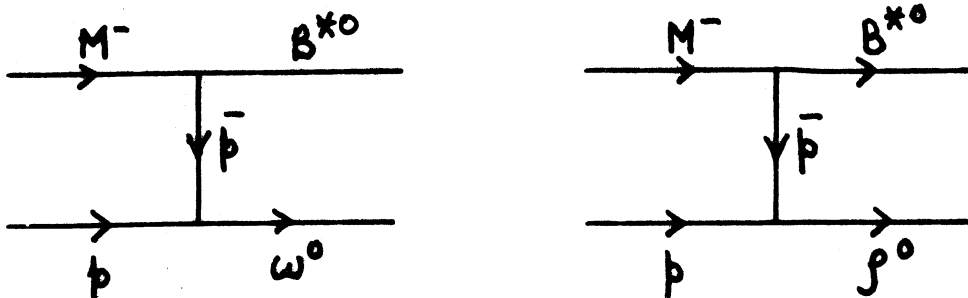
$$\rho_{00}(\rho^0) = 0,04 \pm 0,06$$

$$\rho_{00}(\omega^0) = 0,52 \pm 0,03$$

Ces résultats sont en bon accord qualitatif avec ceux que nous avons obtenus dans notre expérience : la proportion d'hélicité 0 est faible pour le méson vecteur  $\rho^0$  et grande pour la résonance  $\omega^0$ .

Les réactions  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$  et  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$  ont aussi été étudiées mais avec une statistique plus faible par A. Rougé et al. [Réf. 36] à l'impulsion incidente 3,95 GeV/c et par L. Lyons et al. [Réf. 37] aux impulsions incidentes 3,13 GeV/c, 3,3 GeV/c et 3,6 GeV/c. Nous avons les mêmes accords qualitatifs.

En conclusion, cet ensemble de résultats montre que la propriété de factorisation des modèles d'échange semble être bien vérifiée. Les valeurs très différentes obtenues pour l'élément de matrice densité  $\rho_{00}$  des résonances  $\rho^0$  et  $\omega^0$ , exigent des couplages de spin  $\rho NN$  et  $\omega NN$  très différents aux vertex du bas des diagrammes décrivant les réactions  $M^- p \rightarrow B^{*0} \omega^0$  et  $M^- p \rightarrow B^{*0} \rho^0$  où  $M^-$  désigne un méson incident et  $B^{*0}$  une résonance baryonique produite vers l'avant :



Le proton et l'antiproton échangé se trouvent de façon prédominante, dans des états d'hélicités opposées dans le cas de la production du méson vecteur  $\rho^0$ , et dans des états de même hélicité dans le cas de la production de la résonance  $\omega^0$ . Les mêmes résultats sont obtenus dans l'étude des réactions d'échange des résonances  $\rho$  et  $\omega$  [Réf.38 ]

IV - PRODUCTION VERS L'ARRIERE DE LA RESONANCE  $\eta$ .

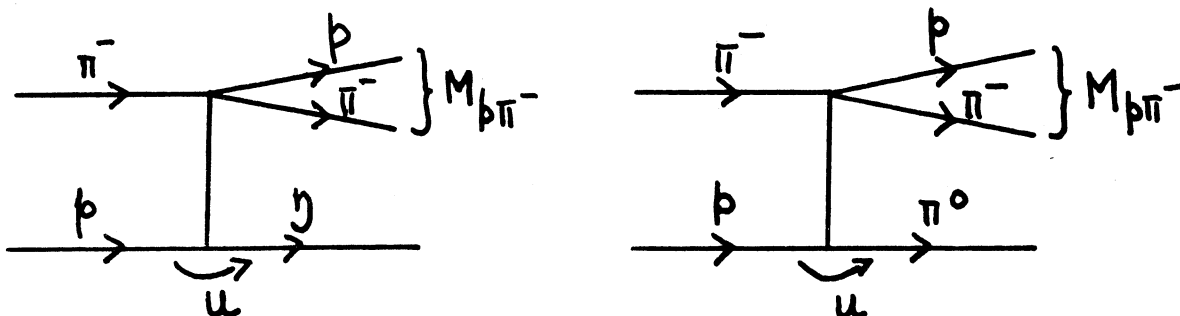
Le spectre de masses effectives  $M_{\pi^+\pi^-\pi^0}$  (histogramme hachuré) de la figure 1 page 181 est reproduit dans le haut de cette figure, à une échelle différente et pour une région de masses s'étendant de 450 MeV à 650 MeV. Nous rappelons que ces évènements correspondent à un faisceau de  $\pi^-$  incidents de 9 GeV/c d'impulsion et satisfont les coupures définies au paragraphe III.1 :

$$M_{p\pi^-} < 2 \text{ GeV} \quad u > - 1 \text{ GeV}^2$$

Sur ce spectre de masses apparaît un signal dû à la production vers l'arrière de la résonance  $\eta^+$ . Un ajustement par moindres carrés de cette distribution de masses du même type que celui décrit au paragraphe II.1 donne les valeurs suivantes :

$M_\eta = 546,4 \pm 1,8 \text{ MeV}$
$\sigma_\eta = 5,1 \pm 1,2 \text{ MeV}$
$N_\eta = 20 \pm 8$

La résonance  $\eta$  d'isospin  $I = 0$  est produite par un échange d'isospin  $I_u = 1/2$ . Dans l'hypothèse d'un échange de nucléon, le rapport des sections efficaces de production vers l'arrière des mésons  $\eta$  et  $\pi^0$  dans les processus décrits par les diagrammes suivants :



est égal au carré du rapport des constantes de couplage  $g_{\eta NN}$  et  $g_{\pi NN}$

$$\frac{d\sigma/du \, dM_{p\pi}^2 | \eta}{d\sigma/du \, dM_{p\pi}^2 | \pi^0} = \frac{g_{\eta NN}^2}{g_{\pi NN}^2}$$

En supposant le rapport  $R^2 = \frac{g_{\eta NN}^2}{g_{\pi NN}^2}$  indépendant de  $u$  et en intégrant sur le même domaine de transferts  $u$  ( $-1 \text{ GeV}^2 < u < u_{\max}(\eta)$ ) et sur le même domaine de masses effectives  $M_{p\pi}$  ( $M_p + M_\pi < M_{p\pi} < 2 \text{ GeV}$ ), nous avons donc :

$$R^2 = \frac{g_{\eta NN}^2}{g_{\pi NN}^2} = \frac{\sigma_\eta}{\sigma_\pi}$$

Bien que les acceptances  $\text{Acc}(\eta)$  et  $\text{Acc}(\pi^0)$  dépendent beaucoup des hypothèses faites pour la distribution des masses effectives  $M_{p\pi}$  et la distribution angulaire du système  $p\pi^-$  supposée symétrique, le rapport  $\text{Acc}(\eta) / \text{Acc}(\pi^0)$  est peu sensible à ces hypothèses; c'est dû au fait que l'acceptance de l'appareillage pour une réaction d'échange donnée, se présente sous une forme pratiquement factorisée, les seules corrélations introduites entre les vertex du haut et du bas de la réaction étant dues à la conservation de l'impulsion et de l'énergie et à la valeur commune  $u$  de la variable de transfert. Dans le cas qui nous intéresse ici, si l'on suppose que le système  $p\pi^-$  provient de la désintégration d'une résonance  $N^{*0}$  (1688) avec une distribution angulaire en accord avec l'hypothèse d'alignement  $1/2$  du spin, nous obtenons la valeur suivante :

$$\text{Acc}(\eta) / \text{Acc}(\pi^0) = 0,107$$

Par contre si l'on suppose une distribution uniforme de masses effectives  $M_{p\pi}$  et une distribution angulaire isotrope, nous obtenons la valeur suivante très voisine de la précédente :

$$\text{Acc}(\eta) / \text{Acc}(\pi^0) = 0,113$$

Nous avons pris la valeur :  $\text{Acc}(\eta) / \text{Acc}(\pi^0) = 0,11$ .

Pour la distribution de la variable de transfert, nous avons supposé une loi exponentielle de pente égale à  $3 \text{ GeV}^{-2}$ .

Compte tenu de la coupure sur la variable  $MM^2$  utilisée pour constituer le lot d'évènements  $\pi^- p \rightarrow p \pi^- \pi^0$  et de la proportion de fond intervenant dans ce lot (cf Chapitre I), 8607  $\pi^0$  sont produits dans nos données dans la région cinématique considérée.

Le rapport d'embranchement de la désintégration de la résonance  $\eta$  dans les modes  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  et  $\pi^+ \pi^- \gamma (28,5 \pm 0,7)\%$ , [Réf 18 ] conduit alors à la valeur suivante du rapport  $R^2$  :

$$R^2 = \frac{g^2_{\eta NN}}{g^2_{\pi NN}} = 0,07 \pm 0,04.$$

Dans le cadre de SU(3) les particules physiques  $\eta$  et  $\eta'$  sont des combinaisons particulières du singulet  $\eta_1$  et du singulet d'isospin de l'octet  $\eta_8$  :

$$\eta = \eta_1 \sin \theta + \eta_8 \cos \theta$$

$$\eta' = \eta_1 \cos \theta - \eta_8 \sin \theta$$

cependant l'angle de mélange est faible  $\theta \simeq 10,4^\circ \pm 0,2^\circ$  [Réf. 18 ] et la résonance  $\eta$  se trouve principalement dans l'octet  $\eta_8$  ( $\cos 10^\circ \simeq 0,98$ )

Le rapport  $R^2$  est donc sensiblement égal au rapport des constantes de couplage  $g^2_{\eta_8 NN}$  et  $g^2_{\pi NN}$ . Les couplages correspondants entre octets de SU(3) peuvent être séparés selon l'usage en couplage symétrique D et couplage antisymétrique F. Le rapport  $g^2_{\eta_8 NN} / g^2_{\pi NN}$  dépend de la proportion  $\alpha$  de couplage antisymétrique F qui n'est pas fixée dans le cadre de la théorie SU(3) : [Réf 39 ]:

$$\frac{g^2_{\eta_8 NN}}{g^2_{\pi NN}} = \frac{1}{3}(4\alpha - 1)^2$$

Dans le cadre d'une théorie plus générale que SU(3), telle que SU(6) ou



l'algèbre des courants, la proportion  $\alpha$  de couplage antisymétrique F, a la valeur  $\alpha = 0,4$  [Réf. 40]. La valeur que nous avons obtenue pour le rapport  $R^2$ , conduit à la valeur  $\alpha = 0,36 \pm 0,03$  qui est en très bon accord avec les prédictions précédentes.

D'autre part la valeur que nous avons obtenue pour le rapport  $R^2$  est aussi en très bon accord avec la valeur du rapport  $g^2_{\eta_8 NN} / g^2_{\pi NN}$  déduit de l'ajustement décrit dans la référence 38, d'autres constantes de couplages dans le cadre de SU(3) ;

$$\frac{g^2_{\eta_8 NN}}{g^2_{\pi NN}} = \frac{5,2 \pm 1,2}{79,4 \pm 1,0} = 0,07 \pm 0,02.$$

TABLE DES FIGURES
-------------------

Figure 1 : Spectre des masses  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$  pour les événements avec des  $\pi^-$  incidents de 9 GeV/c

La distribution hachurée correspond aux événements avec :

$$M(p\pi^-) < 2 \text{ GeV}$$

$u > -1 \text{ GeV}^2$ , où  $u$  désigne le carré du moment transféré entre le  $\pi^-$  incident et le système  $p\pi^-$  sur lequel on fait la coupure de masse précédente.

L'encadré correspond à la distribution hachurée faite à une échelle différente,

Figure 2 : Même spectre que sur la figure 1 pour les événements avec des  $\pi^-$  incidents de 12 GeV/c

Figure 3 : Même spectre que sur la figure 1 pour les événements avec des  $\pi^+$  incidents de 9 GeV/c, l'un des  $\pi^-$  de l'état final étant remplacé par un  $\pi^+$

Figure 4a et b : Distributions de l'angle de Van Hove et de la variable  $r/r_{\text{max}}$  dans la réaction  $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\omega^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c

Figure 5a et b : Mêmes distributions à l'impulsion incidente 12 GeV/c

Figure 6a et b : Mêmes distributions à l'impulsion incidente 9 GeV/c et dans la réaction  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\omega^0$

Figure 7 : Spectre des masses  $M(p\pi^-)$  dans la réaction  $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\omega^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c

La distribution hachurée correspond au fond non-résonant de la distribution de masses  $M(\pi^+\pi^-\pi^0)$

Figure 8 : Même spectre que sur la figure 7 à l'impulsion incidente 12 GeV/c

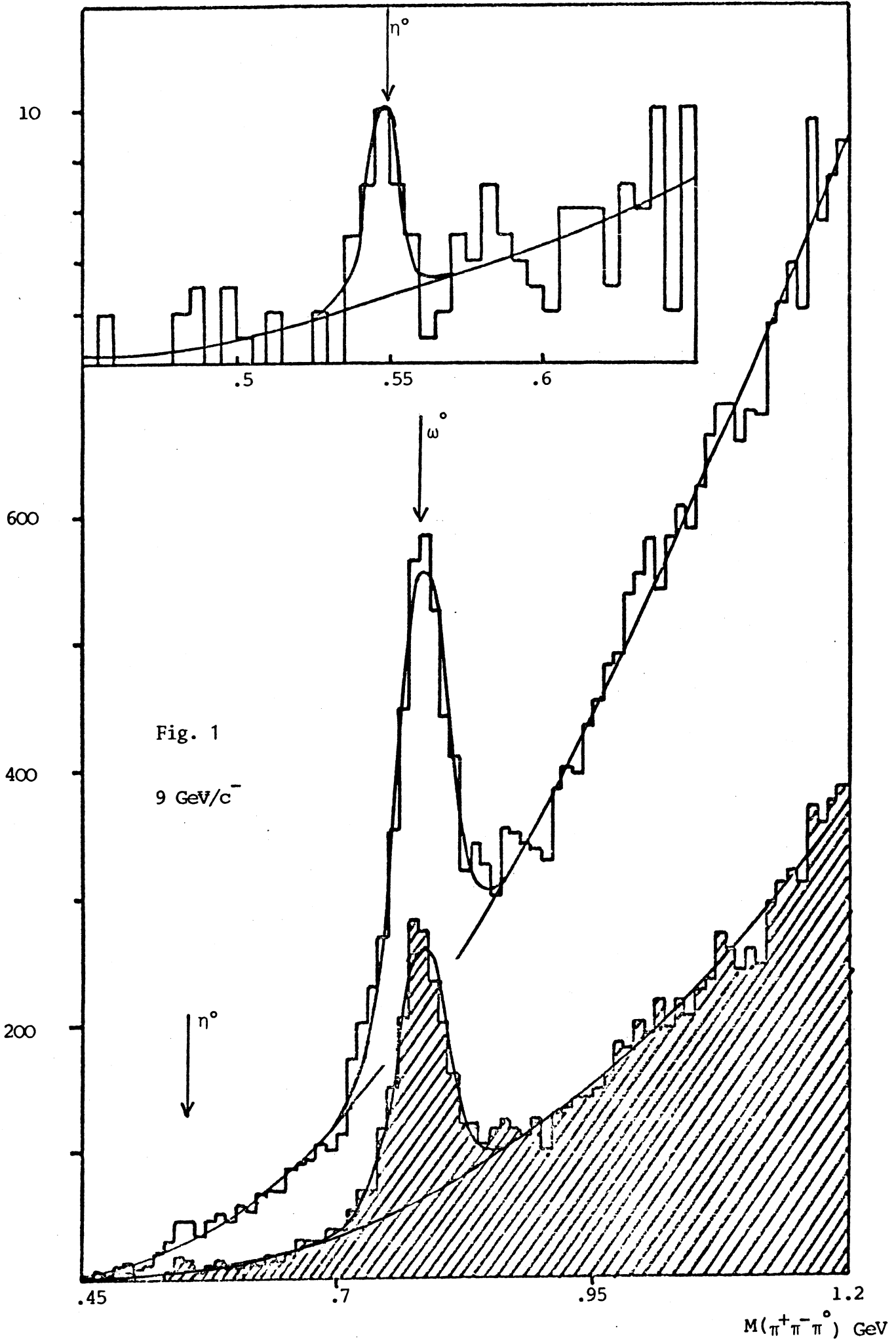
Figure 9 : Même spectre que sur la figure 7 à l'impulsion incidente 9 GeV/c et dans la réaction  $\pi^+p \rightarrow p\pi^+\omega^0$

