

N° Ordre

ORSAY

T H E S E

présentée

A L ' U N I V E R S I T E P A R I S S U D

Centre d'Orsay

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ès SCIENCES PHYSIQUES

par

A. FERRER Soria

Etude de la Production à l'Arrière dans la Réaction

$\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ à 9 GeV/c et 12 GeV/c dans le

Spectromètre Ω

Soutenue le 20 Juin 1977 devant la Commission d'Examen

MM. J. PEREZ Y JORBA) Président

Th. LERAY)

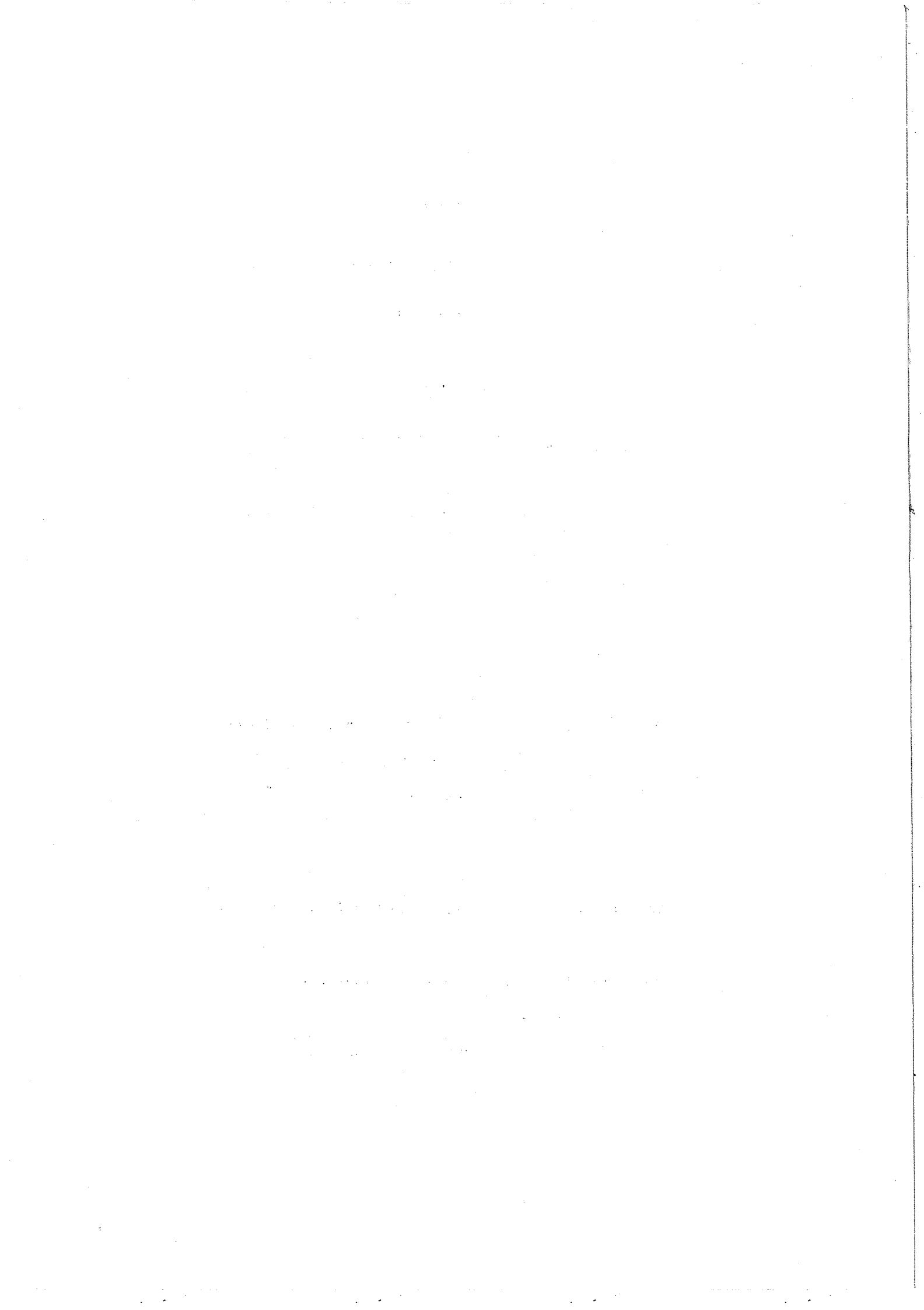
V. ALESSANDRINI) Examineurs

P. LEHMANN)

J. SIX)

L.A.L. 1295

Juin 1977

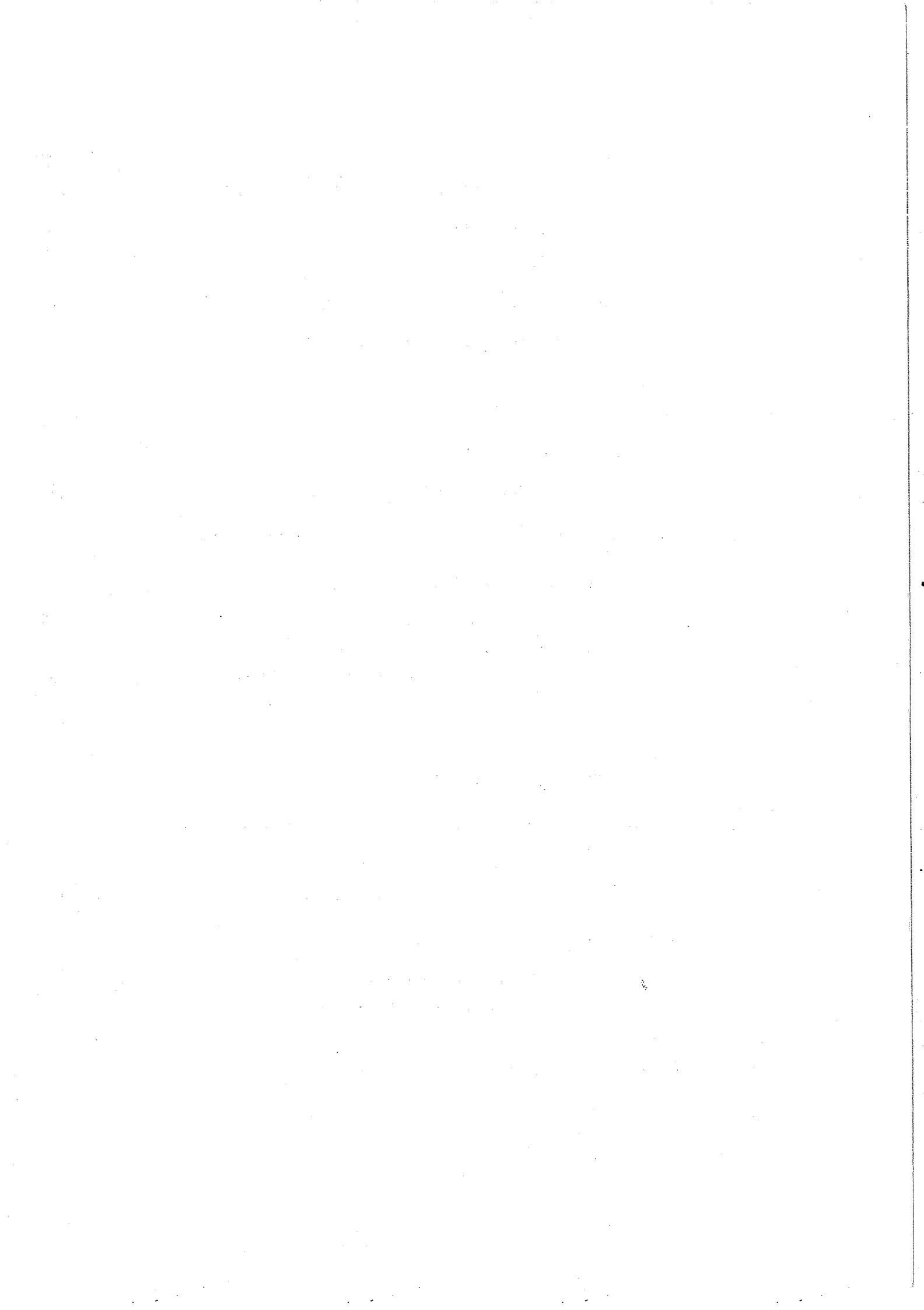


S O M M A I R E

	page
I. <u>INTRODUCTION</u>	1
II. <u>DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE Ω.</u>	8
II.1 - LE FAISCEAU - LA CIBLE.	8
II.1.1. Comptage du flux incident.	9
II.1.2. Mesure des paramètres du faisceau.	12
II.1.3. La cible.	13
II.2 - LE SPECTROMETRE Ω .	13
II.2.1. L'aimant.	13
II.2.2. Les chambres à étincelles.	13
II.3 - MESURE DES TRACES DES PARTICULES.	15
II.3.1. Les plumbicons.	15
II.3.2. Système de fiducielles.	16
II.4 - LES DETECTEURS PROPRES A L'EXPERIENCE "PROTON-RAPIDE".	16
II.4.1. Chambres proportionnelles à fils.	17
II.4.2. Čerenkov à haute pression : Č ₁ .	20
II.4.3. Compteurs d'acceptance : Q.	22
II.4.4. Čerenkov à pression atmosphérique : Č ₂ .	22
II.4.5. Hodoscopes H1 et H2.	23
II.4.6. Compteurs autour de la cible L1 et L2.	24
II.5 - LA LOGIQUE DE DECLENCHEMENT.	25
<u>Conclusion.</u>	28

III.	<u>PRISE ET TRAITEMENT DES DONNEES</u>	30
III.1	- PRISE DES DONNEES.	31
III.2	- TRAITEMENT DES DONNEES.	32
A)	ROMEO.	
III.2.1.	Coefficients de distorsion.	33
III.2.2.	Détermination des paramètres du faisceau.	36
III.2.3.	Reconnaissance des traces.	42
III.2.4.	Reconstruction géométrique.	50
III.2.5.	Recherche et ajustement des vertex.	54
B)	KOMEGA.	
III.2.6.	Cinématique. Identification des réactions.	55
III.3	- RESULTATS.	58
III.3.1.	Réduction des données.	58
III.3.2.	Extraction des réactions à quatre corps.	63
A)	Etude des événements à quatre branches.	63
B)	Etude des événements à trois branches.	66
	<u>Conclusion.</u>	68
IV.	<u>DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES ET DIFFERENTIELLES.</u>	72
IV.1	- NORMALISATION. FLUX INCIDENT.	73
IV.2	- DESCRIPTION ET METHODE DE CALCUL DE L'ACCEPTANCE.	77
IV.2.1.	Décomposition de l'acceptance.	77
IV.2.2.	Méthode d'évaluation des facteurs d'acceptance.	80
IV.3	- CORRECTION DES BIAIS.	93
IV.3.1.	Origine des biais.	93
IV.3.2.	Biais du déclenchement C_1 .	93
IV.3.3.	Biais de la reconstruction C_2 .	94

	page
IV.4 - DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES.	96
IV.4.1. Méthode de calcul.	96
IV.4.2. Résultats.	97
IV.5 - SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES.	100
IV.5.1. Spectres en u. Modèle 'F(u)'. 	100
<u>Conclusion.</u>	102
V. <u>ETUDE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$</u>	103
V.1 - REVUE DES SPECTRES DE MASSE.	106
V.2. - ANALYSE DE L'ESPACE DE PHASE LONGITUDINAL (L.P.S.).	110
V.3 - ETUDE DES MECANISMES A QUASI-DEUX-CORPS.	113
V.3.1. Etude des processus $\pi^- p \rightarrow N^{*\circ} \rho^{\circ}, N^{*\circ} f^{\circ}$.	123
V.3.2. Etude des processus $\pi^- p \rightarrow N^{*+} \pi^-, \Delta^{\pm} \pi^{\mp}$.	127
V.3.3. Etude des processus $\pi^- p \rightarrow pA_1^-, pA_2^-$.	132
<u>Conclusion.</u>	142
VI. <u>DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS</u>	
VI.1 - REVUE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU SYSTEME ($\pi\pi\pi$).	144
VI.1.1. Production diffractive.	145
VI.1.2. Production non diffractive.	147
VI.2 - BREF APERCU THEORIQUE.	150
VI.2.1. Prédiction du modèle de quarks.	150
VI.2.2. L'effet Deck. Généralisations.	152
<u>CONCLUSIONS GENERALES</u>	155
Références	159
Légende des figures	163
Remerciements	



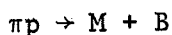
INTRODUCTION

Le travail présenté dans cette thèse concerne une partie des résultats de l'analyse des données obtenus par l'expérience "proton-rapide", proposée en 1971⁽¹⁾ et réalisée pendant deux courtes périodes (en juin et novembre 1974) auprès du nouveau spectromètre OMEGA⁽²⁾ construit au hall ouest du CERN.