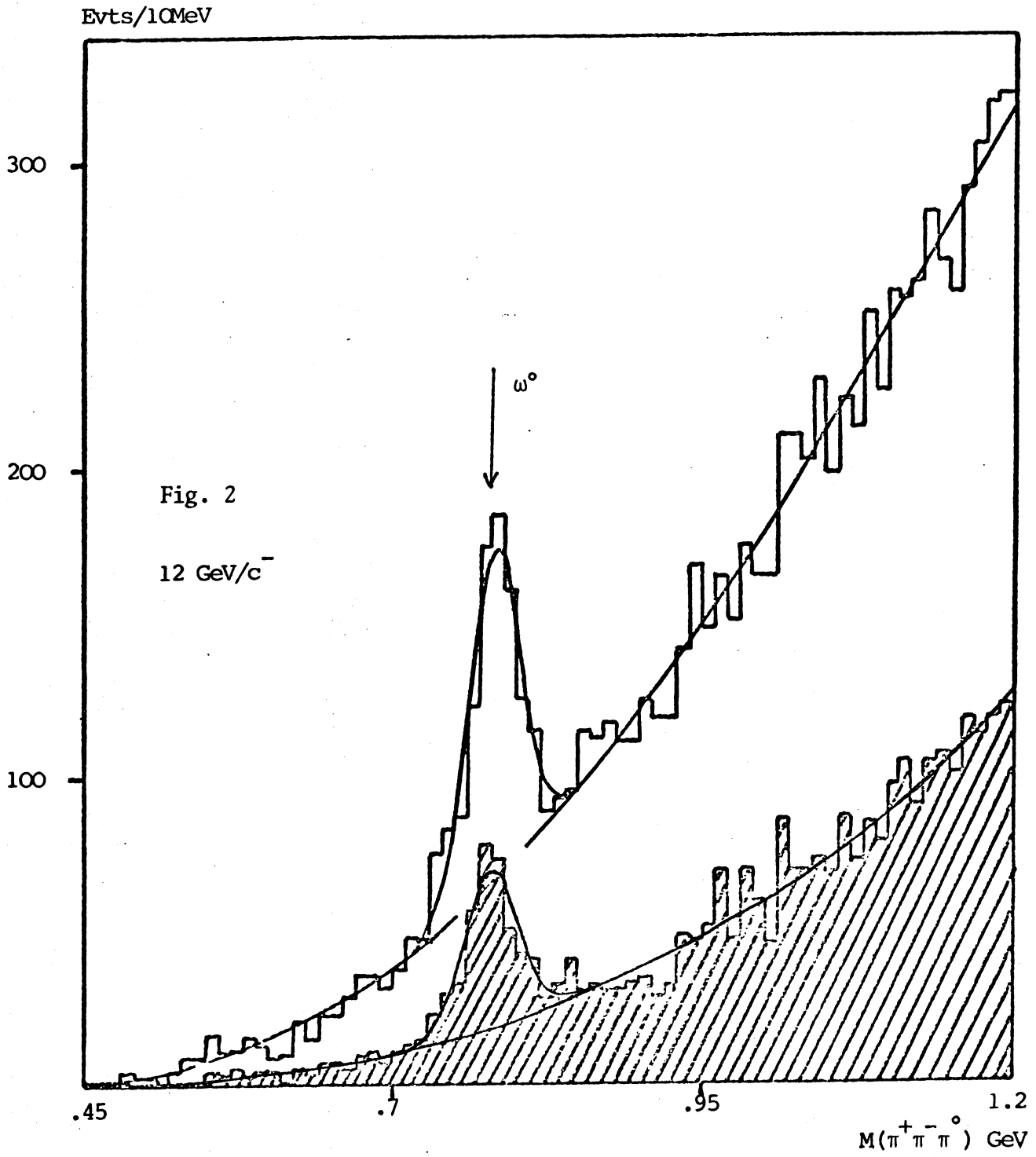
Figure 10 : Différences entre les spectres non hachurés et les spectres hachurés présentés sur les figures 7, 8 et 9

Figure 11 : Distribution angulaire  $W(\cos \theta_J)$  de la résonance  $N^{*0}(1688)$  produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\omega^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c

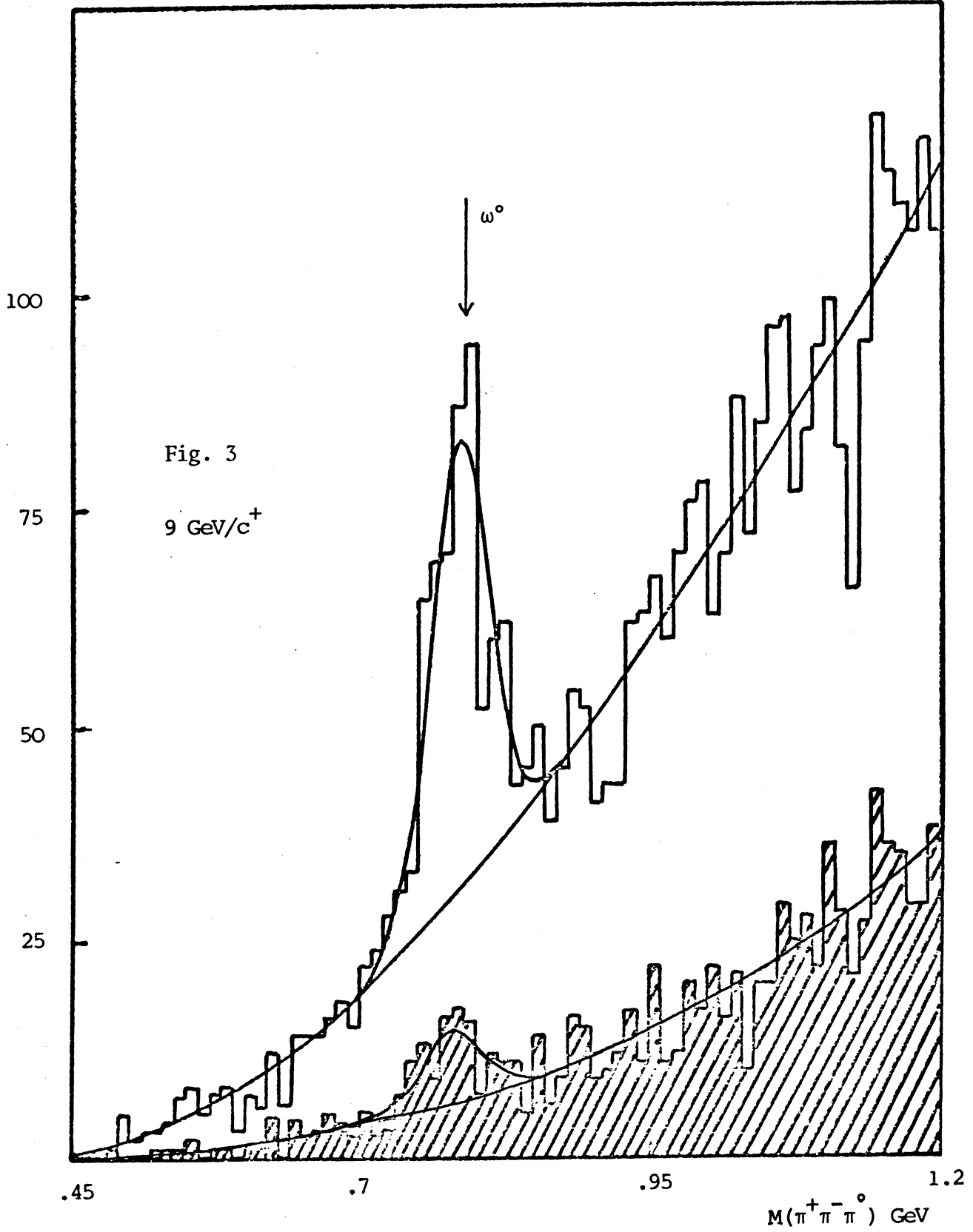
Figure 12a et b : Distributions angulaires de désintégration de la résonance  $\omega^0$  produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\omega^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c

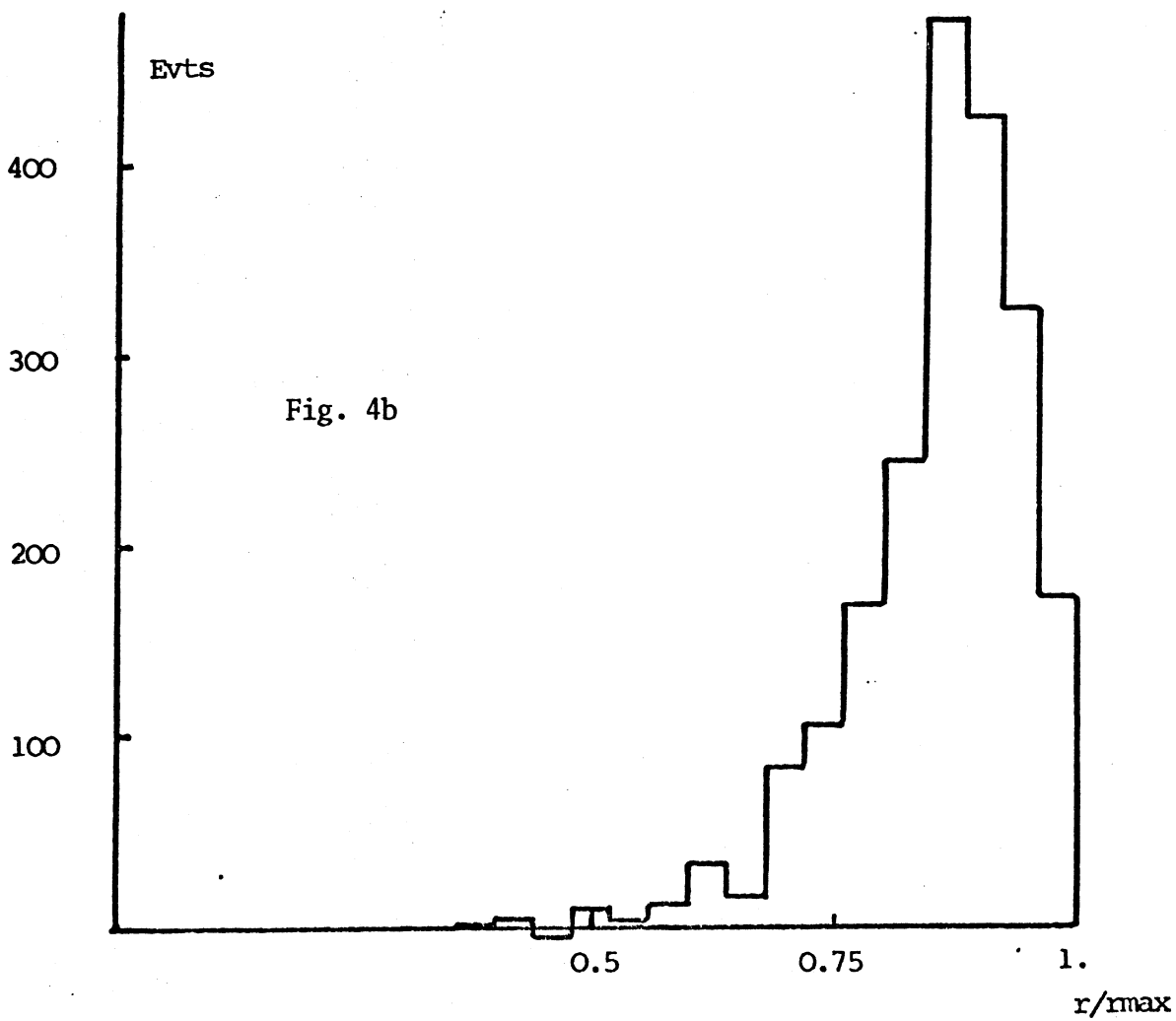
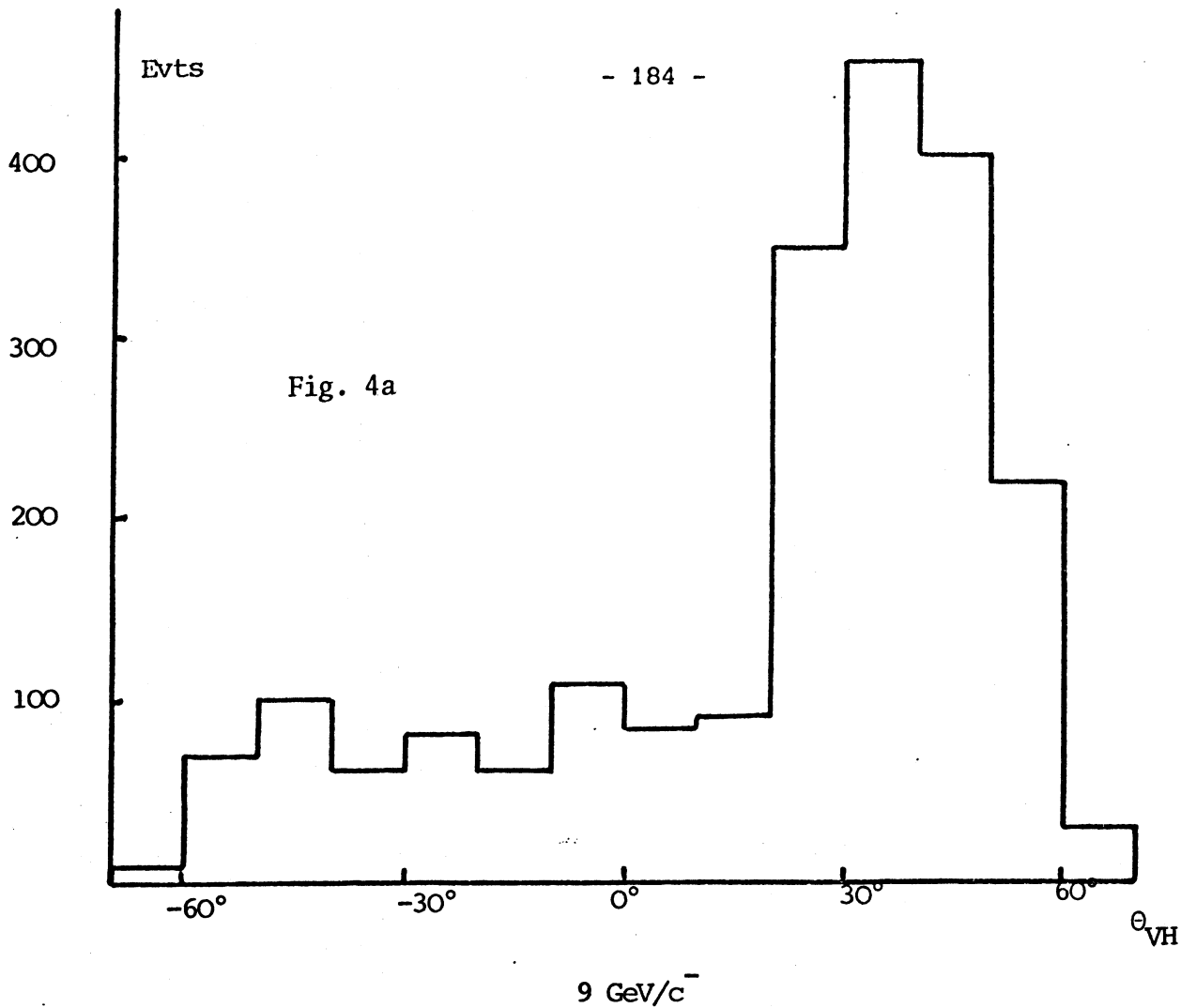
Figure 13 : Distribution angulaire  $W(\cos \theta_J)$  de la résonance  $\rho^0$  produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\rho^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c.

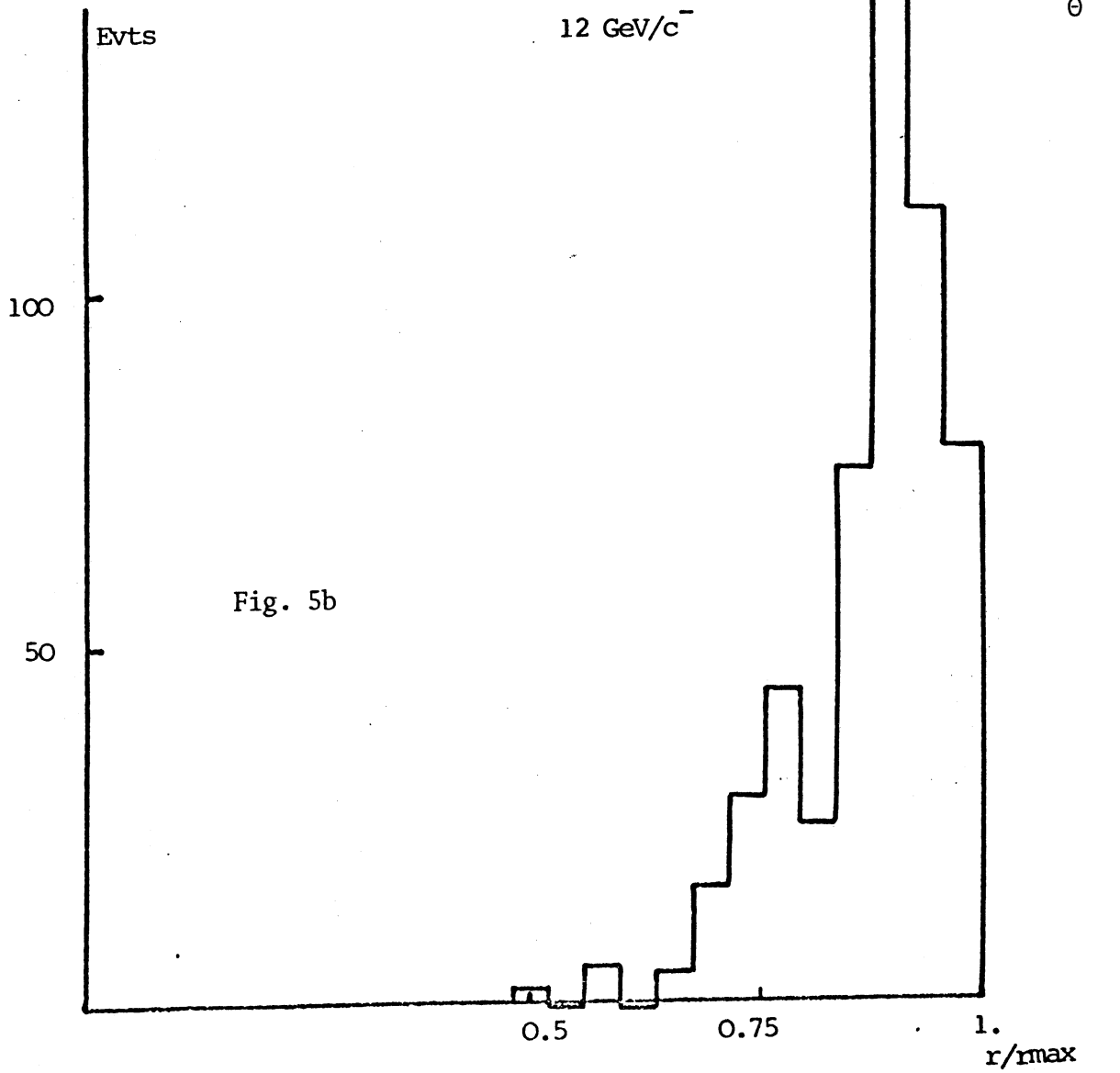
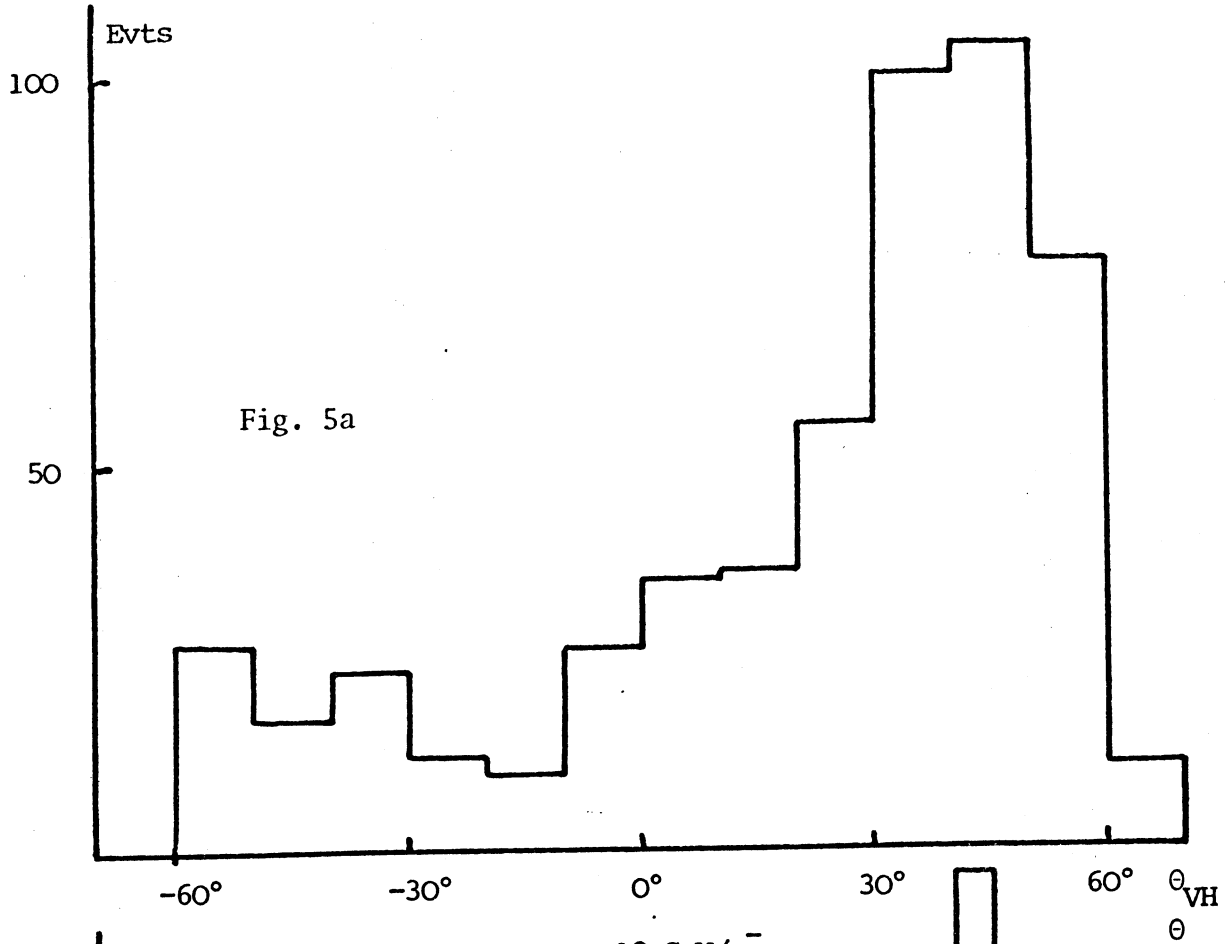




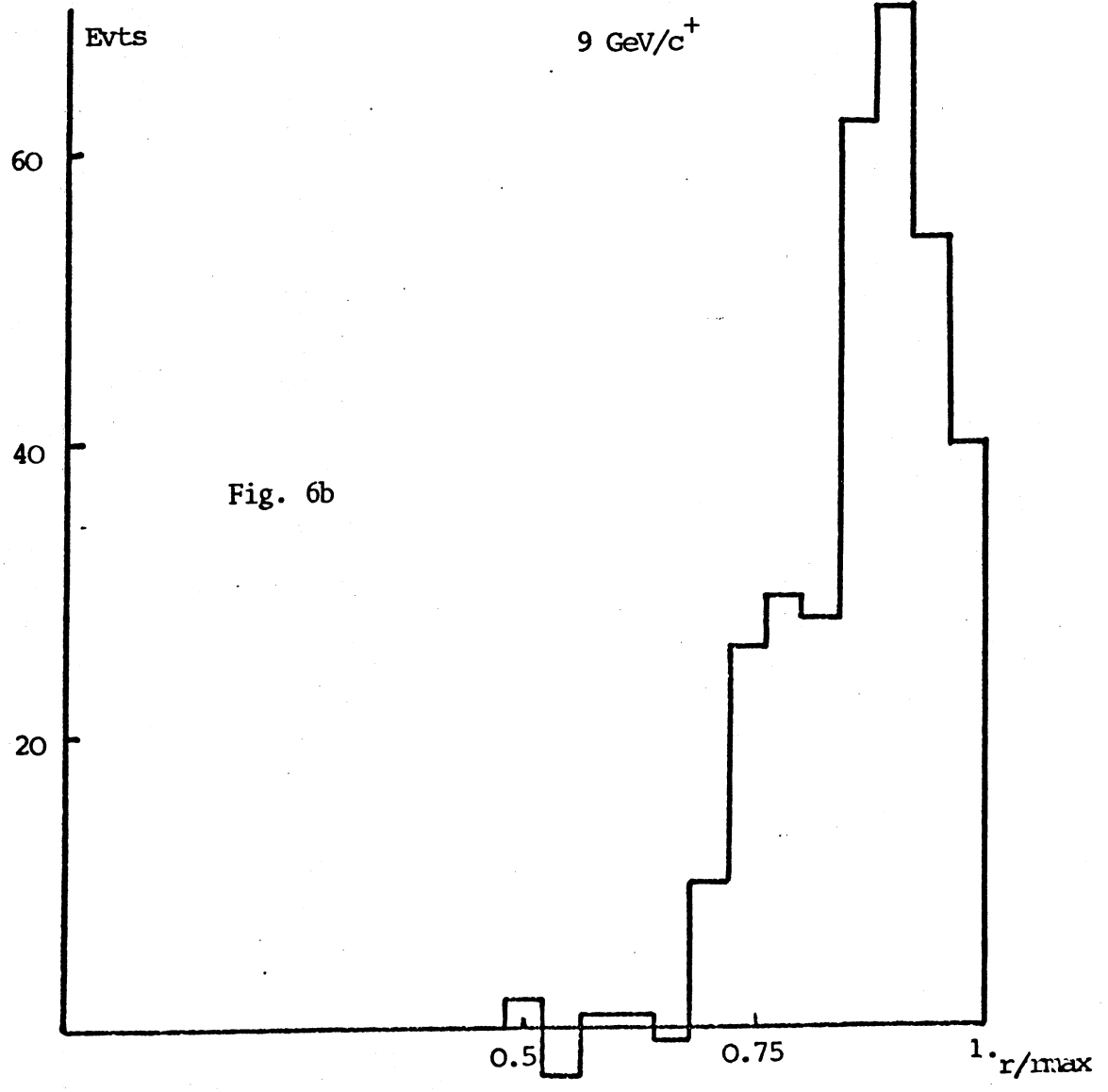
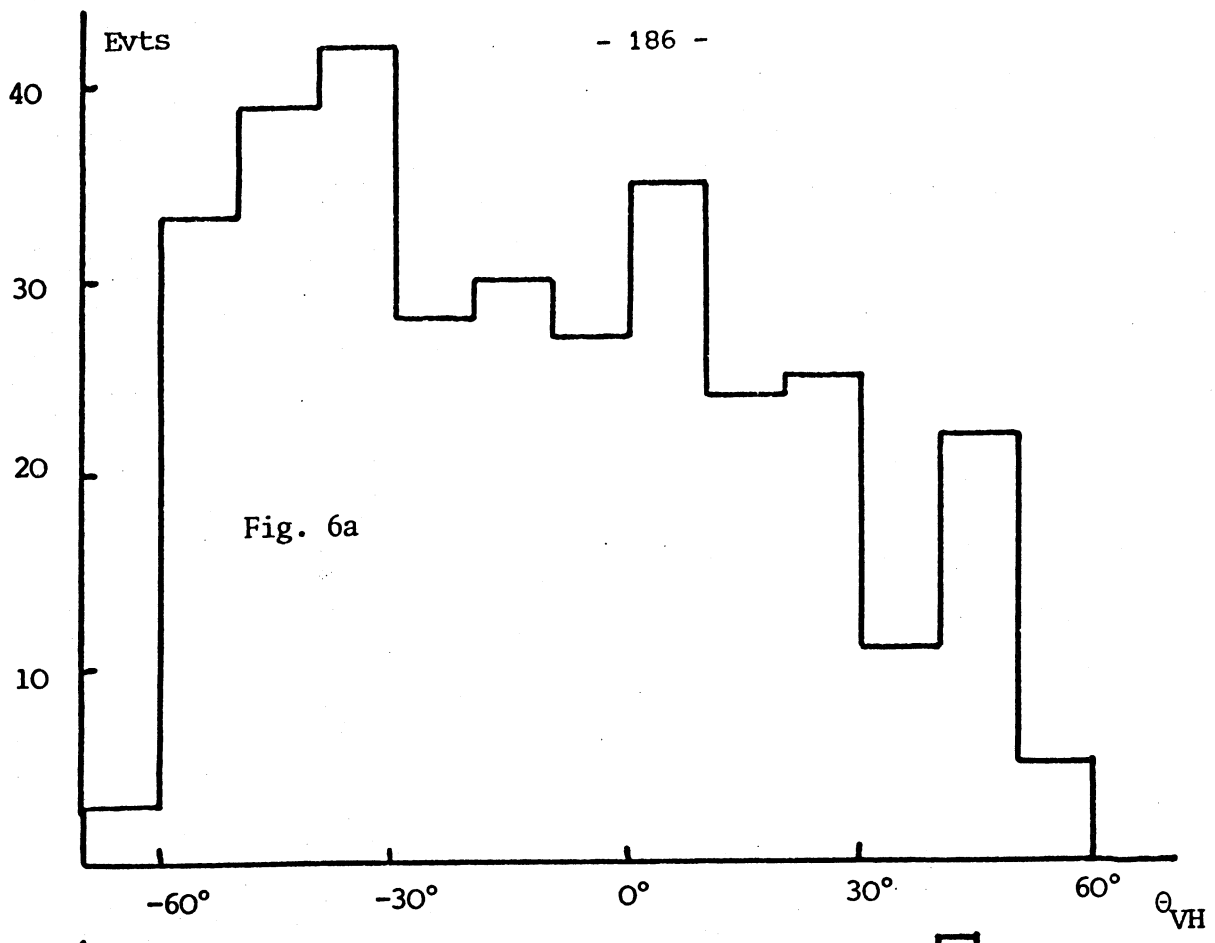
Evts/10MeV

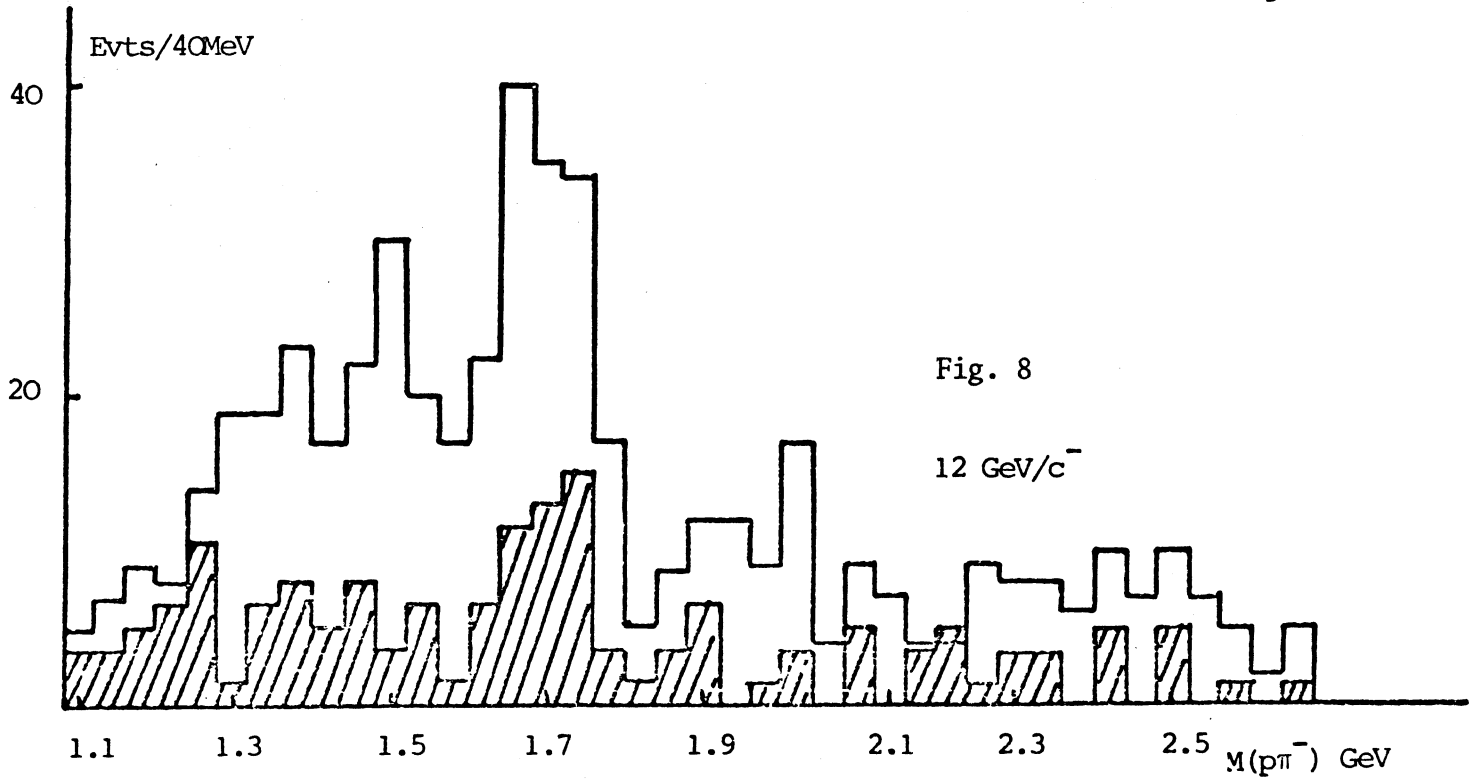
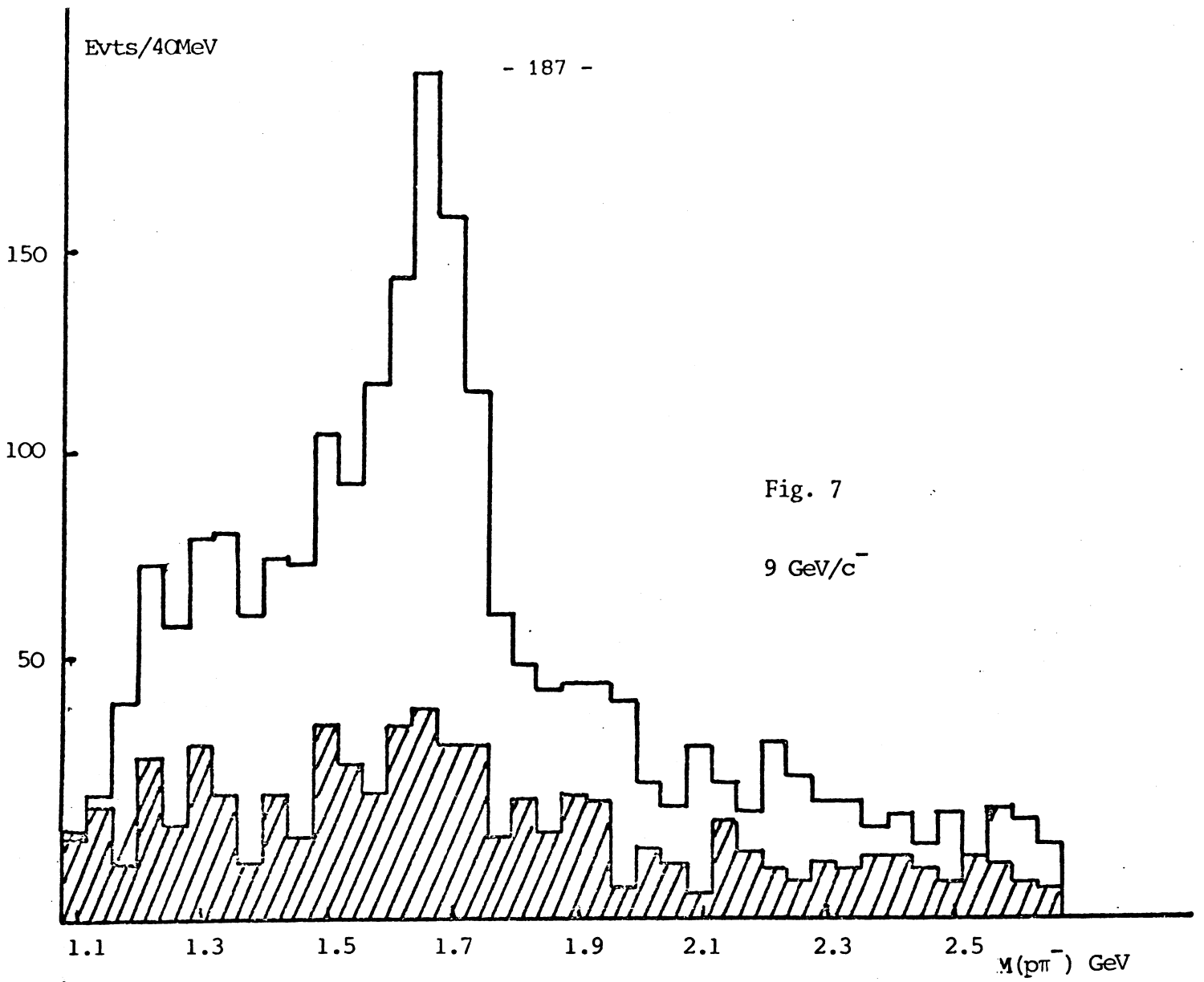