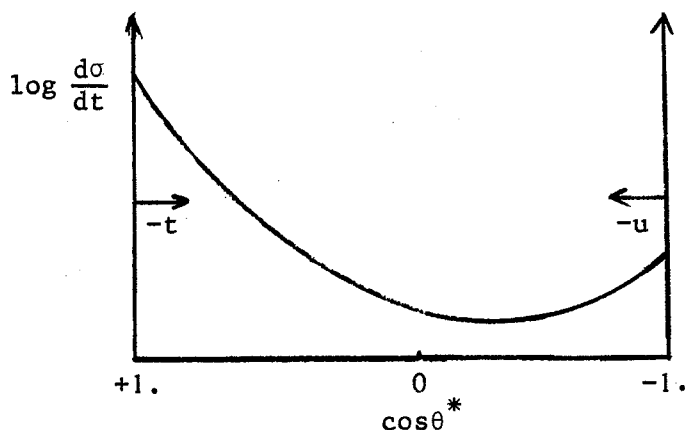
L'expérience "proton-rapide" est le fruit d'une large collaboration entre les laboratoires du CERN, Collège de France, Ecole Polytechnique et le L.A.L. d'Orsay, et elle a pour but la recherche systématique de réactions qui seraient produites par des mécanismes d'échange baryonique dans les collisions $\pi^\pm p$ à deux valeurs de l'impulsion du faisceau incident : 9 GeV/c et 12 GeV/c.

L'intérêt de cette expérience est justifié parce qu'elle permet d'explorer une région cinématique assez peu étudiée, dont nous esquissons ici brièvement les implications théoriques.

En effet, depuis plusieurs années des nombreuses expériences ont établi le caractère périphérique des interactions hadron-hadron à haute énergie, qui se manifeste par la présence de pics dans les distributions angulaires à l'avant et à l'arrière. Pour fixer les idées sur ces dénominations avant et arrière que nous utiliserons très souvent dans notre exposé prenons comme exemple la collision à quasi-deux-corps



où M, B représentent deux particules de nombre baryonique 0 et 1 respectivement. Si l'on représente qualitativement la distribution angulaire du méson M, dans le centre de masses (cdm) on a la figure suivante :



Il est habituel d'exprimer ces distributions angulaires en fonction des variables de Mandelstam suivantes :

$$s = (p_\pi + p_p)^2 = (p_M + p_B)^2$$

$$t = (p_\pi - p_M)^2 = (p_p - p_B)^2$$

$$u = (p_\pi - p_B)^2 = (p_p - p_M)^2$$

(avec p_i les quadrivecteurs des particules $i = p, \pi, M, B$)

qui caractérisent les voies s, t, u et qui sont reliées par

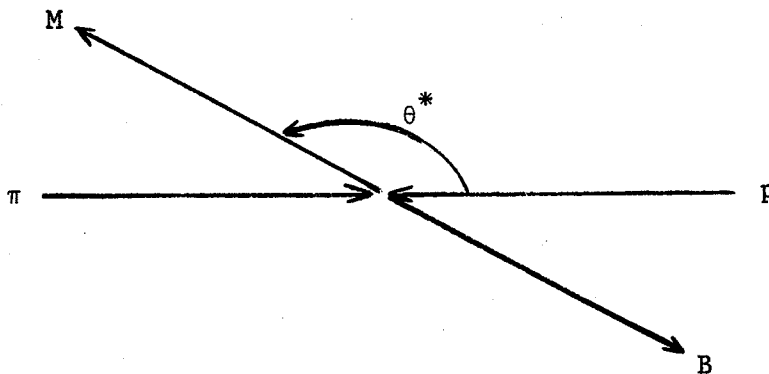
$$s + t + u = \sum_{i=1}^4 m_i^2$$

Dans le cdm l'angle θ^* entre les particules π et M est donné par

$$\cos \theta_s^* = s(t-u) + (m_p^2 - m_\pi^2)(m_B^2 - m_M^2) / \lambda(\sqrt{s}, m_\pi, m_p) \cdot \lambda(\sqrt{s}, m_M, m_B)$$

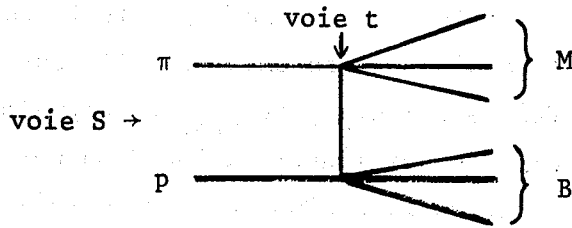
$$\text{avec } \lambda(x, y, z) = (x^2 - (y+z)^2)^{1/2} (x^2 - (y-z)^2)^{1/2}$$

Dans le schéma précédent on peut donc associer le pic avant ($\cos \theta^* \sim 1$) à une accumulation d'événements à faible $|t|$. Cinématiquement cela veut dire que le méson M est émis dans une direction voisine du π incident. Quant à la remontée que l'on observe pour des valeurs $\cos \theta^* \sim -1$, comme on peut le voir dans la formule ci-dessus, cela correspond à des faibles valeurs de $|u|$: c'est le pic arrière. Cinématiquement les événements produits à faible u correspondent à l'émission du baryon B dans la direction du π incident :

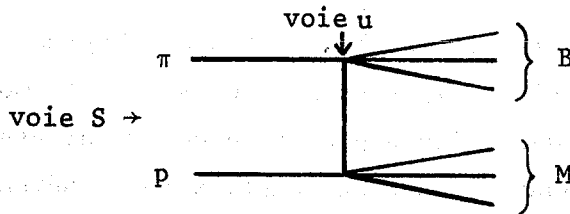


Ces observations des pics avant et arrière sont à l'origine des modèles d'échange de méson ou de baryon.

Les modèles d'échange interprètent ces accumulations par la présence de pôles dans les amplitudes de transition. Ainsi le pic avant serait dû à l'échange d'une particule dans la voie t, ayant les nombres quantiques d'un méson :



et le pic arrière proviendrait de l'échange d'un baryon dans la voie u :



Cette interprétation des pics par l'échange de particules est étayée par l'observation suivante : si dans une réaction il n'existe pas de particules ayant les nombres quantiques qui doivent être échangés, alors on n'observe pas de pics dans la distribution angulaire.

En moyenne, l'intensité du pic arrière est de 2 à 3 ordres de grandeur plus faible que celle du pic avant, et c'est pour cela qu'il est plus difficile à étudier et que les données ne sont pas très abondantes.

La mise en oeuvre d'une expérience cherchant à étudier des mécanismes d'échange baryonique doit nécessairement faire appel à un appareillage permettant de sélectionner uniquement une faible partie ($\sim \sigma_T/300$) du total des interactions. De plus, comme on vient de le voir, ces mécanismes sont reliés à des valeurs du quadrimoment de transfert $|u|$ petits ($|u| \lesssim 2 \text{ GeV}^2$), ou encore à des valeurs du $\cos \theta^*$ proches de -1 . Un moyen tout naturel d'étiqueter expérimentalement ces interactions peut être réalisé par la détection d'un proton émis vers l'avant et ayant une grande impulsion (par ex. : $p_{\text{proton}} \gtrsim p_{\text{inc}}/2$).

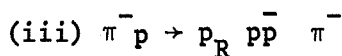
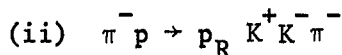
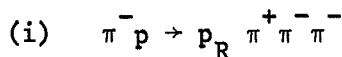
Cet appareillage permet donc de réaliser des expériences avec 10^3 à 10^4 ev/ μ b (événements complètement reconstitués) en une période d'environ 10 jours. Il est comparable à deux grands détecteurs de cette nouvelle génération : le MPS à Brookhaven et le LASS à SLAC.

Cette possibilité d'étudier la production de réactions à multicons par échange baryonique dans l' Ω , a en premier lieu un intérêt spectroscopique évident.

Le modèle des quarks qui a rencontré tant de succès dans la classification des états résonants prédit beaucoup de résonances non encore découvertes.

Les mécanismes d'échange baryonique permettent la recherche de résonances mésoniques produites à l'arrière, par une annihilation $N\bar{N}$ hors de la couche de masse : ce type de couplage est aussi le plus approprié à mettre en évidence des mésons exotiques, prédits par exemple par la dualité à deux composantes.

Dans cette thèse nous nous sommes limités à l'étude des réactions à quatre corps

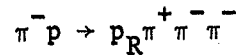


obtenues dans les données de l'expérience proton-rapide, pour deux valeurs de l'impulsion du π^- incident : 9 GeV/c et 12 GeV/c, et nous avons effectué une analyse approfondie de la réaction (i).

L'organisation de l'exposé est la suivante :

La description de l'appareillage Ω sera faite dans le chapitre II. Une place importante sera consacrée aux performances exigées des compteurs du système de déclenchement sur le proton rapide. Après la prise de données (chapitre III) nous décrivons la méthode d'analyse des événements, où nous exposerons les idées de base de la reconnaissance des traces (ROME). L'étude de la normalisation de l'expérience, les calculs d'acceptance et de correction de biais seront exposés au chapitre IV, qui rassemblera les résultats des sections efficaces totales et différentielles pour les réactions à quatre corps (i), (ii), (iii).

Dans le chapitre V nous ferons une étude plus détaillée de la réaction



en vue de dégager les mécanismes de production des processus à quasi deux corps. Nous étudierons en particulier la production de baryons à deux ou à trois corps, ainsi que les systèmes $\pi^+ \pi^-$ et $\pi^+ \pi^- \pi^-$ produits à l'arrière. L'étude du système $(3\pi)^-$ est particulièrement important parce qu'il peut contribuer à l'éclaircissement des états A_1 et A_3 , observés principalement dans les mécanismes diffractifs, et dont l'interprétation n'est pas encore bien claire.

Une discussion des résultats obtenus sera engagée dans le dernier chapitre (VI), en les comparant avec les résultats d'autres expériences, et nous ferons une brève revue des idées théoriques proposées pour leur interprétation.

- CHAPITRE II -

DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE Ω

II-1 LE FAISCEAU. LA CIBLE

II.1.1. COMPTAGE DU FLUX INCIDENT

II.1.2. MESURE DES PARAMETRES DU FAISCEAU

II.1.3. LA CIBLE

II-2 LE SPECTROMETRE Ω

II.2.1. L'AIMANT

II.2.2. LES CHAMBRES A ETINCELLES

II-3 MESURE DES TRACES DES PARTICULES

II.3.1. LES PLUMBICONS

II.3.2. SYSTEME DE FIDUCIELLES

II-4 LES DETECTEURS PROPRES A L'EXPERIENCE "PROTON RAPIDE"

II.4.1. CHAMBRES PROPORTIONNELLES A FILS

II.4.2. ČERENKOV A HAUTE PRESSION : Č1

II.4.3. COMPTEURS D'ACCEPTANCE : Q

II.4.4. ČERENKOV A PRESSION ATMOSPHERIQUE : Č2

II.4.5. HODOSCOPES H1 ET H2

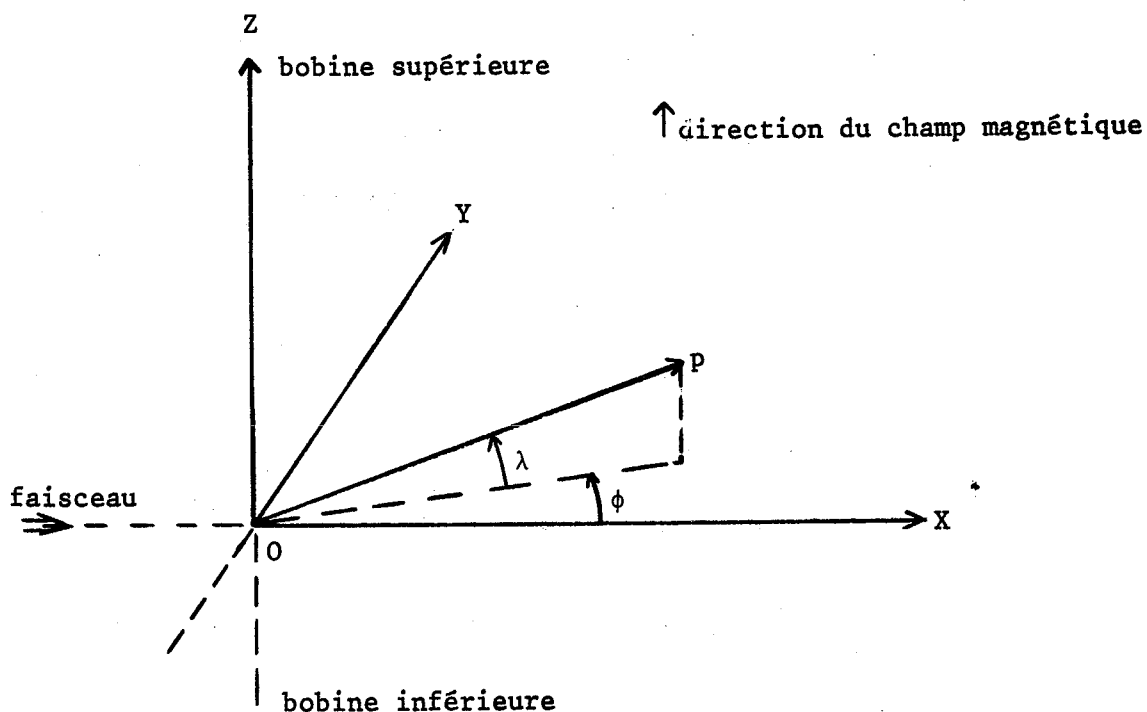
II.4.6. COMPTEURS AUTOUR DE LA CIBLE : L1 ET L2