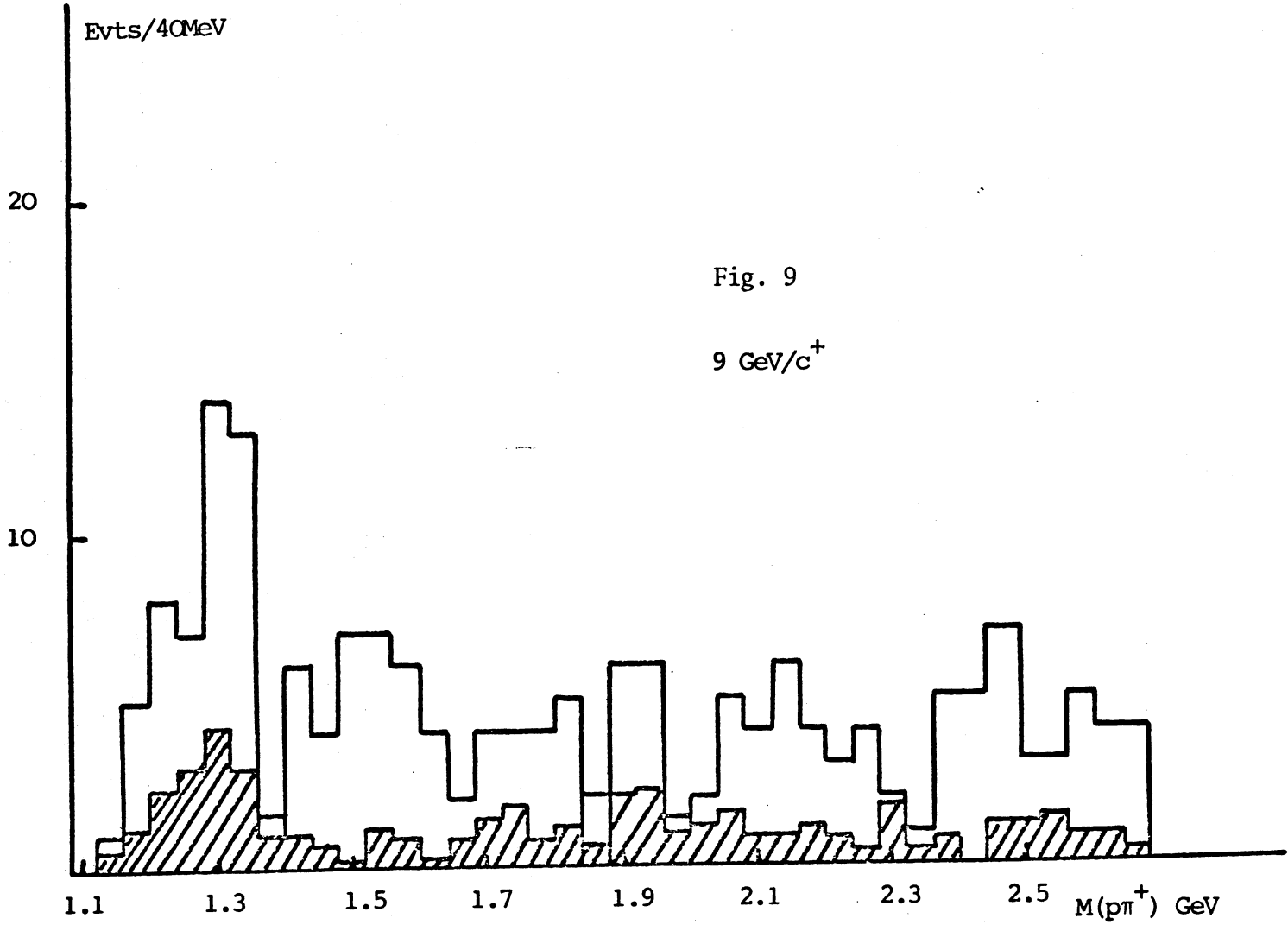


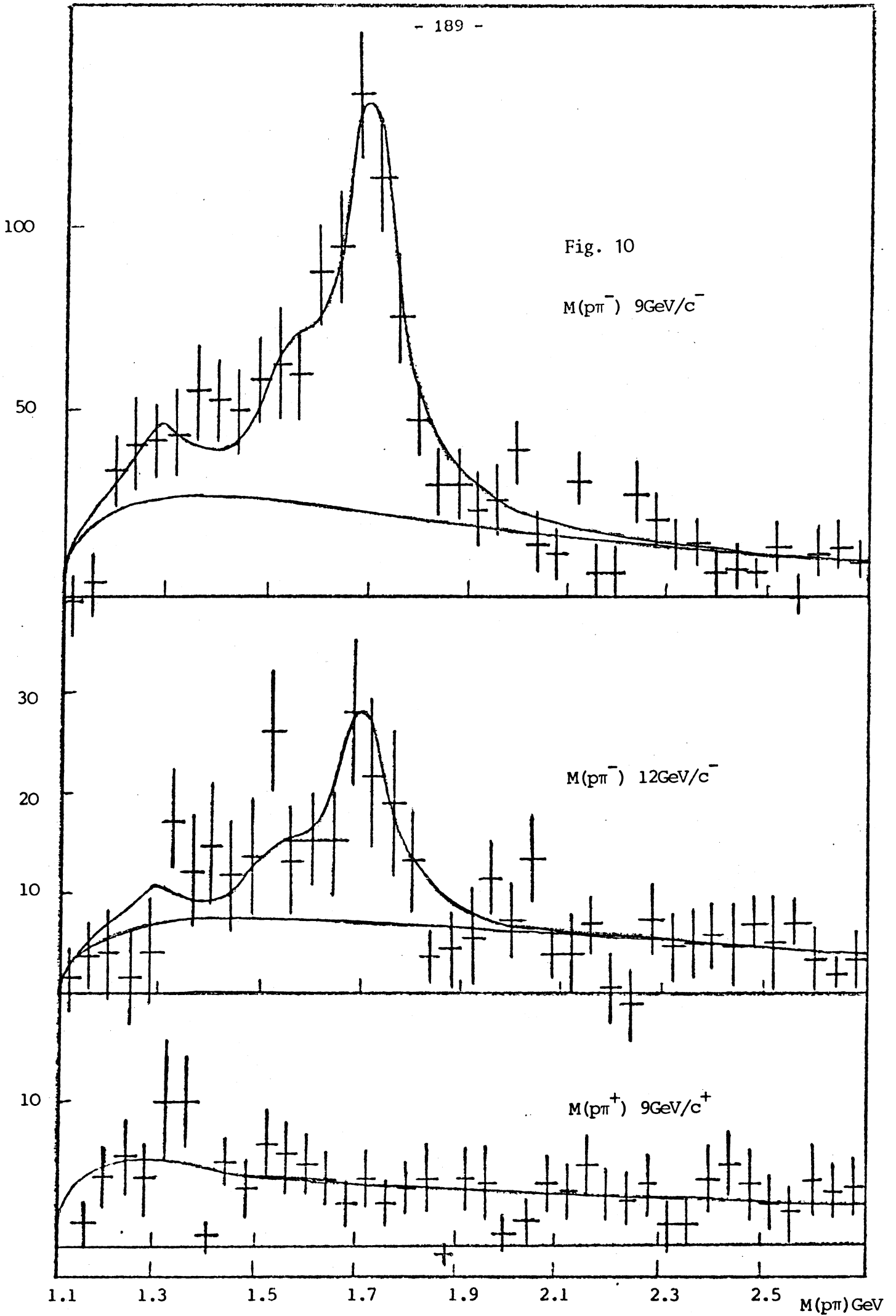












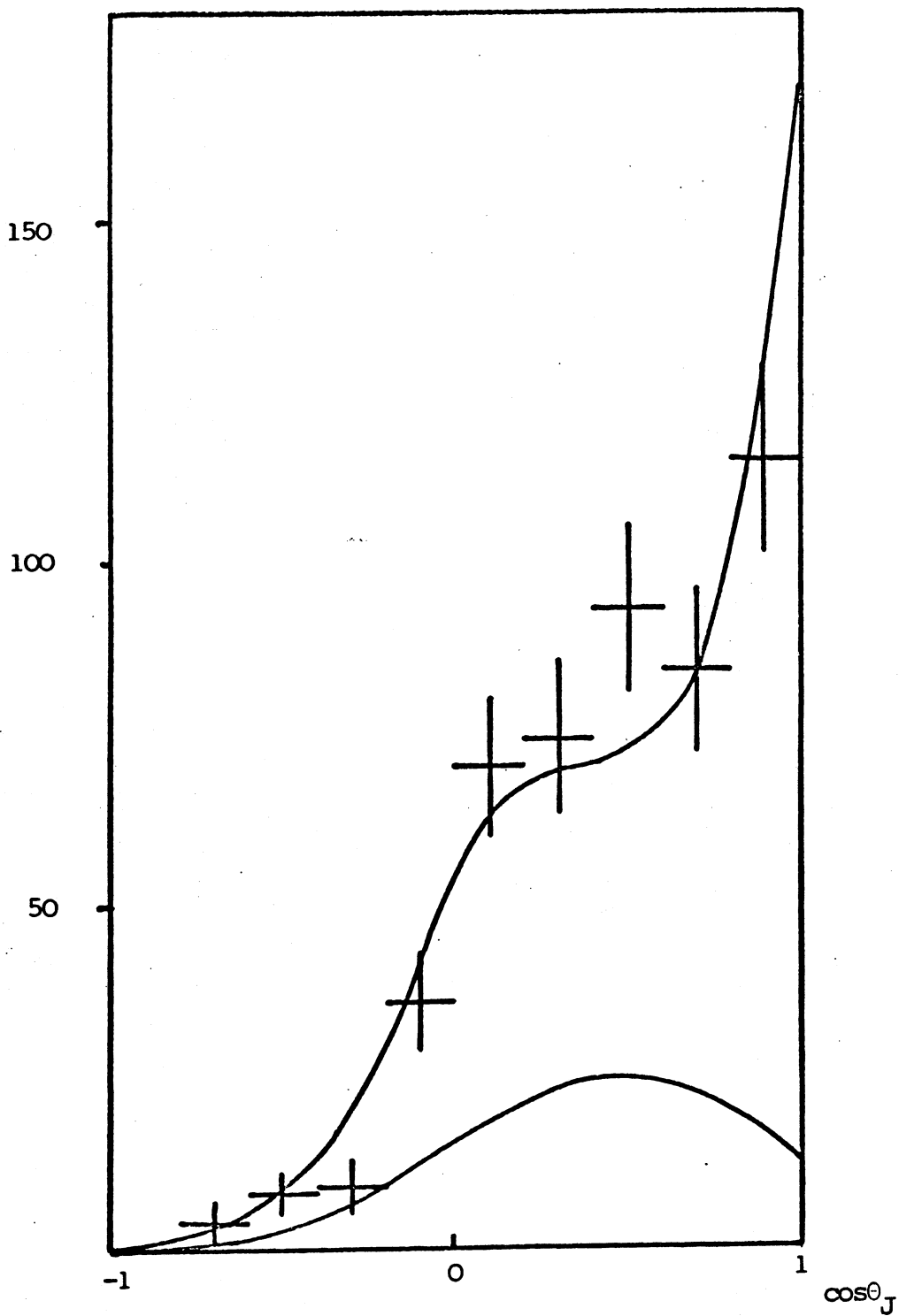
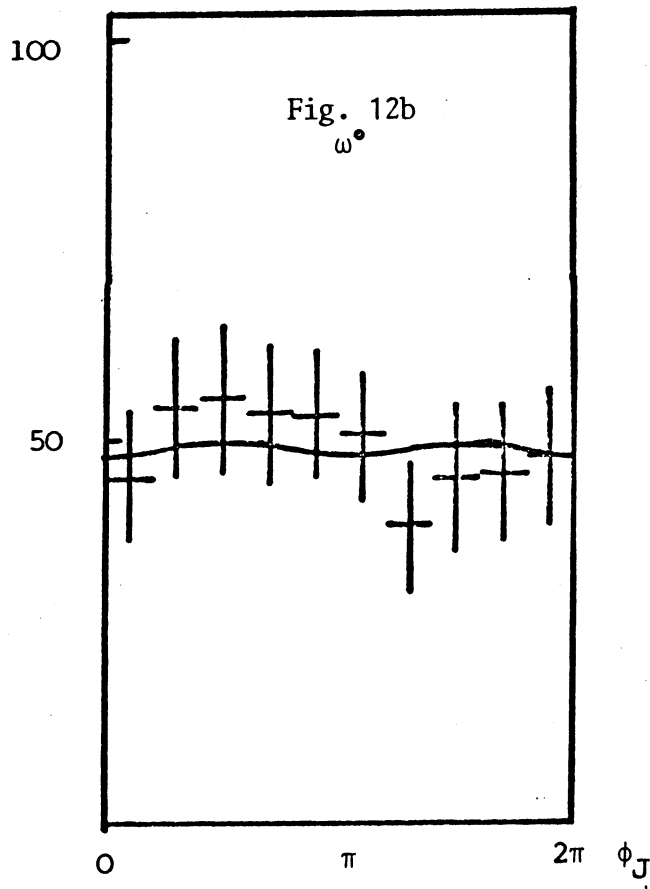
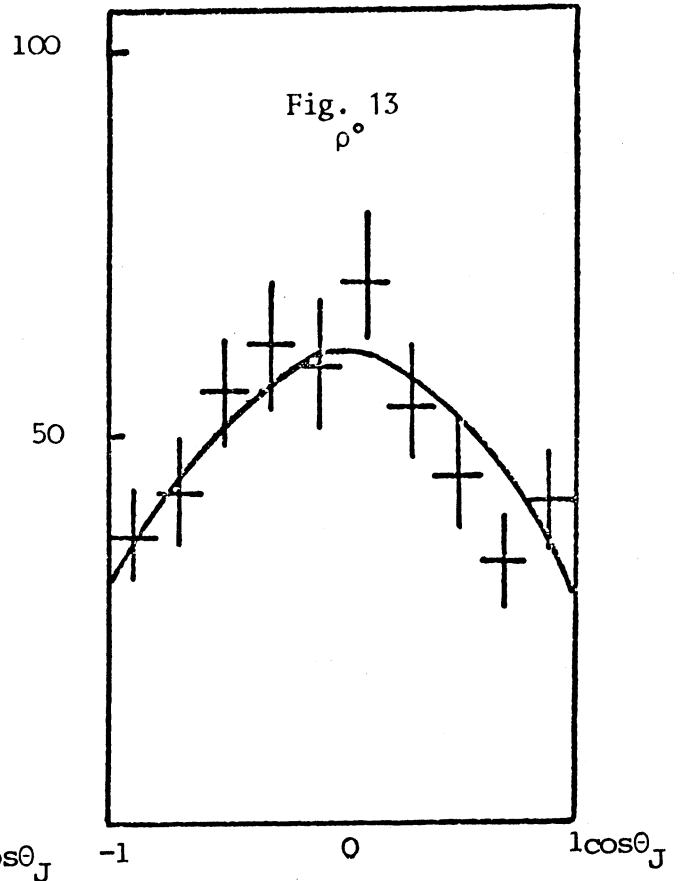
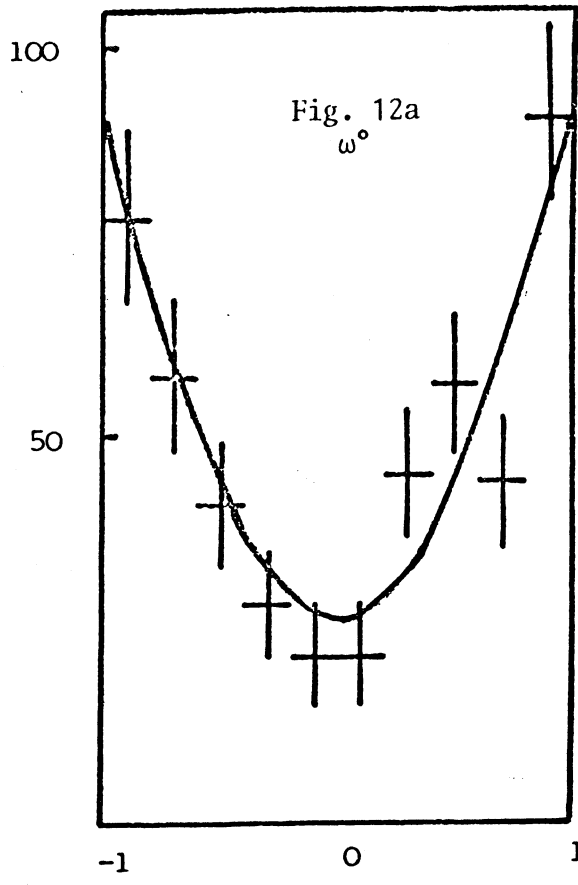