II-5 LA LOGIQUE DU DECLENCHEMENT

CONCLUSION

II. DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE Ω

Le long de cet exposé, la convention d'axes sera la suivante :



L'origine des coordonnées sera prise au centre de l'aimant de l' Ω . (O)

La direction du faisceau incident, celle de l'axe OX

Les paramètres d'une particule reconstruite sont (p, λ, ϕ)

p	=	impulsion	(GeV/c)
λ	=	angle dip (de profondeur)	} (rad.)
ϕ	=	angle d'azimuth	

II-1 LE FAISCEAU

La figure 1 représente un schéma général du faisceau P9, qui amène les particules jusqu'à la cible à hydrogène liquide du spectromètre Ω .

Ce faisceau est extrait à partir des interactions produites par le faisceau de protons primaire du P.S. (intensité 10^{12}) sur une cible-source en Cu, de $4 \times 4 \times 100 \text{ mm}^3$, avec un angle de production de 25 mrad.

C'est un faisceau conventionnel à trois étages : un ensemble de 7 aimants et 8 quadrupôles analysent en impulsion et focalisent les particules π , K et p, sans les séparer en masse, et les conduisent le long d'un trajet de 63.5 m.

D'après la géométrie du faisceau, les acceptances angulaires maxima sont :

± 3.8 mrad horizontalement

± 8.3 mrad verticalement

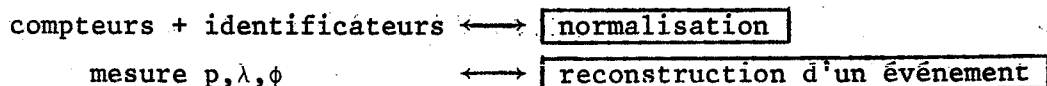
et la dispersion en impulsion $\Delta p/p$ est $\sim 1.5\%$.

Dans notre expérience, l'impulsion des particules du faisceau néгатif a été fixée à 9 GeV/c et à 12 GeV/c, et son intensité à l'entrée du spectromètre a été limitée à $\sim 2 \times 10^5$ particules/burst (durée du burst ~ 350 msec, 1 burst toutes les deux secondes) : au-delà de cette intensité, une proportion trop grande de traces faisceaux parasites est détectée dans les chambres à étincelles de l'Oméga à cause de leur temps de sensibilité (~ 1 μ sec).

La composition du faisceau est la suivante :

$\pi^- (+\mu^-)$	\sim	98.5 %
K^-	\sim	1.4 %
\bar{p}	\sim	0.1 %

Passons en revue maintenant les détecteurs situés dans la trajectoire du faisceau incident que nous distinguerons suivant leur but :



II.1.1. COMPTAGE DU FLUX INCIDENT

Nous commençons par décrire les compteurs qui nous servent à normaliser notre expérience : il s'agit de mesurer le flux incident de π^- , K^- et \bar{p} dans la cible de l' Ω .

Sur la figure 2, où nous avons délibérément tracé le faisceau suivant une ligne droite pour plus de clarté, nous avons porté l'emplacement des compteurs :

- tout d'abord, 3 compteurs à effet Čerenkov permettent l'identification de la nature des particules incidentes. Si c'est un π^- qui traverse les compteurs, on doit avoir de la lumière Čerenkov dans les trois détecteurs.

Si c'est un K^- , on doit en avoir dans \check{C}_{k1} et \check{C}_{k2} seulement, et si c'est un \bar{p} , aucun des détecteurs ne doit en avoir.

Nous écrivons donc :

$$\begin{aligned}\pi^- &= \check{C}_{k1} \cdot \check{C}_\pi \cdot \check{C}_{k2} \\ K^- &= \check{C}_{k1} \cdot \bar{C}_\pi \cdot \check{C}_{k2} \\ \bar{p} &= \bar{C}_{k1} \cdot \bar{C}_\pi \cdot \bar{C}_{k2}\end{aligned}$$

Ensuite, plusieurs compteurs à scintillation en coïncidence :

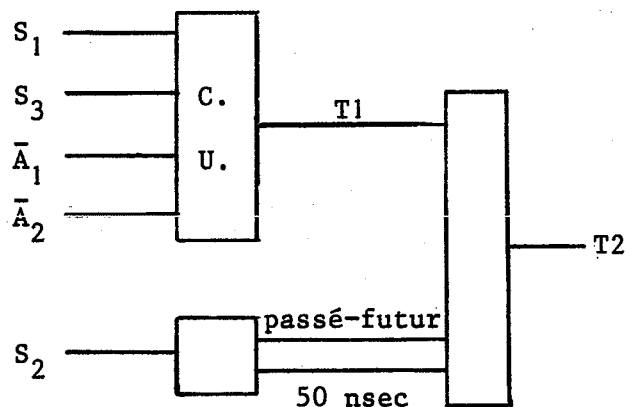
$$S_i, \quad i = 1, 5$$

et d'autres compteurs en anti-coïncidence :

$$A_i, \quad i = 1, 2$$

seront utilisés pour la mesure du flux incident.

Ces compteurs ont été utilisés de la façon indiquée par le schéma ci-dessous et uniquement en dehors des temps morts imposés par le système d'acquisition des données.



L'ensemble $(S_1 \cdot S_3 \cdot \bar{A}_1 \cdot \bar{A}_2)$ qui donne le signal T1, compte le nombre total de particules incidentes dans la cible de l'Omega. Mais pour permettre une détection aisée du passage de la particule faisceau à travers les chambres proportionnelles (voir plus loin), il a été établi une protection passé-futur de

~ 50 ns pendant laquelle on ne veut aucune trace faisceau, le compteur S2 fixant l'origine du temps ("timing") comme l'indique le schéma. Le signal T1 ainsi protégé est appelé T2. Ce signal T2 est mis en coïncidence avec les signaux des trois Cerenkov \check{C}_{K1} , \check{C}_π , \check{C}_{K2} , suivant la notation ci-dessus.

Nous disposons donc des comptages

$$\begin{aligned}\pi &. T2 \\ K &. T2 \\ p &. T2\end{aligned}$$

qui nous donnent la composition du faisceau incident non séparé. D'autres coïncidences sont fournies aux utilisateurs Ω :

$$(\check{C}_{K2} \cdot S_2 \cdot S_4) , (A_2 \cdot S_2 \cdot S_4)$$

Nous venons de voir que le nombre total de particules incidentes est défini par le comptage T2. Mais ce comptage doit être protégé pendant le temps mort des chambres proportionnelles du faisceau. Ce temps est de l'ordre de 200 nsec et ce nouveau comptage est appelé DT2.

Avec DT2 nous connaissons le flux incident dans l' Ω . C'est le flux réel de l'expérience ou l'on a déjà tenu compte des temps morts du système de mesure, (cf. II-5). On peut aussi compter le nombre des interactions du faisceau dans la cible à hydrogène de l' Ω . Tel est le but du scintillateur A_0 (cercle de 5 cm de diamètre) (figure 2), placé à la sortie de l' Ω . En effet, une particule du faisceau, n'interagissant pas dans la cible (ni dans la matière située à l'intérieur de l'aimant) passerait par le compteur A_0 et donnerait un signal. Ce signal A_0 a été utilisé en anti-coïncidence : $\bar{A}T_1$, $\bar{A}T_2$ et $\bar{D}A\bar{T}2$.

Le signal $\bar{D}A\bar{T}2$ donne le nombre de particules faisceau ayant diffusé avant le compteur A_0 . Pour normaliser notre expérience, nous disposons des nombres donnés par les signaux suivants :

T1	flux total	
T2	"	avec séparation de ± 50 nsec
DT2	"	avec temps mort des MWPC du faisceau.
$\check{C}_{k2} S_2 S_4$		
π T2	signal π	
K T2	"	K
p T2	"	p
$A_2 S_2 S_4$		
$\bar{A}_0 T1$	interactions dans la cible	
$\bar{A}_0 T2$		
$\bar{D}A\bar{0}T2$		

Ce dernier signal : $\bar{D}A\bar{T}2$, fera partie des conditions imposées pour le déclenchement de l' Ω , comme nous le verrons plus tard (cf. § II.5). Le comptage DT2 sera utilisé pour la normalisation (cf. § IV.1).

II.1.2. MESURE DES PARAMETRES DU FAISCEAU

Nous décrivons ici les appareils utilisés pour la mesure des paramètres cinématiques de la particule incidente, soit son impulsion p_0 et sa direction incidente : λ_0 , ϕ_0 .

L'impulsion p_0 est mesurée grâce à un hodoscope H (fig. 2). Cet hodoscope est situé à environ 27 m en amont de la cible après le deuxième collimateur (figure 1) et est composé par 13 canaux de 3 mm de largeur, lesquels couvrent la dispersion totale du faisceau (qui est de 1.5 %). Ces 13 canaux sont obtenus par superposition de 7 scintillateurs de 9 mm de largeur chacun (fig.2). Le numéro de l'hodoscope par lequel le faisceau est passé permet de connaître l'impulsion de la particule incidente à une précision de ~ 0.2 %.

La direction du faisceau et sa position à l'entrée de la cible peuvent être mesurées grâce à 5 chambres proportionnelles situées dans la trajectoire du faisceau. Il existe 4 chambres doubles et une chambre triple.

Chambre	Nbre fils H	Nbre fils V	Espacement des fils	Coord. mesuré(s)
B 5	96	96	2 mm	y, Z
B 4	96	96	1 mm	y, Z
B 3	96	96	1 mm	y, Z
B 2	96	96	1 mm	y, Z
B 1	32	50 50	1 mm 1 mm	y, Z, y

Avec les 5 chambres à fils horizontaux, on mesure l'angle de profondeur (dip) ainsi que la coordonnée Z à l'entrée de la cible à 0,3 mrad et 0,1 mm près respectivement.

De même, avec les 6 chambres à fils verticaux, on détermine l'angle azimuthal et la coordonnée Y à l'entrée de la cible avec une précision de 0,3 mrad et 0,1 mm près respectivement.

II.1.3. LA CIBLE

La figure 3 montre l'enceinte qui contient le cylindre de 30 cm de longueur et de 3.0 cm de diamètre rempli d'hydrogène liquide. Les parois de la cible dans le sens de la traversée du faisceau sont très minces (0.3 mm). Leur longueur totale de collision représente 0,8 % de la cible en hydrogène.

II-2 LE SPECTROMETRE Ω

Le dispositif Omega (Ω) (Voir figure 4), a été conçu pour permettre la détection des réactions de particules par déclenchement (rapide) électronique, avec une acceptation proche de 4π et disposant d'un système multi-utilisateur⁽²⁾.

Passons en revue ses composants :

II.2.1. L'AIMANT⁽³⁾

Une culasse de fer de 1400 tonnes abrite 2 bobines supra-conductrices, qui créent un champ magnétique maximum de 18 KGauss pour un courant électrique de 4800 A.

Le volume utile est de 14 m^3 , la distance entre les deux bobines, supérieure et inférieure étant de 1,5 m.