Fig. 11



CONCLUSION

L'analyse des canaux  $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^0$  et  $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^0$ , où dans le référentiel du centre de masse le proton de l'état final est émis vers l'avant par rapport à la direction du faisceau incident, nous a permis, d'étudier les trois réactions d'échange baryonique  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$ ,  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}\pi^0$ ,  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}\omega^0$ , et de mettre en évidence la production vers l'arrière du méson  $\eta$ . D'autre part les données de cette expérience, relatives au canal  $\pi^-p \rightarrow p\pi^+\pi^-\pi^-$ , ont permis l'étude des réactions d'échange baryonique  $\pi^-p \rightarrow pA_2^-$ ,  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}\rho^0$  et  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}f^0$  [Réf 10].

L'étude de ces réactions d'échange baryonique a été faite aux deux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c et avec une statistique élevée en ce qui concerne les réactions  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$  et  $\pi^-p \rightarrow N^{*0}\pi^0$ .

Le principal problème expérimental rencontré dans cette étude, était constitué par les biais introduits par l'acceptance limitée de l'appareillage. Nous pensons que ces biais ont été correctement évalués, comme le montre, en particulier, l'accord obtenu entre les déterminations de la pente de la distribution de transfert et de la section efficace de la réaction  $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$ , faites indépendamment dans l'analyse du canal  $\pi^-p \rightarrow p\pi^-\pi^0$  et dans l'étude de la réaction inclusive  $\pi^-p \rightarrow pX^-$ .

L'étude des distributions expérimentales de la variable de transfert entre le  $\pi^-$  incident et le baryon de l'état final, a clairement mis en évidence l'existence de pics arrière, avec pour les pentes de ces distributions des valeurs comprises entre  $2 \text{ GeV}^{-2}$  et  $6 \text{ GeV}^{-2}$ ; l'interprétation des données peut donc se faire dans le cadre de modèles d'échanges baryoniques.

Les variations avec l'énergie incidente des sections efficaces totales de ces diverses réactions sont en bon accord qualitatif avec les prédictions d'un modèle d'échange d'une trajectoire de Regge : variation avec l'énergie en  $s^{-n}$  avec

.  $n \sim 2$  correspondant à un échange de la trajectoire  $\Delta_8$  pour les réactions  $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ ,  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ ,  $\pi^- p \rightarrow p A_2^-$  (les valeurs expérimentales de l'exposant  $n$  sont respectivement  $2,2 \pm 0,1$ ,  $2,5 \pm 0,2$  et  $1,6 \pm 0,6$ ).

.  $n \sim 3 - 4$  correspondant à un échange de la trajectoire  $N_\alpha$  pour les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ ,  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \rho^0$ ,  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} f^0$  (la valeur moyenne pour ces quatre réactions, de l'exposant  $n$  est  $3,4 \pm 0,2$ ).

Nous rappelons que le zéro de non-sens de la trajectoire  $N_\alpha$  peut-être à l'origine de la structure observée, à la valeur  $u_0 = -0,15 \text{ GeV}^2$ , sur les distributions de transfert de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ .

Les pentes des sections efficaces différentielles ne montrent pas de variation significative avec l'énergie incidente; remarquons cependant que dans nos données qui correspondent aux impulsions incidentes 9 GeV/c et 12 GeV/c, le bras de levier dont nous disposons pour tester un tel effet est trop faible. En ce qui concerne les réactions pour lesquelles d'autres données expérimentales existent, la dispersion des points expérimentaux et les barres d'erreurs qui les accompagnent, ne permettent pas d'en tirer des conclusions quant à l'existence d'un "skinking" des sections efficaces différentielles, comme le prévoit un modèle d'échange d'une trajectoire de Regge.

La propriété de factorisation des modèles d'échange semble être bien vérifiée par l'ensemble des données relatives aux diverses réactions étudiées. En effet :

- dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} M^0$  ( $M^0 = \pi^0, \rho^0, \omega^0, f^0$ ), les spectres de masses effectives  $M_{p\pi}$  ont tous des formes similaires, avec comme caractéristique principale une croissance de la section efficace avec la masse de la résonance baryonique produite vers l'avant; les distributions angulaires  $W(\cos \theta_J)$  des résonances  $N^{*0}$  de masses supérieures à 1,4 GeV, présentent toutes un pic très prononcé pour les valeurs de  $\cos \theta_J$ , voisines de 1.



- les données relatives aux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} (1688)\omega^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} (1688)\rho^0$ , concernant les pentes des sections efficaces différentielles, le rapport des sections efficaces totales et l'élément  $\rho_{00}$  de matrice densité des mésons produits, sont en bon accord qualitatif avec les données correspondantes relatives aux réactions  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \omega^0$  et  $K^- p \rightarrow \Lambda^0 \rho^0$  où l'hyperon  $\Lambda^0$  est produit vers l'avant.

- le rapport  $g^2 \eta_{\pi NN} / g^2 \pi_{\pi NN}$  que nous avons déduit du rapport des sections efficaces de production vers l'arrière des mésons  $\eta^0$  et  $\pi^0$  est en excellent accord avec la valeur obtenue, par un ajustement, dans le cadre de la théorie SU(3), d'autres constantes de couplages.

En résumé, il semble que les propriétés générales des modèles d'échanges baryoniques et plus particulièrement des modèles d'échanges de trajectoires de Regge, soient satisfaites par les données relatives aux réactions étudiées.

Dans l'étude des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  nous avons mis en évidence les deux points particulièrement importants, suivants :

- les résonances  $N^{*0} (1520)$  ( $J^P = 3/2^-$ ) et  $N^{*0} (1688)$  ( $J^P = 5/2^+$ ) sont abondamment produites; il semble que le mécanisme dominant la production de ces résonances soit un mécanisme d'échange d'un proton alors que la résonance  $\Delta^0 (1232)$  ( $J^P = 3/2^+$ ) est produite dans 70% des cas dans un état d'hélicité 3/2 ( $|\lambda| = 3/2$ ) et avec la possibilité d'une égale importance des mécanismes d'échange des isospins  $I_u = 1/2$  et  $I_u = 3/2$ .

- la production de la résonance  $\Delta^0 (1232)$  par échange de proton est fortement inhibée. Dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  nous avons montré que le rapport des sections efficaces de production des résonances  $\Delta^0 (1232)$  et  $N^{*0} (1688)$  est inférieur de près de deux ordres de grandeurs au rapport des sections efficaces de formation de ces résonances dans la diffusion  $\pi^- p$  sur la couche de masse. Ce fait est confirmé par les résultats obtenus dans l'étude de la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  où nous dispo-

sions d'une statistique plus faible : aucun signal ayant une signification statistique n'apparaît sur le spectre de masses effectives  $M_{p\pi^-}$  dans la région du  $\Delta^0(1232)$ .

Dans le cadre d'un modèle d'échange factorisable et de SU(3), ces résultats sont à rapprocher de ceux de l'analyse des réactions  $K^-N \rightarrow Y^* \pi$  : la même inhibition de la production de la résonance  $Y^*(1385)$  ( $J^P = 3/2^+$ ) par rapport aux  $Y^*$  de parité naturelle a été observée par R. Barloutaud et al. [Réf.41] à l'impulsion incidente 3 GeV/c et par S.O. Holgren et al. et G.G.G. Massaro et al. [Réf. 42] à l'impulsion incidente 4,2 GeV/c. Notons qu'à basse énergie, les résonances de masses élevées sont favorisées par la cinématique : sur le diagramme de Chew et Low la borne supérieure  $u_{\max}$  de la région physique croît d'autant plus rapidement en fonction de la masse de la résonance produite que l'énergie incidente est faible.

En conclusion de l'ensemble de ces résultats, il ressort le point important suivant :

dans les réactions de production de baryons vers l'avant par échange de nucléon dans les interactions  $\pi^-p$  et  $K^-p$ , la production des baryons du décuplet  $3/2^+$  de SU(3) apparaît fortement inhibée en comparaison de la production des baryons de naturalité positive :  $n = P^{(-)J-1/2} = +$ .  
A notre connaissance, il n'existe aucune justification théorique de cette règle.

APPENDICE A

Dans cet appendice nous donnons la description de la méthode utilisée pour évaluer, dans les réactions à quasi deux corps que nous avons étudiées, les corrections dues à l'acceptance limitée de l'appareillage et qu'il est nécessaire d'introduire dans la détermination des grandeurs physiques suivantes :

- .section efficace totale  $\sigma$  de la réaction
- .pente  $b$  de la distribution de la variable de transfert  $u$
- .éléments de matrice densité  $\rho_{ij}$  des résonances produites,

Pour un événement donné, l'acceptance limitée de l'appareillage est décrite par la probabilité pour que toutes les traces chargées de l'événement soient détectées et correctement reconstruites par les programmes ROMEO et KOMEGA. Cette probabilité apparaît sous forme factorisée d'un ensemble de termes qui peuvent être répartis en deux groupes.

Le premier groupe contient des termes qui sont traités comme un facteur d'acceptance global qui ne varie pas d'un événement à l'autre dans un lot d'événements étudié. Ces termes correspondent à :

- .l'efficacité des détecteurs constituant le système de déclenchement des chambres à étincelles : le compteur cylindrique entourant la cible, les compteurs Cerenkov à haute et basse pressions, les deux paires d'hodoscopes,
- .l'absorption du proton rapide due aux interactions nucléaires de cette particule dans la matière constituant ces détecteurs,
- .l'efficacité du programme de reconstruction cinématique KOMEGA.

Ces termes sont décrits par le facteur d'acceptance global Eff qui n'intervient que dans la section efficace totale de la réaction (cf chapitre I, 1ère partie) et a pour valeur [Réf 8, 10]

Eff = 0,61 à l'impulsion incidente 9 GeV/c

Eff = 0,64 à l'impulsion incidente 12 GeV/c

L'erreur relative sur ce facteur d'acceptance global est estimé à 12%.

Le deuxième groupe est constitué de termes qui apparaissent sous forme de poids W attachés aux événements, et correspondent à :

.l'acceptance géométrique du système de déclenchement des chambres à étincelles, au proton rapide émis vers l'avant,

.la probabilité pour que toutes les autres traces chargées de l'événement, dites traces lentes, soient vues par les chambres à étincelles et correctement reconstruites par le programme ROMEO qui effectue la reconnaissance de formes et la reconstruction géométrique des traces. Une trace lente peut ne pas être détectée soit parce qu'elle est située en grande partie dans le volume inoccupé par les chambres à étincelles (trou au dessus et en dessous de la cible et entre les géométries I et II) soit à cause de l'inefficacité des chambres et de la chaîne de traitement des données. Cette inefficacité est d'autant plus grande que le nombre d'étincelles de la trace est petit ce qui est en particulier le cas pour une trace courte : trace traversant la géométrie II de biais, ou ayant une grande courbure et le long de laquelle l'angle que forme la trajectoire avec la normale au plan des chambres devient rapidement supérieur à l'angle de coupure à partir duquel l'étincelle n'est plus détectée.

La probabilité de détection d'une trace lente a pu être déterminée sous forme d'une fonction  $P(x, \mp p, \lambda, \phi)$  de la position du vertex d'interaction dans la cible, du signe de la charge et des paramètres  $p, \lambda, \phi$  de la trace, par une méthode statistique s'appuyant sur une chaîne de programme de simulation du fonctionnement de l'appareillage et tenant compte des caractéristiques de cet appareillage : volume occupé par les chambres, angle de coupure au delà duquel l'étincelle n'est plus détectée, constantes de "staggering", fluctuation de la position de l'étincelle, efficacité des chambres, efficacité et résolution des caméras Plumbicon, bruits de fonds dus aux étincelles parasites etc... [Réf 10]

Pour une réaction d'échange baryonique à quasi-deux corps donnée  $\pi^- p \rightarrow N^* M$ , nous constituons divers lots d'événements simulés à l'aide de la méthode Monte Carlo et tirés suivant certaines lois physiques :

- .distributions de Breit et Wigner pour les masses des résonances
- .distribution exponentielle pour la variable de transfert
- .distribution angulaire de désintégration des résonances en accord avec les hypothèses de spin faites pour ces résonances.
- .distribution uniforme pour la position du vertex d'interaction dans la cible d'hydrogène
- .distribution uniforme pour l'azimuth  $\phi$  fixant la position du plan de la réaction autour du faisceau.

Dans ces conditions, les paramètres cinématique  $p, \lambda, \phi$  des différentes traces d'un événement tiré sont complètement déterminés. Nous effectuons sur les distributions de la variable de transfert u les mêmes coupures que celles utilisées dans l'analyse des événements réels. Chaque lot d'événements simulés correspond à un ensemble de valeurs pour les paramètres dont dépendent les distributions de transfert et de désintégration : pente  $b$ , éléments de matrice densité  $\rho_{ij}$ , spin  $J$  des résonances.

Pour un événement tiré, le poids  $W$  qui lui est attaché est calculé de la façon suivante. Nous demandons tout d'abord que l'impulsion du proton soit supérieur à  $p_0/2$  où  $p_0$  est l'impulsion nominale du faisceau ; si ce n'est pas le cas l'événement est rejeté et un poids nul lui est attribué.

A partir de la position du vertex d'interaction et des paramètres  $p, \lambda, \phi$  du proton rapide émis, la trajectoire de cette particule est reconstituée dans le champ magnétique de l'Oméga. Si cette trajectoire ne traverse pas le volume sensible occupé par les détecteurs constituant le système de déclenchement, l'événement est rejeté et un poids nul lui est attribué. Pour un événement conservé, le poids  $W$  qui lui est attaché est alors donné par le produit des probabilités de détection  $P(x, \pm p_i, \lambda_i, \phi_i)$  de chacune des traces lentes, ce qui revient à négliger les corrélations entre ces traces, hypothèse justifiée par le fait que dans les réactions que nous avons étudiées, nous n'avons aucune paire de traces lentes formant un petit angle.

Les poids  $W$  attachés aux divers événements d'un lot sont alors utilisés pour pondérer les distributions des événements tirés et permettent ainsi de déterminer comment ces distributions sont affectées par l'acceptance de l'appareillage. La comparaison entre les distributions pondérées des différents lots d'événements simulés et les distributions des événements réels, permet d'évaluer

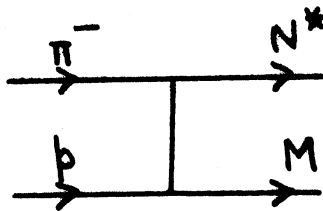
les corrections à faire au cours de la détermination des paramètres dont dépendent ces distributions. Cette détermination faite, les poids  $W$  attachés aux événements du lot correspondant aux valeurs de ces paramètres, permettent de calculer le facteur d'acceptance intégrée  $Acc$  intervenant dans l'expression de la section efficace totale de la réaction (cf chapitre I, 1ère partie) :

$$Acc = \sum_{\substack{\text{événements} \\ \text{conservés}}} W_i/N \text{ (nombre d'événements tirés)}$$

Les facteurs d'acceptance  $Acc$  correspondant aux différentes réactions que nous avons étudiées, sont donnés par le tableau suivant (dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ , nous avons employé les mêmes coupures sur la masse effective  $M_p^-$  que celles utilisées dans l'analyse des événements réels)

Réaction	Impulsion incidente 9 GeV/c	Impulsion incidente 12 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow p \rho^-$	0,36	0,36
$\pi^- p \rightarrow \Delta^0(1232)\pi^0$	0,76	0,73
$\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1520)\pi^0$	0,53	0,59
$\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$	0,42	0,49
$\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688)\pi^0$	0,06	0,06

Pour une réaction d'échange baryonique donnée, la méthode de simulation que nous venons de décrire montre que l'acceptance de l'appareillage se présente sous une forme partiellement factorisée par rapport au vertex du haut et du bas intervenant dans le diagramme associé à la réaction :



Les seules corrélations introduites proviennent de la conservation de l'impulsion et de l'énergie et de la valeur commune de la variable de transfert  $u$ .

Comme l'indique le tableau précédent, les facteurs d'acceptance Acc dépendent peu de l'impulsion incidente. En effet les champs magnétiques utilisés aux deux impulsions incidentes sont dans un rapport voisin de celui de ces impulsions, si bien que les acceptances géométriques au proton rapide sont pratiquement les mêmes, de même que les acceptances au  $\pi^-$  émis dans la désintégration de la résonance baryonique (pour les réactions dans lesquelles une telle résonance est produite). D'autre part l'énergie de recul du méson dans le laboratoire ne dépendant que de la valeur de la variable de transfert u, l'acceptance à la trace ou aux traces chargées associées à ce méson, ne dépend pas de l'impulsion incidente.

L'acceptance de l'appareillage est meilleure dans le cas des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  que dans le cas de la réaction  $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ . Ceci est dû au fait que le  $\pi^-$  émis dans la désintégration d'un  $N^{*0}$  produit vers l'avant, a une trace émise vers l'avant dans le laboratoire ; cette trace traverse un volume de détection plus grand et forme avec la normale au plan des chambres un angle plus petit et est donc mieux détectée que la trace associée au  $\pi^-$  émis dans la désintégration du méson vecteur produit vers l'arrière.

Dans le cas des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ , l'acceptance de l'appareillage diminue lorsque la masse de la résonance  $N^{*0}$  croît. Cet effet est dû à l'angle d'ouverture à la désintégration de la résonance et au balayage du proton rapide par le champ magnétique.

En ce qui concerne la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \omega^0$  nous avons approximativement l'égalité suivante qui provient des propriétés de factorisation de l'acceptance :

$$\text{Acc}(\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \omega^0) \simeq \text{Acc}(\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0) \text{Acc}^2(\pi^- p \rightarrow p \rho^-)$$

En fait la résonance  $N^{*0}(1688)$  produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \omega^0$ , a une impulsion moins grande que celle produite dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0$ ; l'acceptance au proton rapide est donc moins bonne mais cet effet est compensé par la perte d'acceptance dans la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \pi^0$ , due au trou qu'il y a dans la partie plane avant du compteur cylindrique entourant la cible : on perd les événements correspondant à une faible valeur de u' et à une position du vertex d'interaction proche de la face avant de la cible.

Pour toutes les réactions, l'erreur relative sur le facteur d'acceptance Acc est estimée à 10% sauf pour la réaction  $\pi^- p \rightarrow N^{*0}(1688) \omega^0$  où nous la prenons égale en conséquence à 30% (de même que pour le facteur d'acceptance relatif à la production vers l'arrière de la résonance  $\eta^0$ ).

Afin de montrer comment sont affectées par l'acceptance limitée de l'appareillage, la distribution de la variable de transfert  $u$  et les distributions angulaires de désintégration des résonances, nous avons généré un lot de 100 000 événements correspondant aux réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  et aux hypothèses suivantes (la production des trois résonances  $\Delta^0(1232)$ ,  $N^{*0}(1520)$  et  $N^{*0}(1688)$  a été considérée):

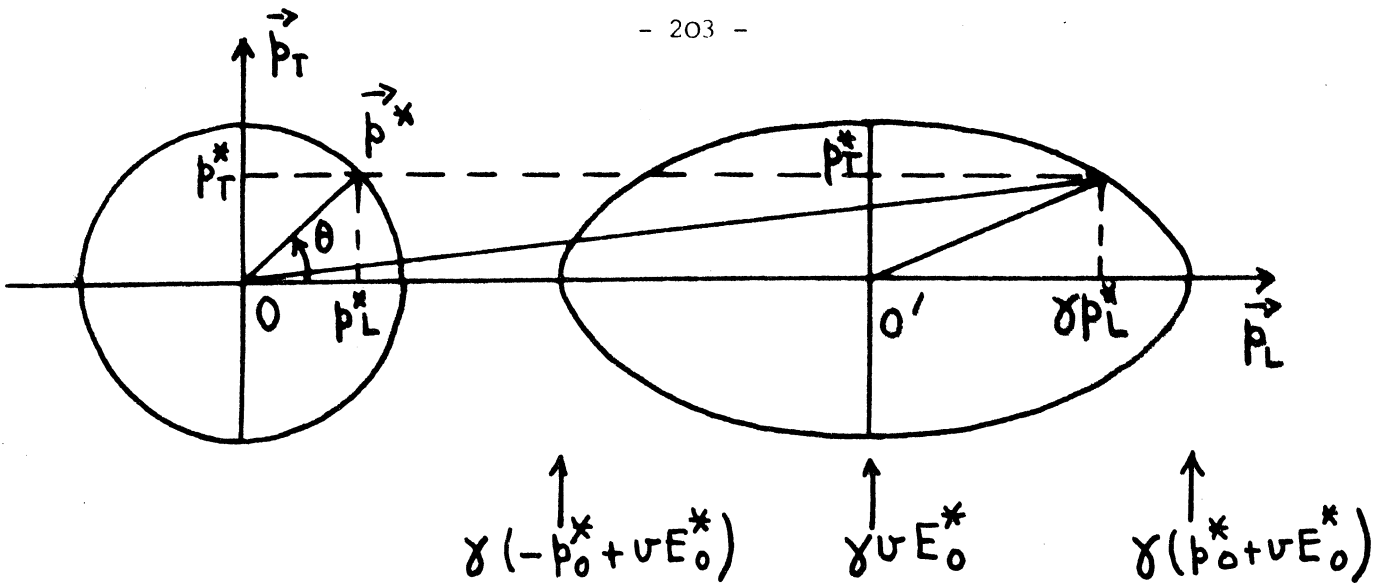
- .distribution de Breit et Wigner pour les masses des résonances
- .distribution exponentielle de pente  $b$  égale à  $3 \text{ GeV}^{-2}$  pour la variable de transfert, coupée à la valeur  $u' = 1 \text{ GeV}^2$
- .distributions angulaires de désintégration isotropes pour les résonances  $N^{*0}$  et  $\omega^0$ .

Pour une variable donnée et pour une valeur de cette variable, l'acceptance est obtenue en formant le rapport entre la somme des poids  $W$  attachés aux événements et le nombre d'événements tirés, les événements retenus étant ceux pour lesquels la variable a la valeur considérée.

La figure 2 page 208 montre, dans le cas de la production des trois résonances  $\Delta^0(1232)$ ,  $N^{*0}(1520)$ ,  $N^{*0}(1688)$ , comment varie l'acceptance de l'appareillage en fonction de la variable  $\cos \theta_J$  où  $\theta_J$  est l'angle d'émission du proton dans le système d'axes de Jackson. Ces courbes d'acceptance comportent deux composantes : l'acceptance au proton rapide et l'acceptance au  $\pi^-$  émis dans la désintégration de la résonance  $N^{*0}$  ; l'acceptance au proton rapide est représentée par les courbes de la figure 1 page 208.

La forme de cet ensemble de courbes peut se comprendre aisément si l'on se place dans le cas simple où la résonance  $N^{*0}$  est produite dans la direction du faisceau incident dans le laboratoire ; dans ce cas l'angle de Jackson  $\theta_J$  coïncide avec l'angle  $\theta$  d'émission du proton dans le laboratoire. Soit  $\vec{p}_{N^{*0}}$  l'impulsion dans le laboratoire de la résonance  $N^{*0}$  et  $\vec{v}$  sa vitesse. La transformation de Lorentz qui fait passer du référentiel où la résonance  $N^{*0}$  est au repos au référentiel du laboratoire, montre que l'impulsion dans le laboratoire, du proton émis, décrit un ellipsoïde de résolution d'axe  $\vec{p}_{N^{*0}}$  dont la position et les demi-axes sont définis par la figure suivante :





$p_0^*$  et  $E_0^*$  désignent l'impulsion et l'énergie du proton dans le référentiel de la résonance  $N^{*0}$ .

L'impulsion dans le laboratoire du  $\pi^-$  émis, décrit un ellipsoïde de révolution obtenu à partir du précédent par une translation vers la gauche de la quantité :

$$\gamma v (\sqrt{m_p^2 + p_0^{*2}} - \sqrt{m_\pi^2 + p_0^{*2}}).$$

Lorsque la variable  $\cos \theta_J$  décroît de +1 à -1, l'impulsion du proton dans le laboratoire décroît rapidement alors que l'impulsion du  $\pi^-$  croît; simultanément les angles d'émission de ces particules dans le laboratoire, croissent puis décroissent en passant par des maxima donnés par  $\tan \theta_{\max} = v^* / \gamma (v^2 - v^{*2})^{1/2}$  avec  $v^* = p_0^* / E_0^*$ . D'une part l'effet de balayage de ces particules chargées par le champ magnétique, d'autre part l'effet de moyenne dû à l'intégration sur l'angle de Jackson  $\phi_J$ , permettent alors de comprendre comme varie l'acceptance de l'appareillage en fonction de  $\cos \theta_J$ . Cette variation est d'autant plus prononcée que la masse de la résonance  $N^{*0}$  est élevée. Ceci provient du fait que lorsque la masse de la résonance  $N^{*0}$  croît, le demi petit axe des ellipsoïdes considérés croît, avec conjointement un déplacement vers la gauche des positions des centres de ces ellipsoïdes. Par rapport au cas simple que nous venons de décrire, un effet supplémentaire intervient dans la forme des courbes d'acceptance que nous présentons : c'est un effet de moyenne, dû à l'intégration sur l'angle d'émission de la résonance  $N^{*0}$  par rapport à la direction du faisceau incident dans le laboratoire.

La forme des courbes d'acceptance, montre que dans les réactions que nous avons étudiées, il était difficile d'envisager une détermination complète des matrices densités des résonances  $N^{*0}$  produites.

L'acceptance varie lentement en fonction de la masse effective  $M_{p\pi^-}$  et est prise en compte dans les ajustements des spectres de masses par la fonction qui représente le fond non-résonnant et qui intervient de façon multiplicative dans ces ajustements.

La figure 3 page 208 montre que la distribution de la variable de transfert  $u'$  est peu affectée par l'acceptance de l'appareillage dans la région des transferts qui nous intéresse ( $u' < 1 \text{ GeV}^2$ ),

En ce qui concerne les angles de désintégration du méson  $\omega^0$  produit vers l'arrière, l'acceptance est uniforme comme l'indiquent les figures 5 et 6 page 209, ce qui peut s'expliquer de la façon suivante. Si l'on désigne par  $\vec{N}$  la normale au plan de désintégration du méson  $\omega^0$  et par  $\vec{p}$  l'impulsion du proton cible dans le référentiel où le méson  $\omega^0$  est au repos, nous avons :

$$\cos \theta_J = \frac{\vec{p} \cdot \vec{N}}{|\vec{p}| |\vec{N}|}$$

Considérons le 4-vecteur  $N = \pi^0 \Lambda \pi^+ \Lambda \pi^- = \omega^0 \Lambda \pi^+ \Lambda \pi^-$  où  $\omega^0, \pi^0, \pi^+, \pi^-$  désignent les 4-vecteurs d'impulsion-énergie des particules et où le produit vectoriel  $t$  de 4-vecteurs  $p, q, r$  est défini par :

$t_\mu = \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\nu q^\rho r^\sigma, \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}$  étant le tenseur complètement anti-symétrique qui prend la valeur 1 pour  $(\mu, \nu, \rho, \sigma) = (0, 1, 2, 3)$

$|\vec{p}| |\vec{N}| \cos \theta_J$  s'écrit de façon covariante avec des notations évidentes :

$$\begin{aligned} |\vec{p}| |\vec{N}| \cos \theta_J &= \frac{(\omega \cdot p) (\omega \cdot N)}{m_\omega^2} - p \cdot N \\ &= -p \cdot N \text{ car } \omega \cdot (\omega \Lambda \pi^+ \Lambda \pi^-) = 0 \end{aligned}$$

On obtient donc :

$$|\vec{p}| |\vec{N}| \cos \theta_J = m_p \vec{\pi}^0 \text{lab} \cdot (\vec{\pi}^+ \text{lab} \wedge \vec{\pi}^- \text{lab})$$

$$\text{D'autre part } |\vec{p}| = \left[ \frac{(\omega \cdot p)^2}{m_\omega^2} - p^2 \right]^{1/2} = \frac{m_p}{m_\omega} |\vec{\omega}^0 \text{lab}|$$

Dans le référentiel au repos de l' $\omega^0$ , nous avons

$$\vec{N} = m_\omega (\vec{\pi}^+ \wedge \vec{\pi}^-)$$

Le méson  $\omega^0$  étant une résonance de spin parité  $J^P = 1^-$ ,  $|\vec{N}|$  est proportionnelle à la densité de points sur le diagramme de Dalitz relatif à la désintégration de cette résonance et s'exprime à l'aide de la fonction triangle

$$\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx \text{ par :}$$

$$|\vec{N}| = DP(m_\omega^2, m_{12}^2, m_{13}^2, m_{23}^2)$$

$$= -\frac{1}{8m_\omega} \lambda^{1/2}(\lambda(m_\omega^2, m_{12}^2, m_\pi^2), \lambda(m_\omega^2, m_{13}^2, m_\pi^2), \lambda(m_\omega^2, m_{23}^2, m_\pi^2))$$

Nous obtenons donc dans le cas du méson  $\omega^0$  l'expression suivante :

$$\cos \theta_J = \frac{m_\omega}{DP(m_\omega^2, m_{12}^2, m_{13}^2, m_{23}^2)} \frac{\vec{\pi}^{\circ \text{lab}} \cdot (\vec{\pi}^+ \text{lab} \vec{\pi}^- \text{lab})}{|\vec{\pi}^+ \text{lab} + \vec{\pi}^{\circ \text{lab}} + \vec{\pi}^- \text{lab}|}$$

Dans le cas du méson vecteur  $\rho^-$  produit dans la réaction  $\pi p \rightarrow \rho^-$  nous avons :

$$\cos \theta_J = \frac{\vec{p} \cdot \vec{\pi}^-}{|\vec{p}| |\vec{\pi}^-|} = \frac{(\rho \cdot p) (\rho \cdot \pi^-) - m_\rho^2 (p \cdot \pi^-)}{[(\rho \cdot p)^2 - m_\rho^2 m_p^2]^{1/2} [(p \cdot \pi^-)^2 - m_\rho^2 m_\pi^2]^{1/2}}$$

De l'expression  $\rho^- \pi^+ = \pi^0$ , on déduit :

$$\rho \cdot \pi^- = \frac{1}{2} m_\rho^2$$

et

$$\begin{aligned} (\rho \cdot p) (\rho \cdot \pi^-) - m_\rho^2 (p \cdot \pi^-) &= \frac{1}{2} m_\rho^2 [\rho \cdot p - 2p \cdot \pi^-] \\ &= \frac{1}{2} m_\rho^2 p \cdot (\pi^0 - \pi^-) \\ &= \frac{1}{2} m_p m_\rho^2 (E_{\pi^0}^{\text{lab}} - E_{\pi^-}^{\text{lab}}) \\ \left[ (\rho \cdot \pi^-)^2 - m_\rho^2 m_\pi^2 \right]^{1/2} &= \frac{1}{2} m_\rho (m_\rho^2 - 4 m_\pi^2)^{1/2} \end{aligned}$$

D'autre part :

$$\left[ (\rho \cdot p)^2 - m_\rho^2 m_p^2 \right]^{1/2} = m_p |\vec{\rho}^{\text{lab}}| = m_\rho |\vec{\pi}^{\circ \text{lab}} + \vec{\pi}^- \text{lab}|$$

On a donc pour le méson vecteur  $\rho^-$  :