Le champ magnétique est assez uniforme, et nous avons utilisé une paramétrisation^(4,16) physique satisfaisant les équations de Maxwell. Ce modèle à 15 paramètres, a été suffisant pour reproduire en tout point (x,y,z) à l'intérieur de l'aimant, les trois composantes B_x , B_y , B_z du champ. Celles-ci sont également disponibles sous forme de tables numériques construites à partir des mesures du champ par effet Hall. Nous disposons des paramètres reproduisant le champ maximum de l' Ω que nous avons utilisé lors de la prise des événements avec un faisceau de 12 GeV/c et aussi pour une autre intensité (3600 A) fournissant un champ de 14,6 KGauss, qui a été utilisé lors de la prise des données avec un faisceau de 9 GeV/c.

II.2.2. LES CHAMBRES A ETINCELLES

Les figures 5 et 6 donnent l'emplacement et la description des modules contenant les chambres à étincelles. Cette configuration a été choisie pour permettre une bonne acceptation des particules émises à basse impulsion dans la cible.

On peut constater l'existence de deux types de chambres :

- les unes perpendiculaires à la direction du faisceau ("géométrie I") sont constituées de 8 modules de 10 intervalles chacun. Chaque intervalle est incliné pour permettre au système de lecture de voir la chambre jusqu'au fond. La distance entre chaque intervalle est de 2.5 cm, et les électrodes sont formées par 2 feuilles d'aluminium de 25 microns d'épaisseur sauf dans les trois derniers modules où les électrodes sont de 10 microns. Leur taille est de $140 \times 120 \text{ cm}^2$. La largeur du gap est de 1 cm. La longueur équivalente de radiation de ces chambres est $X_0 \sim 80 \text{ m}$.

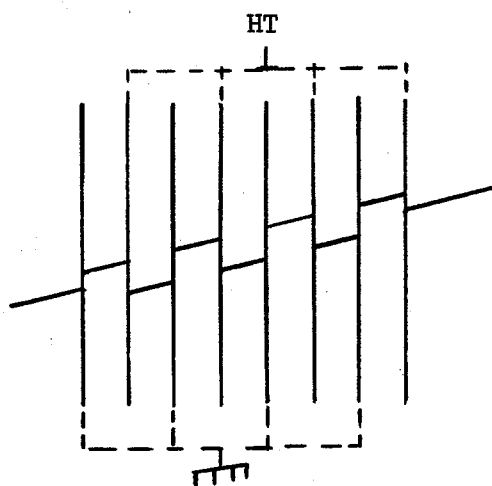
- Les autres chambres, parallèles à la direction du faisceau, et recouvrant les deux côtés de la cible d'hydrogène, sont des chambres à électrodes à cadre mince⁽¹⁷⁾, la distance entre deux intervalles étant de 1,2 cm. 8 modules (4 à droite et 4 à gauche de la cible) de 8 intervalles chacun ont été utilisés, chacun de ces intervalles couvre une surface de $90 \times 50 \text{ cm}^2$.

Un ensemble de 144 "gaps" de chambres à étincelles est ainsi placé à l'intérieur de l'aimant. Ceci représente une grande densité d'information, quoique la région autour de la cible ne soit pas très bien couverte.

L'efficacité des chambres à étincelles est très bonne ($\sim 95 \%$ pour 2 traces, $\sim 90 \%$ pour 4 traces). Leur temps de mémoire est de $\sim 1 \mu\text{sec}$. Il a fallu maintenir l'intensité du faisceau incident très basse ($\sim 2 \times 10^5$ particules/400 nsec) pour ne pas diminuer l'efficacité des chambres et ne pas compliquer l'analyse des événements par la présence de traces faisceau qui laissent des étincelles sur leur passage.

Les paramètres électriques de fonctionnement de ces chambres ont été : Haute tension $\sim 12 \text{ kV}$. Champ de balayage 200-250 V.

Le champ magnétique de l' Ω et le champ électrique de balayage existant entre les plaques des chambres à étincelles sont perpendiculaires ;



dus à la force de Lorentz, les nuages d'électrons produits dans deux intervalles consécutifs se déplacent en sens inverse, puisque le champ électrique de balayage est opposé dans ces deux intervalles (voir schéma). Les étincelles ne suivront plus la trajectoire de la particule mais seront en zig-zag.

autour d'elle. C'est le phénomène bien connu de "staggering". Il sera corrigé dans la reconstruction des traces.

II-3 MESURE DES TRACES DES PARTICULES

II.3.1. LES PLUMBICONS

Le système de mesure de l' Ω est composé d'un ensemble de 8 caméras "plumbicons" (5) qui enregistrent en ~ 18 msec un événement.

Ces 8 caméras sont placées au-dessus de l'aimant, à 5,50 m de hauteur par rapport au plan médian de l' Ω , de telle sorte que tous les intervalles des chambres à étincelles leur sont accessibles grâce au trou de la bobine supérieure de l'aimant.

Un total de 3 paires de caméras couvre les 8 modules de la "géométrie I", tandis que la paire restante couvre les 8 modules (4 à droite et 4 à gauche de la cible) de la "géométrie II".

L'image d'une étincelle est donc vue par une paire stéréoscopique de caméras sous un petit angle (14.7° pour la géométrie I et 12° pour la géométrie II) qui permettra leur reconstruction dans l'espace. Un système optique (grandissement = 90) assure la formation des images des étincelles sur une surface photosensible de 2×3 cm², d'un tube commercial de T.V. couleur. La charge positive induite par ces images, traverse la couche d'oxyde de plomb des tubes par photoconductivité et sur cette autre face un faisceau d'électrons dépouille l'état de charge de la surface. L'augmentation du courant lors de la traversée d'une charge par le faisceau d'électrons donne un signal qui sera amplifié et délivré analogiquement.

Le faisceau d'électrons du plumbicon est programmé de sorte que chaque ligne de balayage correspond soit à un gap des chambres à étincelles soit à une barre fiducielle, ceci devant être réalisé pour chaque paire stéréoscopique puisque chacune a un ensemble différent de modules à mesurer.

La résolution du plumbicon, donnée par les dimensions du faisceau d'électrons (50 μ m dans la surface de balayage) est de ~ 8 mm dans l'espace comme on peut le voir sur la figure 11 qui sera commentée par la suite.

La précision de mesure obtenue après correction des distorsions est de $\sim 0,5$ mm dans l'espace. La position d'une étincelle à l'intérieur d'une

ligne de balayage est digitisée en prenant comme référence une horloge de 90 MHz (module électronique PLUM). Chaque module PLUM peut mémoriser un maximum de 5 étincelles : chaque caméra ayant 2 PLUM en série, peut mémoriser un maximum de 10 étincelles par gap.

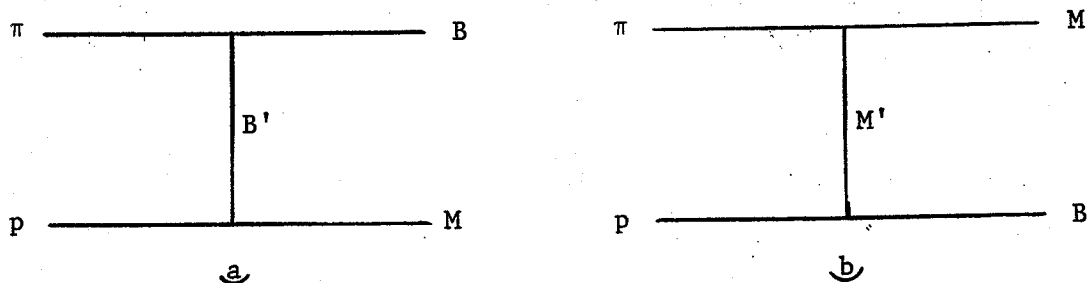
Les plumbicons de l' Ω enregistrent en parallèle intervalle après intervalle, les coordonnées des étincelles et leur intensité (codée de 0 à 8, suivant la hauteur d'impulsion du signal). Les plumbicons de la géométrie II mesurent 2 intervalles pendant que ceux de la géométrie I en mesurent un seul.

II.3.2. LE SYSTEME DE FIDUCIELLES

Un ensemble de 24 barres fiducielles disposées comme le montre la figure 7, (en général un module de chambre à étincelles est encadré par 2 barres fiducielles) permettra l'alignement des mesures entre les différentes caméras ainsi que le calcul des coefficients de distorsion du système de mesure. Dans le chapitre suivant (III.2.1.) nous exposerons les détails des calculs réalisés à cet effet.

II-4 LES DETECTEURS PROPRES A L'EXPERIENCE "PROTON RAPIDE"

Les sections efficaces des réactions $\pi^{\pm}p$ avec production d'un baryon rapide (dans le système du laboratoire) sont très faibles, comparées aux réactions avec production d'un méson rapide. En effet, on peut décrire ces deux types de réactions à l'aide de deux mécanismes différents.



La production d'un baryon rapide B dans le diagramme a) ci-dessus s'expliquerait par un mécanisme d'échange de nombre quantique baryonique. Par contre la production d'un méson rapide M dans le diagramme b) s'expliquerait par un échange de nombre quantique d'un méson M' .

La section efficace des processus a) est beaucoup plus faible que celle des processus b).

Ainsi par exemple, avec un faisceau de π^+ aux énergies que nous travaillons, le rapport de production $\pi^+/K^+/p$ est ⁽¹⁾ $\sim 1000/100/1$.

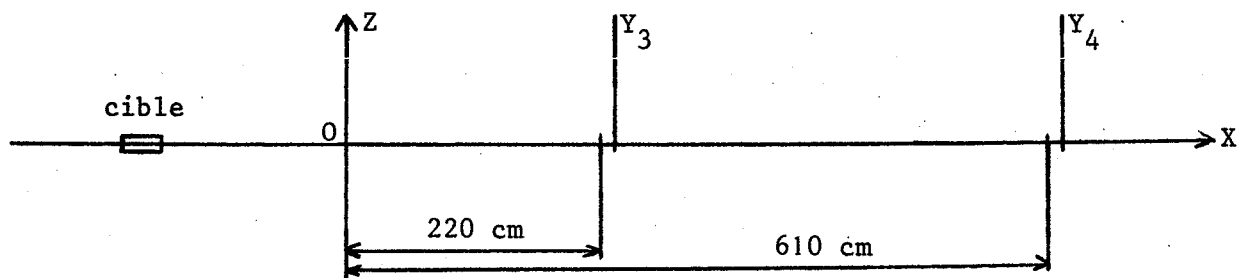
Notre but est d'obtenir un lot important de réactions avec production de baryons rapides. Il faut donc que notre appareillage ait un grand pouvoir de rejet des processus décrits par le diagramme b). Nous utiliserons la présence d'un proton rapide pour signer ces réactions, décider le déclenchement de l' Ω et enregistrer l'événement. Ce sera un déclenchement inclusif. Après reconstruction de toutes les traces des particules de l'état final, on procédera à une analyse exclusive des différents canaux qui nous intéressent. Nous décrivons par la suite les détecteurs qui ont été en partie mis au point par notre collaboration et qui ont abouti à l'identification des protons rapides issus des réactions π^+p , puis à l'enregistrement de ces événements sur bande magnétique.

Deux mesures sont nécessaires pour identifier les protons rapides : la mesure de leur impulsion et l'identification de leur masse.

A) MESURE DE L'IMPULSION DE LA PARTICULE A L'AVANT

II.4.1 CHAMBRES PROPORTIONNELLES A FILS Y_3 ET Y_4

La mesure de l'impulsion projetée des particules émises à l'avant a pu être faite à l'aide de quatre grandes chambres proportionnelles à fils. Ces chambres ont été installées comme l'indique le schéma ci-après

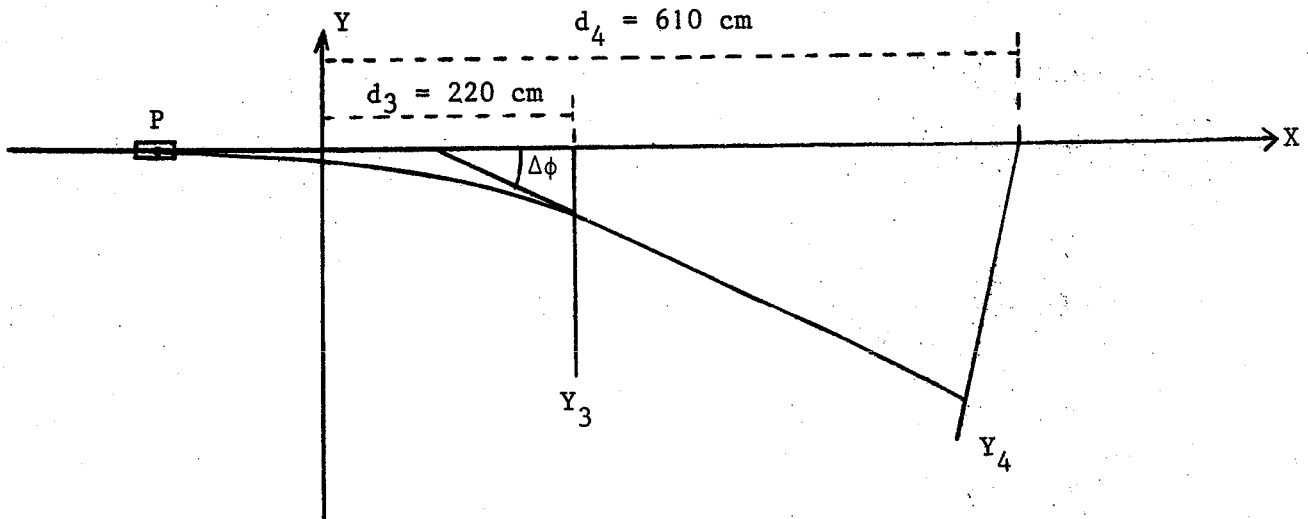


Dans cette vue transversale de l' Ω , on voit que le plan que nous appellerons Y_3 est composé de 2 chambres. Chacune comprend 512 fils verticaux espacés de 2 mm et a une taille de $100 \times 50 \text{ cm}^2$. L'une (Y_3 haut) occupe la partie $Z > 0$ et l'autre (Y_3 bas), occupe la partie $Z < 0$. Le plan désigné dans la suite Y_4 est aussi formé par deux chambres de taille $200 \times 100 \text{ cm}^2$ comprenant 512 fils verticaux espacés

de 4 mm, et qui sont installées derrière le Čerenkov haute pression (Č1, figure 4).

Une description complète de ces chambres et de leur électronique associée a été faite par J.M. Thénard (6).

Si nous représentons maintenant les plans Y_3 et Y_4 dans un plan horizontal, chaque fil occupera suivant l'axe Y, une coordonnée bien définie, c'est-à-dire sera perpendiculaire au plan de la page :



Supposons une particule d'impulsion p émise d'un point P de la cible à un angle azimuthal $\phi = 0$. Après un parcours ℓ dans le champ magnétique B de $l'\Omega$ sa trajectoire aura subi une déviation en azimuth :

$$\Delta \phi = 0.3 B \ell / p \quad (2.1)$$

Si l'impulsion p varie, la déflexion varie. On peut démontrer que pour des angles ϕ petits, la coordonnée

$$Y_4 = \left(1 + \frac{2 (d_4 - d_3)}{d_3} \right) Y_3 + (d_4 - d_3) \phi$$

Il existe donc une corrélation entre les points d'impact Y_3 et Y_4 dans les plans des chambres Y_3 et Y_4 et l'impulsion projetée de la particule

$$P_{\text{proj}} = M (Y_3, Y_4)$$

L'utilisation de cette corrélation donne l'impulsion des particules traversant les plans Y_3 et Y_4 avec une précision $\Delta p / p$ limitée par :

	Valeurs de $\Delta p / p$ estimées à 10 GeV/c
- les dimensions de la cible ($l = 30$ cm)	10 %
- l'espacement des fils Y_3 (2 mm) et Y_4 (4 mm)	2 %
- la mesure de l'impulsion uniquement en projection	2 %
- la dispersion du faisceau incident	0,2 %

Le calcul des limites p^{\max} et p^{\min} que nous prendrons en considération pour construire la matrice $M(Y_3, Y_4)$, obéit aux exigences physiques suivantes :

La limite supérieure p^{\max} que la matrice M doit accepter est fixée par la détection des Λ^0 rapides. En effet, si l'on veut que le déclenchement accepte des Λ^0 rapides se désintégrant jusqu'à 1.5 m de leur point de production, donnant $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$, le proton du Λ^0 sera dévié d'un angle $\Delta\phi$ suivant la formule (2.1) tel que s'il était émis depuis la cible il aurait une impulsion fictive supérieure à celle du faisceau (p_{inc}). Le moment maximum du p du Λ^0 est ainsi "augmenté" et nous trouvons :

$$p^{\max} \approx 1.3 p_{inc}$$

La limite inférieure p^{\min} doit être telle que nous ayons une bonne acceptance pour des valeurs du transfert allant jusqu'à $|u| \sim 1(\text{GeV}/c)^2$ de façon que nous puissions mesurer des distributions angulaires de production dans un domaine assez large. D'autre part, la limite inférieure de p ne doit pas descendre au dessous du seuil aux K^+ du Čerenkov haute pression, pour ne pas accepter d'autres particules que des protons. Soit p_s le seuil aux protons du Čerenkov haute pression Č1, la valeur limite de l'impulsion doit être au moins

$$p^{\min} \sim \frac{m_K}{m_p} \cdot p_s \sim p_{inc} / 2$$

Pour éviter une inefficacité de Čerenkov due au passage simultané de 2 particules, le Čerenkov Č1 a été divisé en quatre cases indépendantes.

Parallèlement, nous avons utilisé 4 matrices M_j (Y_3, Y_4), chacune concernant 256 fils; les chambres Y_3 haut et Y_4 haut ont formé les deux premières matrices : haut-droite et haut-gauche, et les deux premières chambres en bas, les deux dernières matrices bas-droite et bas-gauche.

L'utilisation des matrices M_j (Y_3, Y_4) a été faite de façon à pouvoir décider si l'impulsion d'une particule se trouve à l'intérieur des limites (p^{\min} , p^{\max}) fixés plus haut,

$$M_j = 1 \quad \text{si} \quad p \in (p^{\min}, p^{\max})$$

$$M_j = 0 \quad \text{si} \quad p \notin (p^{\min}, p^{\max})$$

B) MESURE D'UN SEUIL DE VITESSE DE LA PARTICULE A L'AVANT

II.4.2. ČERENKOV A HAUTE PRESSION Č 1

La matrice M_j de coïncidence que nous venons de décrire nous fournit une mesure à quelques % près, de l'impulsion des particules qui traversent les deux chambres Y_3 , Y_4 . En particulier, nous savons que l'impulsion de la particule doit satisfaire

$$p \gtrsim p_{\text{inc}} / 2 = p^{\min}$$

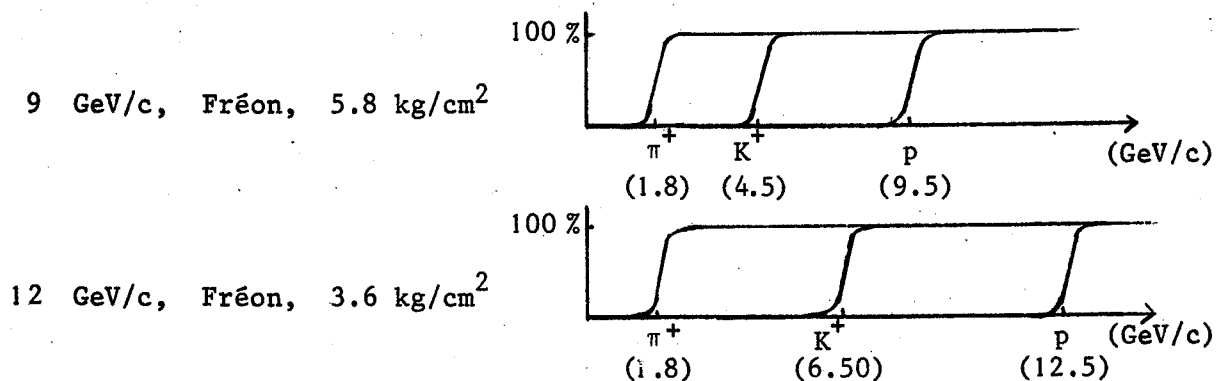
De ce fait, comme ces deux chambres encadrent le Čerenkov haute pression Č 1 (figure 4), nous pourrons utiliser la réponse du Čerenkov comme un résultat d'une mesure d'un seuil de vitesse. Ce seuil est fixé de façon que le proton le plus rapide sortant d'une interaction $\pi^\pm p$ avec un faisceau d'impulsion p_{inc} , ne rayonne pas dans le Čerenkov. Un calcul cinématique nous montre que l'impulsion la plus élevée qu'un proton peut avoir dans la diffusion élastique $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ à $u' = 0$ est

$$p^{\text{sup}} \approx p_{\text{inc}} + M_p / 2$$

Cette impulsion maximale définira la vitesse seuil $\beta_s = 1/n$, où n est l'indice de réfraction du gaz contenu dans le Čerenkov. Cette condition, pour le gaz choisi (Fréon 13), définit la pression qui devra être assez grande. Ainsi, les particules ayant une masse $M < M_p$ satisfèront la condition de rayonnement de lumière Čerenkov $\beta > \beta_s$ puisque

$$\beta = \left(1 + \frac{M^2}{p^2} \right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{M^2}{2p^2} > \beta_s = 1 - \frac{M^2}{2p^2}$$

Nous résumons graphiquement les propriétés du Čerenkov Č1 pour les conditions de fonctionnement à chaque énergie du faisceau à laquelle nous avons travaillé :



Les détails sur la construction de ce Čerenkov, ainsi que l'étude de ses propriétés optiques, etc. ont été revues par P. Roudeau⁽⁷⁾.

L'acceptance angulaire du Čerenkov est de $\delta \theta \approx 170$ mrad permettant une bonne acceptance des baryons Δ et N^* , même à haute masse.

Ce compteur est composé de 4 cases indépendantes optiquement. Ceci a été réalisé pour augmenter l'efficacité de détection des protons provenant des désintégrations de certains baryons lourds, par exemple, $\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$. En effet, s'agissant de deux particules positives, émises dans des directions voisines, si le π^+ traverse le Čerenkov, il rayonne et masque ainsi le proton. Avec l'implantation des quatre cases indépendantes, la perte de $\Delta^{++} \rightarrow p \pi^+$ n'est que de 5 %, comme l'a montré un calcul de Monte-Carlo⁽⁷⁾.

Diverses mesures et divers tests ont montré que l'efficacité moyenne de ce Čerenkov au rejet des π^+ d'impulsion $p > p_{inc} / 2$

$$\epsilon_{\pi^+} \sim (99 \pm 1) \%$$

L'efficacité de rejet aux K^+ rapides a été trouvée > 90 % dès que l'impulsion du K^+ prend des valeurs $> p_{seuil} + 0,6$ GeV/c

II.4.3. COMPTEURS D'ACCEPTANCE Q_j

Les quatre cases du Čerenkov $\check{C}1$, tout comme les quatre matrices M_j (Y_3, Y_4), seront utilisées indépendamment les unes des autres dans la logique du déclenchement. Mais en fait les chambres Y_3 haut et bas se chevauchent. Pour aider à réaliser la logique des 4 cases nous avons monté quatre scintillateurs Q_j en forme de quadrants circulaires de 48 cm de rayon à l'entrée des quatre fenêtres du Čerenkov $\check{C}1$. Ces quatre quadrants recouvrent parfaitement la surface d'entrée du Čerenkov, tandis que les chambres proportionnelles sont plus grandes. La réponse donnée par le scintillateur Q_j nous garantit ainsi le passage de la particule dans le quadrant j .

Nous pouvons déjà récapituler tout ce que nous avons exposé dans ces trois derniers paragraphes et dire que le passage d'un proton rapide dans notre système de détection impliquera une réponse VRAI d'une des quatre coïncidences :

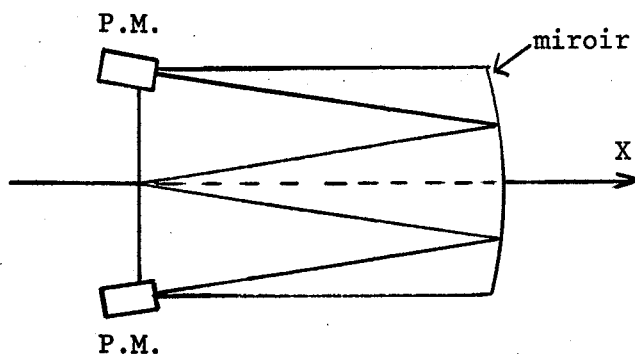
$$M_j * Q_j * \overline{\check{C}1}_j \quad j = 1, 2, 3 \text{ ou } 4$$

suivant que le proton a traversé le quadrant $j = 1, 2, 3$ ou 4 .