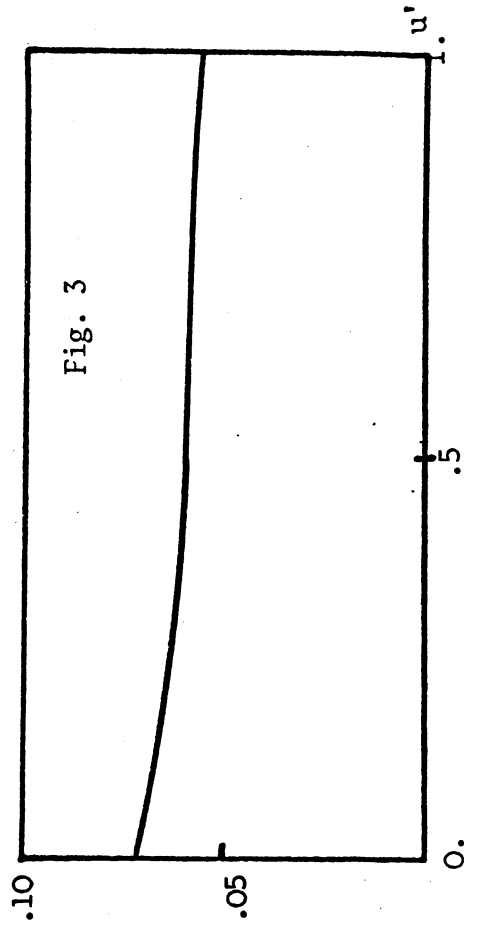
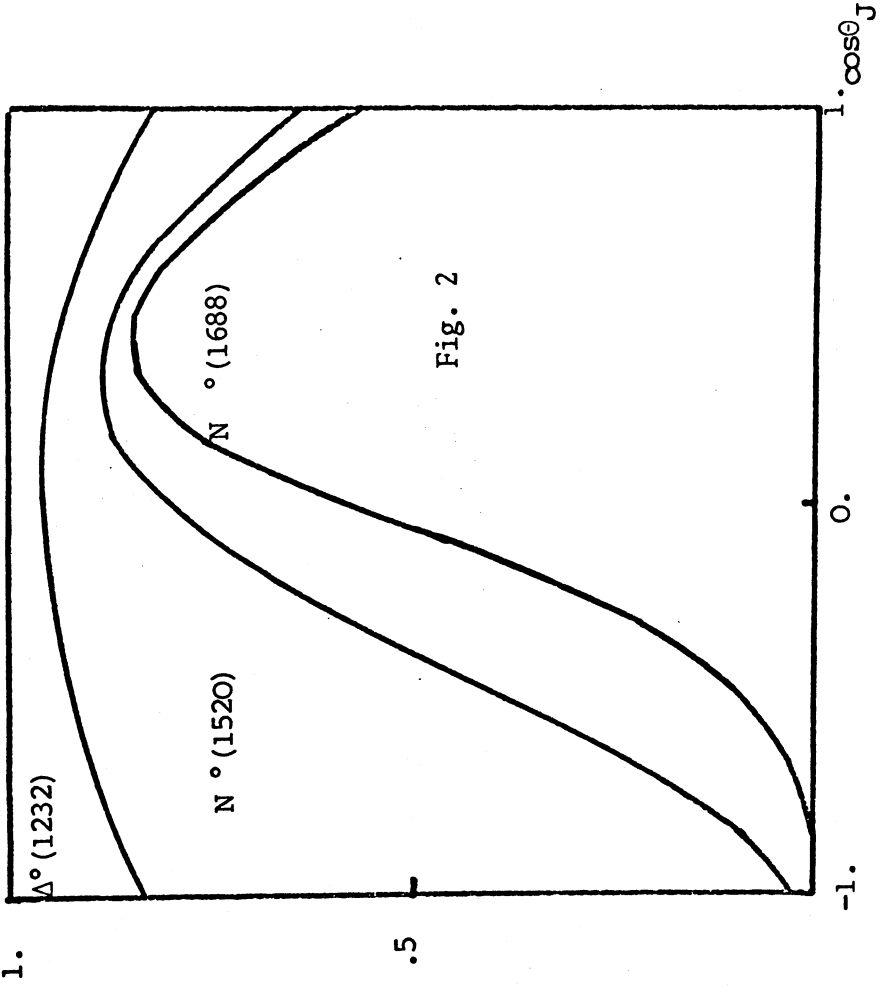
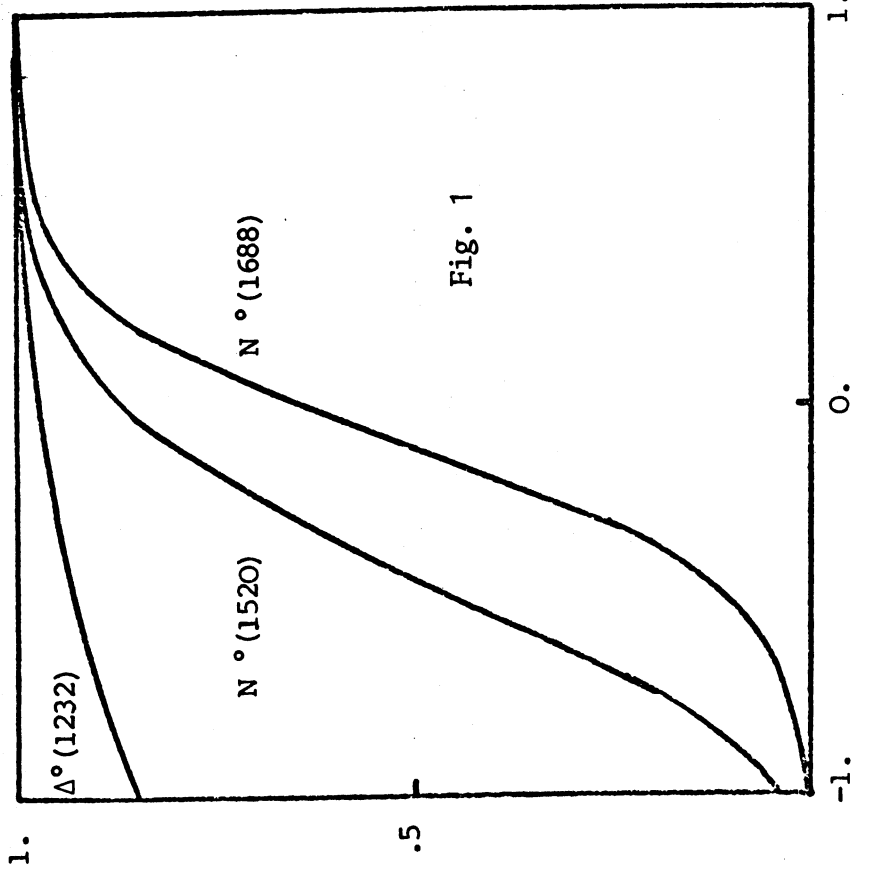
$$\cos \theta_J = \frac{m_\rho}{\sqrt{m_\rho^2 - 4 m_\pi^2}} \frac{E_{\pi^0}^{\text{lab}} - E_{\pi^-}^{\text{lab}}}{|\vec{\pi}^{\circ \text{lab}} + \vec{\pi}^- \text{lab}|}$$

Les mésons  $\omega^0$  et  $\rho^-$  étant produits vers l'arrière dans le référentiel

du centre de masse, les spectres d'impulsions dans le laboratoire des différents  $\pi$  émis dans la désintégration de ces résonances, doivent avoir des formes très similaires. Les expressions de la variable  $\cos \theta_J$  que nous venons d'établir, montrent alors que l'acceptance limitée de l'appareillage ne doit introduire aucun biais important dans la distribution de la variable  $\cos \theta_J$ , étant donné l'effet de moyenne dû à l'intégration sur la variable  $\phi_S$ .

TABLE DES FIGURES
-------------------

- Figure 1 : Acceptance du système de déclenchement au proton rapide en fonction de  $\cos \theta_J$  pour les résonances  $\Delta^0(1232)$ ,  $N^{*0}(1520)$  et  $N^{*0}(1688)$  produites dans les réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  à l'impulsion incidente 9 GeV/c
- Figure 2 : Acceptance au proton rapide et au  $\pi^-$  émis dans la désintégration de ces résonances, en fonction de  $\cos \theta_J$
- Figure 3 : Acceptance en fonction de la variable de transfert  $u'$
- Figure 4 : Acceptance en fonction de l'angle  $\phi_J$  de désintégration de la résonance  $\omega^0$
- Figure 5 : Acceptance en fonction de  $\cos \theta_J$  pour la résonance  $\omega^0$ .



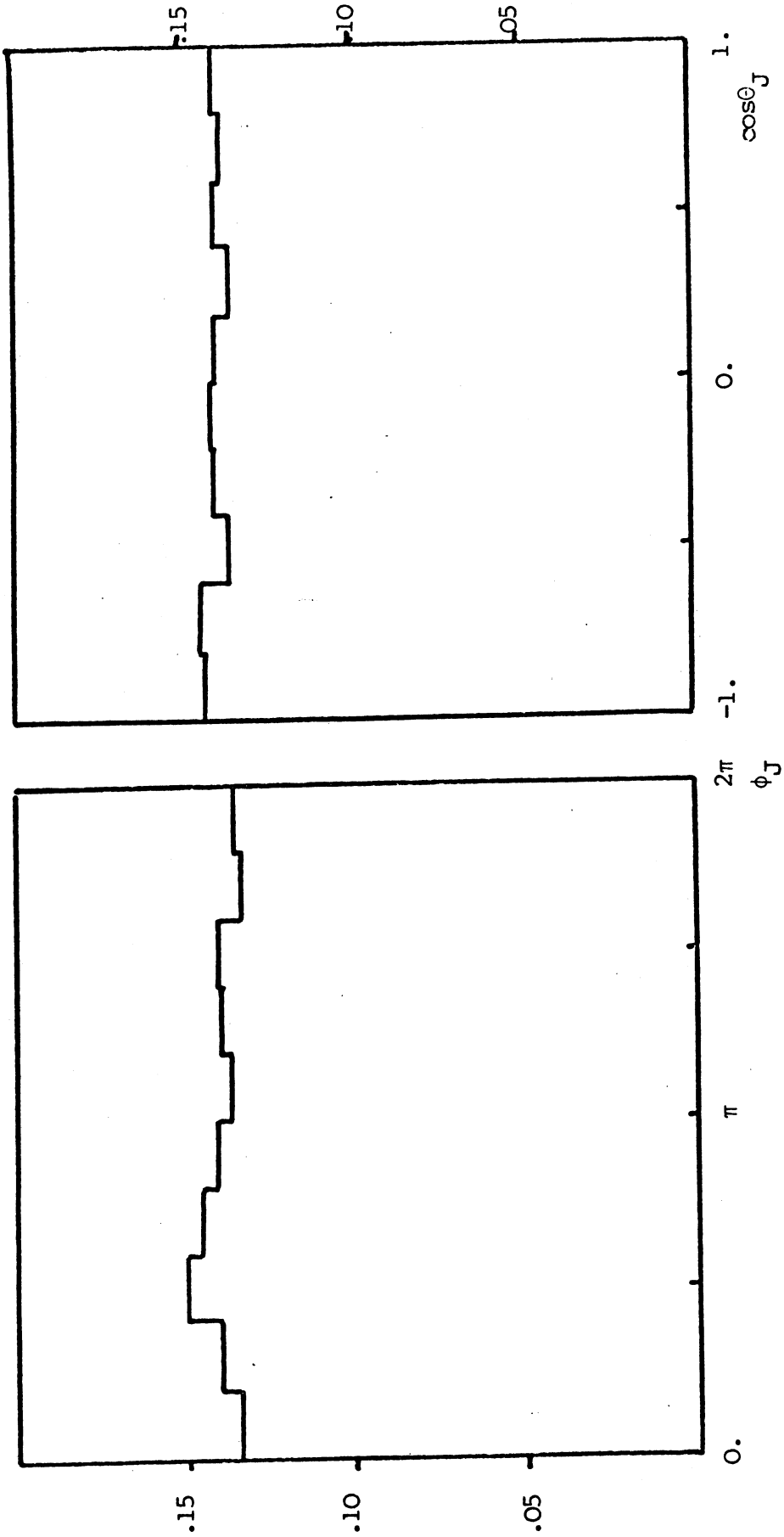


Fig. 4

Fig. 5

APPENDICE B

Dans cet appendice nous établissons la forme des distributions angulaires de désintégration  $W(\cos \Theta, \phi)$  pour une résonance  $N^{*0}$  de spin  $j = 3/2$  ou  $j = 5/2$  et de parité  $\eta$ , se désintégrant dans le canal  $p\pi^-$  donc en deux particules de spin et parité respectives  $1/2^+$  et  $0^-$ .

Les hypothèses faites sont les suivantes :

- la résonance  $N^{*0}$  est produite dans une réaction conservant la parité avec un faisceau non polarisé
- la parité est conservée à la désintégration de la résonance  $N^{*0}$
- l'axe de quantification se trouve dans le plan de la réaction.

Dans le référentiel au repos de la résonance  $N^{*0}$ , le système  $p\pi^-$  peut être décrit soit à l'aide d'états d'ondes planes  $|\theta, \phi, \lambda\rangle$  où  $\theta, \phi$  désignent les angles polaires de l'impulsion du proton et  $\lambda$  son hélicité, soit à l'aide d'états de moment angulaire total  $|j, m, \lambda\rangle$ . Le développement de l'état  $|\theta, \phi, \lambda\rangle$  suivant les états  $|j, m, \lambda\rangle$  est donné par [Réf. 34] :

$$|\theta, \phi, \lambda\rangle = \sum_{j, m} \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} D_{m, \lambda}^j(\phi, \theta, 0) |j, m, \lambda\rangle \quad (\text{B.1})$$

avec  $\lambda = \pm 1/2$  et :

$$D_{m, \lambda}^j(\alpha, \beta, \gamma) = e^{-im\alpha} d_{m, \lambda}^j(\beta) e^{-i\lambda\gamma} \quad (\text{B.2})$$

où les fonctions réelles  $d_{m, \lambda}^j(\beta)$  possèdent les propriétés de symétrie suivantes [Réf. 43] :



$$\left. \begin{aligned} d_{m,m'}^j(\beta) &= d_{-m',-m}^j(\beta) = (-)^{m-m'} d_{m',m}^j(\beta) \\ d_{m,m'}^j(\pi-\beta) &= (-)^{j+m} d_{m,-m'}^j(\beta) \\ d_{m,m'}^j(-\beta) &= d_{m',m}^j(\beta) \end{aligned} \right\} \quad (B.3)$$

Lorsque la résonance  $N^{K^0}$  est produite dans un état pur de spin  $|j,m\rangle$ , sa désintégration est décrite par les amplitudes :

$$\langle j,m,\lambda | U | j,m \rangle = F^j(\lambda) \quad (B.4)$$

qui sont indépendantes de  $m$ , étant donné l'invariance par rotation de  $U$ .

Le comportement des états  $|j,m,\lambda\rangle$  par rapport à l'opération de parité est donné par [ Réf. 34 ] :

$$P |j,m,\lambda\rangle = \eta_p \eta_{\pi} (-)^{j-1/2} |j,m,-\lambda\rangle = (-)^{j+1/2} |j,m,-\lambda\rangle \quad (B.5)$$

La parité étant conservée à la désintégration de la résonance, il en résulte que :

$$F^j(-\lambda) = \eta (-)^{j+1/2} F^j(\lambda) \quad (B.6)$$

Une seule amplitude indépendante  $F^j(\lambda)$  intervient donc dans les amplitudes de désintégration :

$$\langle \Theta, \phi, \lambda | U | j, m \rangle = A_m(\Theta, \phi, \lambda) = \sqrt{\frac{2j+1}{4\pi}} F^j(\lambda) D_{m\lambda}^{jK}(\phi, \Theta, 0) \quad (B.7)$$

Pour un mélange statistique d'états de moment angulaire  $|j,m\rangle$  décrit par la matrice densité d'éléments  $\rho_{m,m'}$ , la distribution angulaire de désintégration  $W(\cos \Theta, \phi)$  est proportionnelle à :

$$\sum_{m,m'} \sum_{\lambda=\pm 1/2} A_m(\Theta, \phi, \lambda) \rho_{m,m'} A_{m'}^{K}(\Theta, \phi, \lambda) \quad (B.8)$$

Soit compte tenu de (B.6) et (B.7) :

$$W(\cos \theta, \phi) = N \sum_{m, m'} \sum_{\lambda = \pm 1/2} \rho_{m, m'} D_{m, \lambda}^{j, X}(\phi, \theta, 0) D_{m', \lambda}^j(\phi, \theta, 0) \quad (B.9)$$

où N est un coefficient de normalisation.

$$W(\cos \theta, \phi) = N \sum_{m, m'} \rho_{m, m'} e^{i(m-m')\phi} \left\{ d_{m, 1/2}^j(\theta) d_{m', 1/2}^j(\theta) + d_{m, -1/2}^j(\theta) d_{m', -1/2}^j(\theta) \right\} \quad (B.10)$$

Les fonctions  $Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}(\theta)$  introduites par Berman et Jacob [Réf.43] sont définies par :

$$Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}(\theta) = d_{m, \lambda}^j(\theta) d_{m', \lambda}^j(\theta) \pm d_{m, -\lambda}^j(\theta) d_{m', -\lambda}^j(\theta) \quad (B.11)$$

Ces fonctions sont symétriques dans les indices m et m'. Elles satisfont les propriétés suivantes qui découlent des propriétés (B.3) des fonctions  $d_{m\lambda}^j(\theta)$ :

$$\left. \begin{aligned} Z_{-m, -m'}^{j\lambda\pm}(\theta) &= \pm (-)^{m-m'} Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}(\theta) \\ Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}(\pi-\theta) &= \pm (-)^{m m'} Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}(\theta) \end{aligned} \right\} \quad (B.12)$$

Il en résulte, en particulier, pour un spin j demi-entier :

$$Z_{m, -m}^{j\lambda+}(\theta) = 0$$

Compte tenu des propriétés de symétrie des fonctions  $Z_{m, m'}^{j\lambda\pm}$  dans l'échange des indices m et m' et de la propriété d'hermiticité de la matrice densité, nous avons :

$$W(\cos \theta, \phi) = N \sum_{m, m'} Z_{m, m'}^{j 1/2+}(\theta) \operatorname{Re} \left\{ \rho_{m, m'} e^{i(m-m')\phi} \right\} \quad (B.13)$$

Dans cette sommation, les couples d'indices  $(m, m')$  peuvent être regroupés 2 par 2 suivant la correspondance  $(m, m') \leftrightarrow (-m, -m')$ ; la sommation a alors lieu, pour  $m \neq m'$  sur les couples tels que  $m > m'$ , et pour  $m = m'$  sur les couples tels que  $m > 0$ .

La résonance est produite dans une réaction conservant la parité, à partir d'un faisceau non polarisé; l'axe de quantification étant dans le plan de la réaction, nous avons la propriété suivante satisfaite par les éléments de matrice densité [Réf. 34]:

$$\rho_{-m, -m'} = (-)^{m-m'} \rho_{m, m'} \quad (\text{B.14})$$

Compte tenu de cette relation et de la première relation (B.12), nous obtenons :

$$W(\cos \theta, \phi) = N' \left\{ \sum_{m>0} z_{m, m}^{j \ 1/2+}(\theta) \rho_{m, m} + \sum_{m>m'} z_{m, m'}^{j \ 1/2+}(\theta) \cos(m-m')\phi \operatorname{Re} \rho_{m, m'} \right\} \quad (\text{B.15})$$

Partant de l'expression analytique des fonctions  $d_{m, \lambda}^j(\theta)$  [Réf. 43] nous avons calculé les fonctions  $z_{m, m'}^{j \ 1/2+}(\theta)$  dans les deux cas :  $j = 3/2$  et  $j = 5/2$ . Nous en avons déduit l'expression des distributions angulaires de désintégration correspondantes; les coefficients de normalisation ont été calculés en se plaçant dans le cas particulier d'un état pur de moment angulaire total.

1er cas :  $j = 3/2$

- Fonctions  $z_{m, m'}^{j \ 1/2+}(\theta)$

$$z_{3/2, 3/2}(\theta) = \frac{3}{4} \sin^2 \theta$$

$$z_{1/2, 1/2}(\theta) = \frac{1}{4}(1 + 3 \cos^2 \theta)$$

$$z_{3/2, 1/2} = -\frac{\sqrt{3}}{4} \sin^2 \theta$$

$$z_{3/2, -1/2}(\theta) = \frac{-\sqrt{3}}{4} \sin^2 \theta$$

- Distribution angulaire de désintégration

$$W(\cos \theta, \phi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \rho_{3/2,3/2} \sin^2 \theta + \frac{1}{3} \rho_{1/2,1/2} (1 + 3 \cos^2 \theta) \right. \\ \left. - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,1/2} \sin 2\theta \cos \phi - \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,-1/2} \sin^2 \theta \cos 2\phi \right\}$$

- Projections

$$W(\cos \theta) = \frac{1}{4} \left\{ (1 + 4 \rho_{3/2,3/2}) + (3 - 12 \rho_{3/2,3/2}) \cos^2 \theta \right\} \\ W(\phi) = \frac{1}{2\pi} \left\{ (1 + \frac{4}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,-1/2}) - \frac{8}{\sqrt{3}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,-1/2} \cos^2 \phi \right\}$$

2ème cas : j : 5/2

- Fonctions  $Z_{m,m'}^j{}^{1/2+}(\theta)$

$$Z_{5/2,5/2}(\theta) = \frac{5}{8} \sin^4 \theta \qquad Z_{3/2,3/2}(\theta) = \frac{1}{8} \sin^2 \theta (1 + 15 \cos^2 \theta) \\ Z_{1/2,1/2}(\theta) = \frac{1}{4} (5 \cos^4 \theta - 2 \cos^2 \theta + 1) \qquad Z_{5/2,3/2}(\theta) = -\frac{\sqrt{5}}{4} \sin^2 \theta \sin 2\theta \\ Z_{5/2,1/2}(\theta) = \frac{\sqrt{10}}{8} \sin^2 \theta (3 \cos^2 \theta - 1) \qquad Z_{5/2,-1/2}(\theta) = \frac{\sqrt{10}}{8} \sin^2 \theta \sin 2\theta \\ Z_{5/2,-3/2}(\theta) = \frac{\sqrt{5}}{8} \sin^4 \theta \qquad Z_{3/2,1/2}(\theta) = \frac{1}{4\sqrt{2}} \sin 2\theta (1 - 5 \cos^2 \theta) \\ Z_{3/2,-1/2}(\theta) = -\frac{1}{4\sqrt{2}} \sin^2 \theta (1 + 5 \cos^2 \theta)$$

- Distribution angulaire de désintégration

$$\begin{aligned}
 W(\cos \theta, \phi) = & \frac{3}{4\pi} \left\{ \frac{5}{4} \rho_{5/2,5/2} \sin^4 \theta + \frac{1}{4} \rho_{3/2,3/2} \sin^2 \theta (1 + 15 \cos^2 \theta) \right. \\
 & + \frac{1}{2} \rho_{1/2,1/2} (5 \cos^4 \theta - 2 \cos^2 \theta + 1) - \sqrt{5} \operatorname{Re} \rho_{5/2,3/2} \sin^2 \theta \sin 2\theta \cos \phi \\
 & + \frac{\sqrt{10}}{2} \operatorname{Re} \rho_{5/2,1/2} \sin^2 \theta (3 \cos^2 \theta - 1) \cos 2\phi + \frac{\sqrt{10}}{2} \operatorname{Re} \rho_{5/2,-1/2} \sin^2 \theta \sin 2\theta \cos 3\phi \\
 & + \frac{\sqrt{5}}{2} \operatorname{Re} \rho_{5/2,-3/2} \sin^4 \theta \cos 4\phi + \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,1/2} \sin 2\theta (1 - 5 \cos^2 \theta) \cos \phi \\
 & \left. - \frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{Re} \rho_{3/2,-1/2} \sin^2 \theta (1 + 5 \cos^2 \theta) \cos 2\phi \right\}
 \end{aligned}$$

- Projections

$$\begin{aligned}
 W(\cos \theta) = & \frac{15}{8} \rho_{5/2,5/2} \sin^4 \theta + \frac{3}{8} \rho_{3/2,3/2} \sin^2 \theta (1 + 15 \cos^2 \theta) \\
 & + \frac{3}{4} \rho_{1/2,1/2} (5 \cos^4 \theta - 2 \cos^2 \theta + 1) \\
 W(\phi) = & \frac{1}{2\pi} \left\{ 1 - \left( \frac{7}{\sqrt{10}} \operatorname{Re} \rho_{5/2,1/2} + 2 \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{3/2,-1/2} \right) \cos 2\phi \right. \\
 & \left. + \frac{4}{\sqrt{5}} \operatorname{Re} \rho_{5/2,-3/2} \cos 4\phi \right\}
 \end{aligned}$$

Lorsque l'effet résonant est dû à deux spins ou parités différentes  $j_1^{\eta_1}$  et  $j_2^{\eta_2}$ , la matrice densité du mélange statistique correspondant, introduit dans la distribution angulaire de désintégration de nombreux termes d'interférence. Les distributions angulaires que nous avons observées dans l'étude des réactions  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$  et  $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$  sont compatibles avec une hypothèse d'alignement 1/2 du spin où seuls les états de spin  $m_s = \pm 1/2$  sont peuplés. Il subsiste alors un seul terme d'interférence dont nous allons établir l'expression.

Le faisceau n'étant pas polarisé et la parité étant conservée, considérons la superposition cohérente d'états suivante :

$$|\psi\rangle = \alpha |j_1, 1/2\rangle + \beta |j_2, 1/2\rangle$$

(compte tenu des hypothèses faites, les états  $|j_1, -1/2\rangle$  et  $|j_2, -1/2\rangle$  donnent une contribution identique à celle des états  $|j_1, 1/2\rangle$  et  $|j_2, 1/2\rangle$ )  
La distribution angulaire de désintégration  $W(\cos \theta, \phi)$  est donnée par

$$W(\cos \theta, \phi) = \sum_{\lambda=\pm 1/2} |\langle \theta, \phi, \lambda | U | \psi \rangle|^2 \quad (\text{B.16})$$

$$\text{Posons } \varepsilon_i = \eta_i(-)^{j_i + 1/2} \quad (\text{B.17})$$

(B.6) et (B.7) donnent alors :

$$W(\cos \theta, \phi) = \left| \alpha \sqrt{\frac{2j_1+1}{4\pi}} e^{i\phi} d_{1/2, 1/2}^{j_1}(\theta) F_1^{j_1(1/2)} + \beta \sqrt{\frac{2j_2+1}{4\pi}} e^{i\phi} d_{1/2, 1/2}^{j_2}(\theta) F_2^{j_2(1/2)} \right|^2 \\ + \left| \alpha \sqrt{\frac{2j_1+1}{4\pi}} e^{-i\phi} d_{1/2, -1/2}^{j_1}(\theta) F_1^{j_1(1/2)} \varepsilon_1 + \beta \sqrt{\frac{2j_2+1}{4\pi}} e^{-i\phi} d_{1/2, -1/2}^{j_2}(\theta) F_2^{j_2(1/2)} \varepsilon_2 \right|^2$$

Le terme d'interférence est donc de la forme :

$$d_{1/2, 1/2}^{j_1}(\theta) d_{1/2, 1/2}^{j_2}(\theta) + \varepsilon_1 \varepsilon_2 d_{1/2, -1/2}^{j_1}(\theta) d_{1/2, -1/2}^{j_2}(\theta)$$

ce qui donne dans les trois cas d'interférence  $3/2^- 5/2^+$ ,  $3/2^- 5/2^-$  et  $5/2^+ 5/2^-$  les termes suivants :

$$3/2^- 5/2^+ : 4 \cos^3 \theta$$

$$3/2^- 5/2^- : 15 \cos^4 \theta - 12 \cos^2 \theta + 1$$

$$5/2^- 5/2^+ : 25 \cos^5 \theta - 26 \cos^3 \theta + 5 \cos \theta.$$

REFERENCES

- 1 - E.W. Anderson et al., Phys. Rev. Letters 22 (1969) 102
- 2 - E.W. Anderson et al., Phys. Rev. Letters 22 (1969) 1390
- 3 - A. Abashian et al., Phys. Rev. Letters 24 (1975) 691
- 4 - THE OMEGA Project CERN-NP Int. Report 68-11 (1.5.1968)  
O. Gildemeister, Int. Conf. on Instr. for High Energy Phys. Frascati (1973)
- 5 - J.P. Lister, Thèse, Londres (1974)
- 6 - J. Mawson, Thèse, Birmingham (1975)
- 7 - J.M. Thenard, Thèse de 3° cycle, Orsay (1974)
- 8 - P. Roudeau, Thèse de 3° cycle, Orsay (1975)
- 9 - H. Yoshida, Thèse, Orsay (1977)
- 10 - A. Ferrer, Thèse, Orsay (1977)
- 11 - R. Donald, Reconstruction of Straight Wires in the Omega System's  
CERN NP OM 469 (1.2. 1974)
- 12 - J. Garvey et al., Int. Conf. on Instr. for High Energy Phys. Frascati (1973)
- 13 - I. Corbett, The Omega P9 Beam Detector Equipment and Hydrogen Target,  
CERN Int. Report (1.1.1972)
- 14 - H. Wind, Nucl. Instr. and Methods 84 (1970) 117
- 15 - D. Blum et al., Nucl. Instr. and Methods 115 (1974) 563
- 16 - P. Astbury et al., Nucl. Instr. and Methods 46 (1967) 61
- 17 - J. Badier, Thèse, Paris (1964)
- 18 - Particles Properties, Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 48 (1976) 1
- 19 - K. Gottfried, J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33 (1964) 309
- 20 - M.G. Doncel, L. Michel, P. Minnaert, Ecole de Gif-sur-Yvette (1970)
- 21 - J. Six, Note Interne, Orsay (20.1.77)
- 22 - C.C. Shih Phys. Rev. Letters 22 (1969) 105
- 23 - J.V. Beaupré and E.A. Paschos, Phys. Rev. D1 (1970) 2040
- 24 - V. Barger and P. Weiler, Nucl. Phys. B20 (1970) 615
- 25 - J.T. Donohue and A. Hogaasen Phys. Letters 25B (1967) 554
- 26 - J.P. Boright et al., Phys. Rev. Letters 24 (1970) 964
- 27 - W.F. Baker et al., Phys. Letters 24 (1968) 291
- 28 - J. Orear et al., Phys. Rev. Letters 21 (1968) 389

- 29 - P. Hoyer et al., Phys. Letters 44B (1973) 258
- 30 - C. de Marzo et al., Phys. Letters 56B (1975) 487
- 31 - J. Schneider et al., Phys. Rev. Letters 23 (1969) 1068
- 32 - R.C. Chase et al., Phys. Rev. Letters 22 (1969) 1137
- 33 - L. Van Hove, Nucl. Phys. B9 (1969) 331
- 34 - J.D. Jackson, Ecole d'été, Les Houches (1962)
- 35 - J. Losty et al., CERN EP PHYS 7745
- 36 - A. Rougé et al., Nucl. Phys. B44 (1972) 365
- 37 - L. Lyons et al., Nucl. Phys. B125 (1977) 207
- 38 - M.M. Nagels et al., Nucl. Phys. B109 (1976) 1
- 39 - J.J. De Swart, Rev. Mod. Phys. 35 (1963) 916
- 40 - B.W. Lee, Phys. Rev. Letters 14 (1965) 675  
F. Gursey, A. Pais and L.A. Radicati, Phys. Rev. Letters 13 (1964) 299
- 41 - R. Barloutaud et al., Nucl. Phys. B26 (1971) 557
- 42 - G.G.G. Massaro et al., Phys. Letters 66B(1977) 385  
S.O. Holmgren et al., Nucl. Phys. B119 (1977) 261
- 43 - S.M. Berman and M. Jacob, Phys. Rev. 139 (1965) 1023.



TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
<u>INTRODUCTION</u>	1
 <u>PREMIERE PARTIE</u>	
 <u>CHAPITRE I. LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL</u>	11
I. Le spectromètre OMEGA	11
II. Le faisceau	15
III. Le système de déclenchement	17
IV. Les sensibilités nominales et le calcul des sections efficaces	20
Table des figures	23
 <u>CHAPITRE II. LE CHAMP MAGNETIQUE</u>	27
I. L'aimant et les caractéristiques générales du champ magnétique	27
II. Ajustement du champ magnétique	28
Table des figures	38
 <u>CHAPITRE III. LA PRISE DES DONNEES ET LA CHAINE DE TRAITEMENT DES DONNEES</u>	47
 <u>CHAPITRE IV. LES ERREURS EXTERNES</u>	51
I. Introduction	51
II. L'erreur sur la position d'une étin- celle	52
III. Calcul de la matrice d'erreurs sur les paramètres cinématiques d'une trace	54
IV. Erreurs systématiques dues à la perte d'é- nergie des particules chargées dans la matière	69
V. Détermination des paramètres a et b	71
Table des figures	74

DEUXIEME PARTIE

<u>CHAPITRE I. ETUDE DES REACTIONS</u>	83
$\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ et $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$	
Introduction	83
I. Constitution des lots expérimentaux	89
II. Etude de la réaction $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$	94
III. Etude de la réaction $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$	111
Table des figures	132
<u>CHAPITRE II. ETUDE DE LA REACTION <math>\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0</math></u>	145
PRODUCTION VERS L'ARRIERE DE LA RESONANCE $\eta$	
Introduction	145
I. Constitution des lots expérimentaux	147
II. Production de la résonance $\omega^0$	149
III. Etude de la réaction $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \omega^0$	158
IV. Production vers l'arrière de la résonance $\eta$	175
Table des figures	179
<u>CONCLUSION</u>	193
<u>APPENDICE A</u>	197
<u>APPENDICE B</u>	211
<u>REFERENCES</u>	219
<u>TABLE DES MATIERES</u>	221

## REMERCIEMENTS

Ma première pensée va au regretté Professeur B.P. Grégory.

Je prie Monsieur le Professeur L. Leprince-Ringuet de bien vouloir trouver ici l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans le L.P.N.H.E. de l'Ecole Polytechnique.

Je remercie tous les membres de la collaboration CERN-Collège de France-Ecole Polytechnique- L.A.L. d'Orsay qui par leur travail et leur enthousiasme ont permis la réalisation et le succès de l'expérience "proton rapide".

Au L.P.N.H.E. de l'Ecole Polytechnique je remercie :

- Patrick Fleury pour l'accueil qu'il m'a réservé dans ce laboratoire et pour m'avoir vivement conseillé de participer à cette expérience.
- André Rougé pour l'aide inestimable qu'il m'a apportée dans la réalisation de ce travail.
- Michèle Rumpf qui a consacré d'innombrables heures à la mise au point des programmes de traitement des données.
- Muriel Cerruti qui a assuré la gestion de quelques centaines de bandes magnétiques avec efficacité et une constante bonne humeur.
- Françoise Eschenbrenner, Brigitte Klein et Dominique de Monredon qui ont dactylographié le texte de cette thèse.