II.4.4. ČERENKOV A PRESSION ATMOSPHERIQUE $\check{C}2$

Il nous a été possible d'utiliser une facilité Ω déjà existante lors de la réalisation de notre expérience : le compteur Čerenkov à pression atmosphérique $\check{C}2$ (figure 4), qui est encadré par une matrice d'hodoscopes que nous décrivons dans le paragraphe suivant.

Ce Čerenkov est composé de 8 cellules. L'optique de ce compteur a été conçue de façon que l'on puisse collecter la lumière Čerenkov dans 8 photo-multiplificateurs (P.M) placés en haut du compteur ou dans 8 autres P.M. placés en bas, comme le montre le schéma ci-dessous. Les 8 cellules

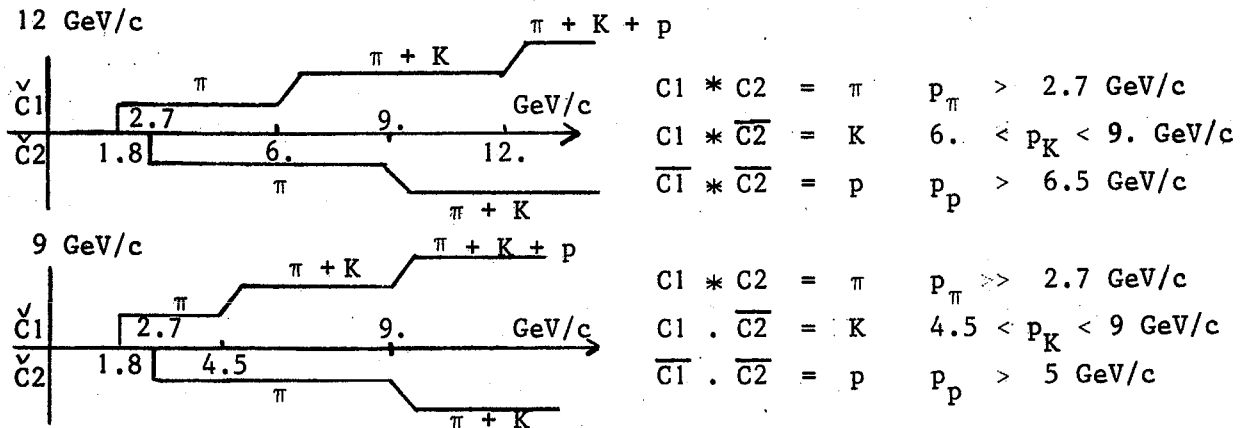


du Čerenkov ne sont pas optiquement indépendantes.

Rempli avec de l'isobutane à la pression atmosphérique, il a un très grand pouvoir de rejet aux π ayant une impulsion $> 2.7 \text{ GeV/c}$: $\epsilon_{\pi} = 99.9 \%$

Avec ce pouvoir de rejet, nous pouvons rejeter les π rapides provenant des interactions π^+p , dont notre Čerenkov Č1 ne suffirait pas à éliminer raisonnablement leur contamination. Le seuil pour les K^+ est $p_s = 9.2 \text{ GeV/c}$. Ce compteur a toujours été utilisé en anti-coïncidence.

Mis à part le fait que ce Čerenkov nous apporte sa forte réjection aux π , son utilisation avec le Čerenkov haute pression va nous permettre d'identifier dans une région restreinte les K^+ . Il suffit d'observer le tableau récapitulatif dans lequel on peut se rendre compte des possibilités de ce double système.



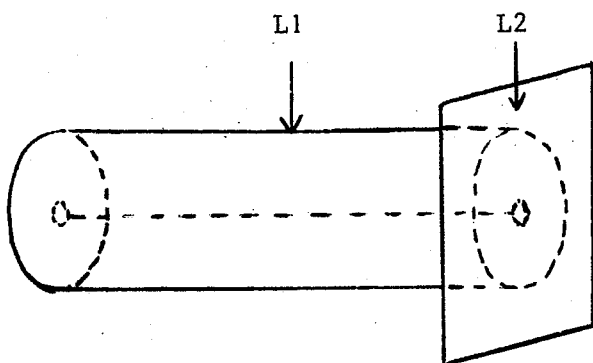
II.4.5 HODOSCOPIES H1, H2

Un ensemble de 17 hodoscopes est monté devant la face avant du Čerenkov à pression atmosphérique, les hodoscopes se chevauchent les uns sur les autres de façon à définir 33 canaux de 6 cm de largeur (hodoscope H1 figure 4). Cet hodoscope est utilisé pour former une matrice avec les 33 canaux de 9 cm de largeur (hodoscope H2) montés à l'arrière de Č2.

La matrice de corrélation 33 x 33 (H1,H2) n'apporte pas de sélection en impulsion plus précise que celle définie par Y_3 et Y_4 (II.4.1), mais elle permet de corréler le passage d'une particule à travers le Čerenkov pression atmosphérique avec chacune de ses 8 cellules. La matrice (H1,H2) sera aussi utilisée conjointement avec une matrice 33 x 8 formée par (H2, $\overline{C2}$):

II.4.6. COMPTEURS AUTOUR DE LA CIBLE : L1, L2

Deux compteurs à scintillation ont été placés autour de la cible.



L'un L1, est un compteur cylindrique de 30 cm de longueur, 11 cm de diamètre et 2 mm d'épaisseur, qui entoure la cible. L'autre, L2 est un compteur plan troué au centre, le trou ayant un diamètre de 3 cm, c'est-à-dire le même que la cible.

Ces compteurs ont été utilisés en coïncidence. Toute interaction dans la cible, qui n'aurait pas une des particules de l'état final traversant soit L1 soit L2 ne sera pas retenue pour le déclenchement.

La coïncidence demandée par ces compteurs empêche en particulier, des déclenchements sur des interactions du faisceau dans les plaques des chambres de la géométrie I. En effet, nous avons vérifié lors de la prise des déclenchements tests, où l'on n'avait pas exigé cette coïncidence, que l'on trouvait $\sim 20\%$ d'interactions dans les plaques des chambres à étincelles.

Par contre, dans certaines réactions, par exemple $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ on s'attendra à des pertes si les deux particules chargées de l'état final ne traversent aucun des deux compteurs. Dans le cas du scattering élastique cité ci-dessus, cela arrive dans 20 % des cas. D'autres réactions, par exemple $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 K^0$ seront biaisées, puisque les deux particules de l'état final sont neutres, et peuvent se désintégrer après avoir traversé ces compteurs. Néanmoins dans d'autres cas avec production de plusieurs particules chargées, par exemple, $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \rho^0 \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$, on a trouvé qu'il n'y a pas de pertes causées par cette coïncidence.

Quand on impose cette coïncidence, le taux de déclenchement est réduit par un facteur 2, puisqu'elle élimine les interactions avant ou après la cible.

II-5 LA LOGIQUE DU DECLENCHEMENT ("TRIGGER")

Nous finirons ce chapitre en décrivant les conditions sous lesquelles l'Omega a été déclenché dans notre expérience, c'est-à-dire la logique électronique du "trigger" proton-rapide, et en décrivant brièvement dans quel cadre cette logique a été utilisée.

L'électronique associée à l'Omega⁽⁸⁾ est reliée à l'EMR 6130. C'est le calculateur EMR qui commande le fonctionnement de tous les déclenchements. Il le fait par la génération de signaux d'autorisation. Chaque élément du système : EMR, Plumbicon, Utilisateur a une bascule associée : elle donne l'état d'occupation dudit élément. On dit que le système est prêt quand les trois éléments cités ci-dessus sont prêts. Quand l'utilisateur trouve les conditions exigées par sa logique de déclenchement, il envoie un trigger rapide qui rend le système occupé (MULTIUSERBOX, fig. 8)

Décrivons maintenant les exigences pour que nous puissions envoyer un trigger rapide :

- Il faut d'abord, qu'une particule faisceau ait subi une interaction dans la cible en hydrogène : signal DAT2 (liaison NIM des BEAM COUNTERS au NIM de l'utilisateur).
- ensuite, il faut au moins qu'une des particules de l'état final de la réaction ait diffusé avec un angle suffisant pour traverser l'un des compteurs autour de la cible : signal L1 OR L2.
- et évidemment, il faut un proton rapide dans l'état final de la réaction, soit, un signal de la matrice $M^I(Y_3, Y_4)$, d'un des compteurs d'acceptance Q, et pas de réponse du Čerenkov haute pression $\check{C}1$, le tout dans au moins un quadrant :

$$M_j^I(Y_3, Y_4) * Q_j * \overline{C1}_j \quad \text{pour } j = 1, 2, 3 \text{ ou } 4$$

- En plus, on exige que cette particule satisfasse la coïncidence $(H_1 \cdot H_2)$ et la matrice d'anticoïncidence formée avec le Čerenkov à pression atmosphérique $(H_2 \cdot \overline{C2})$.

Voici donc la logique qui décide le déclenchement d'un événement proton rapide :

(2.3)

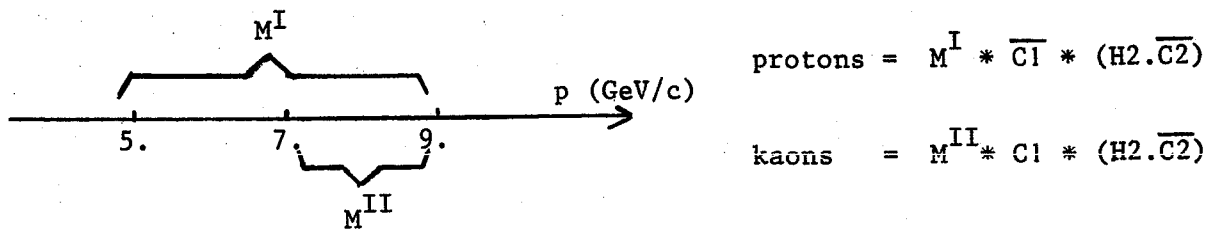
$$\text{OR}_{j=1,4} \left(M_j^I (Y_3, Y_4) * Q_j * \overline{Cl_j} \right) * (H1 . H2) * (H2.\overline{C2}) * (L1 \text{ OR } L2) * \text{DAT2}$$

Nous avons noté la matrice associée au choix des protons rapides M^I . Elle est utilisée avec les deux Cerenkov $\check{C}1$ et $\check{C}2$ en anticoïncidence. Cette logique a été utilisée dans la prise des données à 9 GeV/c et à 12 GeV/c. A 9 GeV/c, nous avons voulu prendre des données du type $\pi^- p \rightarrow K^+_{\text{rapide}}$ pour tester la présence de mécanismes exotiques.

Ainsi, il a été implanté une deuxième matrice $M^{II}_j (Y_3, Y_4)$ pouvant être utilisée simultanément avec M^I_j (uniquement lors de la prise de données à 9 GeV/c) telle que les limites ($p^{\text{max}}, p^{\text{min}}$) acceptées soient plus serrées. En même temps, pour ce déclenchement, le Cerenkov haute pression $\check{C}1$ était mis en coïncidence :

$$M^{II}_j (Y_3, Y_4) * Q_j * Cl_j$$

C'est ainsi que nous avons pu déclencher sur des K^+ rapides, l'intervalle des matrices couvrant :



Un événement kaon-rapide, obéissait à la logique

(2.4)

$$\text{OR}_{j=1,4} \left(M_j^{II} (Y_3, Y_4) * Q_j * Cl_j \right) * (H1.H2) * (H2.\overline{C2}) * (L1 \text{ OR } L2) * \text{DAT2}$$

La réponse d'une de ces deux coïncidences (2.3) ou (2.4) constituera le signal "trigger". Signalons que le temps nécessaire pour obtenir une réponse de cette logique est $\Delta t \approx 750$ nsec, après l'instant de l'interaction. L'envoi de ce signal déclare le système non-prêt, et c'est alors que THEBIGBOX (fig.8) interrompt le calculateur EMR pour l'informer qu'un événement doit être

acquis, et envoie la commande de déclenchement des chambres à étincelles et des caméras plumbicon.

Le système d'acquisition de données (D.A.S) de l'EMR entre alors en jeu pour recevoir les informations des compteurs de l'utilisateur, transmises par un ordinateur PDP 11/20 à l'EMR à la suite d'une interruption venant de celui-ci, et les informations concernant l'événement : BEAM COUNTERS, PLUMB., MWPC. Le caractère multi-utilisateur de l' Ω se manifeste par le LINK MULTIPLEXER qui gère l'orientation des données de l'utilisateur principal.

Une fois reçues toutes les informations concernant un événement, l'EMR les transfère pour les écrire sur une bande magnétique. Pendant le temps mis par les Plumbicons pour mesurer un événement complet, un signal est généré par ceux-ci : CAM-BUSY. Pendant le temps d'écriture de la bande magnétique, un autre signal est généré par l'EMR : EMR-BUSY. Ces signaux rendent le système non-prêt. Ainsi, tout le système d'acquisition de données se remet en route dès que THEBIGBOX génère le signal de système prêt : (SYR). Le temps mort total du système dû à la lecture du Plumbicon est ~ 18 msec.

Malgré la place en mémoire nécessaire pour la gestion du D.A.S à l'EMR, il en existe suffisamment pour permettre le fonctionnement de quelques programmes des utilisateurs, développés pour le contrôle de la qualité et de la stabilité du système pendant la prise des données. Citons par exemple, un programme appelé RAPIDE qui offrait la possibilité de représenter graphiquement les événements sur une console visuelle.

Pendant la prise des données nous avons surtout utilisé le ordinateur CII 10070, qui est une facilité Oméga et SFM (ISR du CERN) pour faire une analyse plus détaillée des événements. Cette analyse était réalisée après l'écriture d'une bande complète (off-line), sans utiliser la liaison EMR-CII. Pour mener à bien cela, nous avons développé un programme (FASTP) qui contrôlait toutes les informations contenues dans les bandes magnétiques, et nous aidait à localiser des inefficacités de l'appareillage et à tester le bon fonctionnement de notre logique de déclenchement.

CONCLUSION

Nous venons d'exposer dans ce chapitre les caractéristiques et le fonctionnement de l'appareillage du spectromètre Ω . Nous avons réservé une grande place à la description des détecteurs que notre collaboration a mis au point pour déclencher l' Ω au passage d'un proton-rapide.

La complexité de la logique du déclenchement et le grand nombre de détecteurs utilisés nous a conduit à concevoir un programme de contrôle (FASTP) ayant pour but de vérifier toutes les informations appartenant à chaque déclenchement, écrites sur bande magnétique lors de la prise des données. Ainsi, nous avons utilisé ce programme pour surveiller le fonctionnement des hodoscopes, Cerenkov et chambres à fils du faisceau ; les chambres à étincelles, les plumbicons, fiducielles, Cerenkov et matrices... Bien que le fonctionnement de tous les appareils ait été satisfaisant, l'utilisation de FASTP nous a permis à plusieurs reprises la détection d'anomalies qui ont pu être rectifiées par les experts de l'acquisition des données. Ce contrôle a ainsi contribué à garantir l'obtention d'enregistrements de données de haute qualité.

- CHAPITRE III -

PRISE ET TRAITEMENT DES DONNEES

III-1 PRISE DES DONNEES

III-2 TRAITEMENT DES DONNEES

A) ROMEO

III.2.1. COEFFICIENTS DE DISTORSION

III.2.2. DETERMINATION DES PARAMETRES DU FAISCEAU

III.2.3. RECONNAISSANCE DES TRACES

III.2.4. RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

III.2.5. RECHERCHE ET AJUSTEMENT DES VERTEX

B) KOMEGA

III.2.6. CINEMATIQUE. IDENTIFICATION DES REACTIONS

III-3 RESULTATS

III.3.1. REDUCTION DES DONNEES

III.3.2. EXTRACTION DES REACTIONS A QUATRE CORPS

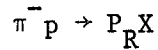
A) Etude des événements à quatre branches

B) Etude des événements à trois branches

CONCLUSION

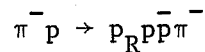
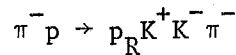
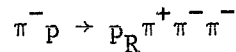
III. PRISE ET TRAITEMENT DES DONNEES

Nous venons de passer en revue le dispositif expérimental qui entoure le spectromètre Ω , et qui nous a permis d'établir les conditions expérimentales adéquates de déclenchement en vue d'obtenir un lot d'événements



comportant un proton rapide dans l'état final. Nous avons, en particulier insisté sur les détecteurs mis en oeuvre pour la signature de ces protons rapides qui ont été en partie conçus et construits pour notre expérience.

Nous voulons maintenant exposer le traitement auquel nous avons soumis nos événements depuis la prise des données au CERN jusqu'à la sélection cinématique des réactions à quatre corps dans l'état final



qui font l'objet de notre travail.

Ainsi, dans une première partie, nous indiquerons les modalités selon lesquelles nos données ont été obtenues au CERN et la constitution de notre lot expérimental. Un effort considérable a été apporté au contrôle de la qualité de nos données tout le long de cette période.

La deuxième partie sera consacrée au traitement que nous avons effectué sur nos événements : il sera question de guider le lecteur dans les principes et les méthodes d'analyse des réactions étudiées.

Nous aboutirons dans la troisième partie aux résultats de cette analyse en faisant bien entendu une place plus importante aux réactions quatre corps extraites à partir d'environ trois millions de déclenchements constituant le lot initial.

III-1 PRISE DES DONNEES

La mise au point des compteurs et de l'électronique utilisée dans cette expérience fut réalisée grâce à deux courtes périodes de faisceau (2 jours) en décembre 1973 et avril 1974.

La prise des événements proton-rapide s'est déroulée pendant deux périodes P.S. au CERN, attribuées à l' Ω :

- la première, en juin 1974 où ont été enregistrés après 15 jours de "run" environ $1,2 \times 10^6$ événements utilisant un faisceau négatif de 12 GeV/c et $0,8 \times 10^6$ événements, avec un faisceau négatif de 9 GeV/c. Deux jours de cette période furent consacrés à la prise de données avec un faisceau positif de 9 GeV/c, enregistrant $0,25 \times 10^6$ événements ainsi que quelques dizaines de milliers d'événements avec faisceau de protons incident à 12 GeV/c et 9 GeV/c, utilisés essentiellement pour la normalisation ⁽⁷⁾.

- la deuxième période fut en novembre 1974. On continua à prendre des données avec un faisceau négatif de 9 GeV/c d'impulsion, et l'on prit $\sim 0,8 \times 10^6$ événements pendant une semaine.

En résumé, nous disposons donc des déclenchements "proton-rapide" suivants :

<u>nombre de candidats</u>	<u>signe de faisceau</u>	<u>impulsion du faisceau</u>	<u>date de la prise</u>
$1,13 \times 10^6$	-	12 GeV/c	Juin 1974
$1,67 \times 10^6$	-	9 GeV/c	Juin + Nov 74
$0,25 \times 10^6$	+	9 GeV/c	Juin 1974
$0,02 \times 10^6$	+	12 GeV/c	Juin 1974

En plus $0,11 \times 10^6$ déclenchements "kaon-rapide" ont été enregistrés lors de la prise de données avec des π^- de 9 GeV/c en Juin + Novembre 1974

Il faut compter en moyenne 10^4 déclenchements par bande magnétique (du type 9 pistes 1600 b-p-i). Cette expérience nous a amené à manipuler plus de 300 bandes magnétiques.

Ce dernier tableau contient les événements proton-rapide qui correspondent donc au "trigger" décrit à la fin du chapitre précédent. Nous avons néanmoins pris d'autres événements. En particulier, lors de chaque changement de faisceau incident, on a déclenché l' Ω avec un "trigger" traces-faisceau : en effet, ces traces faisceau sont nécessaires pour calibrer les paramètres de la particule incidente. Il en a été de même pour une série de déclenchements spéciaux réalisés pour nous permettre l'étude des efficacités de tout notre appareillage. Le principe étant l'utilisation de la même logique de déclenchement mais en enlevant un à un chacun des ingrédients.

III-2 TRAITEMENT DES DONNEES

Nous venons d'exposer dans le paragraphe précédent l'ensemble des données dont nous disposons. Tous les événements (triggers) se trouvent sur bande magnétique, écrite au moment de la prise des données par le calculateur EMR-6130 de l' Ω . Les informations contenues dans ces bandes sont suffisantes pour que nous puissions reconstruire les paramètres de l'événement réel dans l'espace, et déterminer la réaction qui a été effectivement à la base de certains événements (par exemple $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$).

Le traitement des données passe par deux étapes :

- la première partie aboutit à la détermination de la topologie géométrique de l'événement : point d'impact dans la cible, impulsions et angles de toutes les particules non neutres reliées à l'interaction en ce point. Elle est accomplie par un vaste programme connu sous le nom de "ROMEO".
- la deuxième partie, qui mène à la connaissance de la réaction physique réellement produite, est réalisée par l'assignation des hypothèses de masse physiquement permises, et en exigeant la conservation de l'impulsion et de l'énergie au point d'interaction. C'est le but du programme "KOMECA".

Nous exposerons par la suite les diverses manipulations et analyses que nous avons réalisées avec les données, ainsi que les principales fonctions de ces deux programmes :

ROMEO (Reconstruction of Ω Events Offline), lit les bandes données EMR, reconnaît toutes les informations contenues dans l'événement, et il a comme fonctions les plus importantes :

- le calcul des coefficients de distorsion
- la reconnaissance des traces à partir des étincelles mesurées par les caméras Plumbicon
- le calcul des paramètres du faisceau incident
- le calcul des paramètres des traces reconnues dans les chambres à étincelles
- la détermination de la topologie de l'événement et le "fit" du vertex d'interaction.

KOMEGA utilise les informations écrites sur bande par ROMEO, choisit les topologies qui lui sont demandées et réalise un fit cinématique : conservation de l'énergie - impulsion au point d'interaction dans la cible, en essayant plusieurs hypothèses de masse sur chacune des particules qui ont participé à la réaction.

Voyons un peu plus en détail ces différentes fonctions, base de notre analyse des événements :

III.2.1. LES COEFFICIENTS DE DISTORSION

Un regard attentif sur la figure 7 nous montre l'ensemble très dense de marques fiducielles dont l' Ω dispose.

Remarquons que chaque module de chambres à étincelles est encadré par 2 barres fiducielles. Sur chaque barre fiducielle de la zone où sont situés les modules de la géométrie I, il y a 16 marques. Sur les barres de la géométrie II il y en a 5. Dans tous les cas, c'est le même plumbicon qui lit un module de chambres à étincelles et les marques fiducielles qui l'encadrent.

Ces marques fiducielles sont des fenêtres pratiquées sur chaque barre. Au moment de l'allumage de la barre, les caméras plumbicon sont synchronisées pour lire ces lignes. Le déclenchement du système de fiducielles se fait entre deux "bursts" du P.S., puisque l'on dispose alors d'environ 2 secondes dans lesquelles le système de l' Ω est prêt. Ce signal de trigger des marques fiducielles est généré par THEBIGBOX (fig. 8). Chaque utilisateur de l' Ω peut choisir la fréquence de prise de mesure des fiducielles. Dans notre expérience, nous avons mesuré les fiducielles tous les "bursts".

Nous avons ainsi dans toutes nos bandes les mesures des fiducielles intercalées avec les mesures des réactions (triggers).

La première fonction de la mesure des fiducielles réside dans le fait de fournir un repère commun pour l'ensemble des 8 caméras plumbicon (4 paires stéréoscopiques), puisque chaque caméra mesure une partie disjointe des modules de chambres à étincelles.

En effet, nous connaissons la position de chacune des caméras plumbicon dans le système de coordonnées ⁽⁹⁾ de l' Ω , avec centre de coordonnées au centre de l'aimant :

	X (cm)	Y (cm)	Z (cm)	Plumbicon (Fig. 7)
"Geo I"	53.5	72.0	551.7	0
	53.5	-72.0	551.7	1
	57.0	72.0	551.7	2
	57.0	-72.0	551.7	3
	60.5	72.0	551.7	4
	60.5	-72.0	551.7	5
"Geo II"	17.0	0.	551.7	6
	-103.0	0.	551.7	7

Nous connaissons dans le même système la position réelle de toutes les marques fiducielles :

$$Y_{ij} \quad i = n^\circ \text{ de la marque} \quad j = n^\circ \text{ de la barre}$$

et nous pouvons calculer leurs projections sur $Z = 0$, plan de repère de mesure du plumbicon.

Pour chaque enregistrement des mesures fiducielles, ROMEO effectue une reconnaissance pour identifier chaque mesure, et on aboutit aux mesures m_{ij} correspondant aux marques Y_{ij} , cette fois-ci dans le même plan de mesure $Z = 0$.

Alors, en prenant les i mesures des marques fiducielles reconnues de la barre j et en exigeant que les fiducielles soient alignées, on ajuste les coefficients d'un polynôme (orthogonal) de 5^{ème} ordre ou de 3^{ème} ordre suivant que la barre appartient à la géométrie I ou II respectivement :

$$\text{G.I} \quad \Rightarrow \quad Y_{ij} = \sum_{n=0}^5 a_n \cdot m_{ij}^n \quad \left\{ \begin{array}{l} i = 1 \rightarrow 12 \\ j = 1 \rightarrow 16 \end{array} \right. \quad (3.1)$$

$$\text{G.II} \quad \Rightarrow \quad Y_{ij} = \sum_{k=0}^3 b_k \cdot m_{ij}^k \quad \left\{ \begin{array}{l} i = 1 \rightarrow 5 \\ j = 17 \rightarrow 24 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

En général, le nombre d'équations du type (3.1) est de 12, puisque l'on trouve 12 marques en moyenne sur chaque barre de la géométrie I. Le nombre d'équations du type (3.2) est de 5 pour la même raison (voir figure 7).

Les coefficients de distorsion a_n ($n = 0, \rightarrow 5$) et b_k ($k = 0, \rightarrow 3$) sont calculés pour chaque barre fiducielle, et ceci pour chaque plumbicon. Une même barre fiducielle est mesurée par deux plumbicons. C'est ce que nous appellerons les deux vues.

L'application des transformations (3.1) ou (3.2) sur chaque étincelle, nous résoudra le double problème suivant :

- le repérage par rapport au système de l' Ω (projection sur XY)
- la correction des distorsions des plumbicons.

En pratique, lorsque l'on veut appliquer la transformation (3.1) ou (3.2) sur une étincelle située dans un gap quelconque, donc ayant une coordonnée X bien définie, on localise les coefficients a_n (ou b_k) rattachés aux barres adjacentes X_a et X_b . On interpole linéairement suivant X chacun des coefficients (grâce à l'orthogonalité des polynômes), et on utilise les coefficients

$$a'_n = \frac{a_n(X_a) - a_n(X_b)}{X_a - X_b} (X - X_a) + a_n(X_a)$$

et les coefficients b'_k sont calculés de la même façon.

Bien que ces polynômes de correction des distorsions soient extrêmement simples, comme il faut corriger toutes les étincelles des plumbicons (pour notre expérience le nombre moyen d'étincelles par événement est de ~ 400 , soit 200 par vue) cela finit par exiger beaucoup de temps de calcul. Des estimations faites nous ont montré que 10 % du temps de ROMEO est dû à cette partie du programme.

III.2.2. DETERMINATION DES PARAMETRES DU FAISCEAU

Nous avons décrit dans II.1. la ligne du faisceau incident à l' Ω , et les compteurs et détecteurs installés le long du chemin parcouru par les particules du faisceau.

Ce paragraphe, nous le consacrerons à la description du traitement du faisceau dans le programme ROMEO. Ce traitement est tout à fait différent du traitement des particules sortantes de la réaction : le faisceau est mesuré par un ensemble de chambres proportionnelles et par un hodoscope. Il n'est pas "vu" par les caméras plumbicon.

Nous commencerons par décrire la méthode de paramétrisation choisie. On verra apparaître l'ensemble de constantes qu'il faudra calibrer pour chaque impulsion et chaque polarité du faisceau. Ces constantes sont des "titres" du faisceau, introduits dans ROMEO lors du traitement des événements.

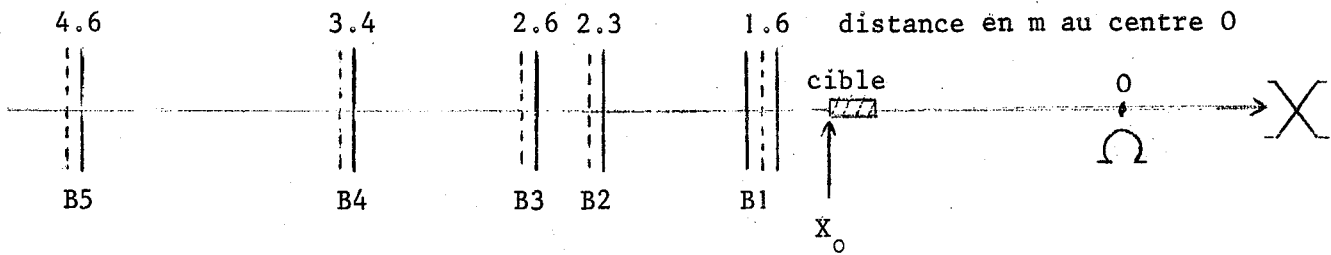
A) Paramétrisation du faisceau

Pour chaque réaction, il faut connaître la direction et l'impulsion du faisceau dans un plan de référence quelconque. On choisit le plan $X_0 = -135$ cm correspondant à l'entrée du faisceau dans la cible, (voir système de coordonnées de l' Ω en Introduction).

On mesure pour chaque particule de faisceau :

- l'élément de l'hodoscope H (fig.2) touché
- les fils touchés au passage du faisceau dans les chambres B1, B2, B3, B4 et B5 (cf. II.1.2).

La position en X de ces chambres est connue au système Ω



Ces chambres B_i ($i = 1, \dots, 5$) suivent la ligne du faisceau. Elles ne sont donc pas alignées suivant l'axe X. Nous pouvons calculer les déviations verticales (suivant Z) et horizontales (suivant Y) de la trajectoire du faisceau dans chaque chambre B_i , dues à la présence du champ magnétique résiduel.

A.1. En effet, la résolution de l'équation du mouvement

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = k \cdot \vec{V} \wedge \vec{H} \quad \begin{array}{l} k = 30/p \\ X, Y, Z \text{ en mm} \\ p \text{ en GeV/c} \\ H \text{ en gauss} \end{array}$$

avec l'approximation $H_Y \approx 0$ et $V_Z \approx 0$, (valables pour le champ magnétique résiduel de l' Ω), nous mène aux trajectoires Y (X) et Z (X) suivantes :

$$\left. \begin{array}{l} Y' = Y'_0 + k F'_0 \\ Y = Y_0 + Y'_0 \cdot X - k F_0 \end{array} \right\} \text{ avec } \begin{array}{l} F'_0 = \int_{X_0}^X H_Z(X') dX' \\ F_0 = \int_{X_0}^X F'_0 \cdot dX' \end{array}$$

où Y' est la dérivée de Y par rapport à X, et

$$Z = Z_0 + Z'_0 \cdot X + k (Y'_0 \cdot G_0 + k G_1)$$

avec

$$G_0 = \iint_{X_0}^X H_X(X') d^2 X'$$

$$G_1 = \int_{X_0}^X H_Z(X') \iint_{X_0}^X H_X(X') d^3 X'$$

Comme le faisceau Ω est très collimé, nous pouvons calculer les intégrales F_0, F'_0, G_0, G_1 pour chaque chambre i et les considérer comme constantes. Nous pouvons alors écrire :

$$\left. \begin{aligned} Y_i - P(i) &= Y_0 + Y'_0 \cdot X_i \\ Z_i - Q(i, Y'_0) &= Z_0 + Z'_0 \cdot X_i \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Avec cette paramétrisation (3.3) nous avons une méthode pour la détermination de la position (Y_0, Z_0) et direction (Y'_0, Z'_0) de chaque particule faisceau dans le plan de référence $X_0 = -135$ cm.

En pratique, on procède de la façon suivante :

Pour chaque réponse de chambre à fil B_i , il y a eu mémorisation des fils touchés : (Y_i, Z_i) . Une sélection est faite au niveau analyse :

- il faut au moins des réponses dans deux chambres à fils horizontaux et dans deux chambres à fils verticaux. Autrement, il est impossible de déterminer la trajectoire.

- il ne faut pas trop de combinaisons parmi les fils touchés : on évite ainsi les ambiguïtés. Nous n'acceptons pas plus de quatre combinaisons.

Ces deux coupures faites nous rejettent dans notre statistique environ 2 % des événements.

Chaque fil touché représente une coordonnée (X_i, Y_i) ou (X_i, Z_i) , X_i étant la coordonnée connue de la chambre B_i .

L'erreur assignée à chaque mesure tient compte de la diffusion multiple dans le cadre des chambres,

$$\sigma_i = \frac{\sigma_B}{1 + \frac{\sigma_B (X_i - X_0)^3}{4 p_0^2}} \quad \begin{aligned} \sigma_B &= \text{résolution spatiale} \\ &\text{des fils.} \\ p_0 &= \text{impulsion du faisceau} \end{aligned}$$

On réalise un ajustement par moindres carrés des équations (3.3) que l'on peut écrire encore :

$$\left. \begin{aligned} Y_i - P_i &= Y_0 + \phi \cdot X_i \\ Z_j - Q_j &= Z_0 + \lambda \cdot X_j \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} i = 1, n \leq 5 \rightarrow \text{chambres V} \\ j = 1, n \leq 5 \rightarrow \text{chambres H} \end{array}$$

Nous obtenons alors les positions : Y_0 , Z_0 et les angles λ et ϕ du faisceau dans le plan X_0 d'entrée dans la cible.

Remarque : Pour résoudre ces équations il faut d'abord calibrer Y_i et Z_j , comme nous le verrons dans le paragraphe suivant. En pratique on doit commencer par l'ajustement de l'équation en Y_i puisque dans la deuxième (en Z_j) Q_j est une fonction de ϕ .

A.2. Passons maintenant à l'étude de la paramétrisation de l'impulsion du faisceau : la méthode choisie est basée sur la détermination d'une fonction Δp qui paramétrise la différence entre la valeur absolue de l'impulsion p et une valeur nominale p_0 ,

$$p = p_0 \left(1 + \frac{\Delta p}{p_0} \right)$$

La fonction Δp que nous cherchons dépend exclusivement des déviations du faisceau dans le plan horizontal (X, Y); par exemple, de la coordonnée Y_H mesurée au passage du faisceau dans l'hodoscope H (figure 2) de la coordonnée dans la chambre B5 (Y_5) et de sa direction Y'_5 .

Une fonction linéaire de ces déviations s'est trouvée être suffisante :

$$\frac{\Delta p}{p_0} = a Y_5 + b Y'_5 + c Y_H + d \quad (3.4)$$

avec a, b, c, d des constantes à déterminer par la calibration. Mais comme la direction Y'_5 dépend de l'impulsion, donc de Δp , l'équation (3.4) se résoud par itération. Comme valeur de départ Δp_0 , on prend une simple dépendance de l'hodoscope qui est l'élément principal de mesure du faisceau soit

$$\frac{\Delta p_0}{p_0} = e Y_H + f \quad (3.5)$$

où e, f sont deux nouvelles constantes très voisines des constantes c, d introduites dans (3.4) respectivement, qu'il faudra aussi calibrer.

On voit qu'il faut nécessairement une réponse de l'hodoscope H. Autrement, l'événement est rejeté. Cette exigence élimine environ 3 % des déclenchements. Ceci conduit à éliminer ~5% des événements à cause d'informations insuffisantes pour reconstruire le faisceau.

Ayant exposé la méthode de paramétrisation choisie, nous allons maintenant décrire le traitement que nous avons fait avec nos lots de traces faisceau mesurées et reconstruites par ROMEO (voir paragraphe II.2.3) dans les chambres à étincelles et qui nous ont permis de calibrer les constantes déjà décrites.

B) Calibration du faisceau

Signalons que l'on utilise des données "test" dans lesquels le déclenchement s'effectuait sur des particules faisceau traversant les chambres à étincelles de l' Ω .

Comme dans le paragraphe précédent, nous allons séparer la calibration en deux parties :

- alignement des chambres B_i par rapport à l' Ω
- détermination des constantes pour le calcul de l'impulsion

Il a été adopté d'appeler fil n°0 le plus positif suivant les axes de coordonnées de l' Ω . Etant donné un certain fil touché dans une des cinq chambres $B_1 \dots B_5$, par exemple

n_{Yi}	numéro du fil ≥ 0 de la chambre B_i	(fils verticaux)
n_{Zi}	"	" (fils horizontaux)

on obtient les coordonnées par rapport à l' Ω :

$$\left. \begin{aligned} Y_i &= Y_{oi} - n_{Yi} \cdot d_i \\ Z_i &= Z_{oi} - n_{Zi} \cdot d_i \end{aligned} \right\} d_i = \text{espacement des fils}$$

Ceci à condition de connaître les constantes d'alignement Y_{oi} , Z_{oi}

Pour les obtenir, on a procédé comme suit : pour chaque trace faisceau reconstruite dans les chambres à étincelles (par ROMEO), en l'extrapolant jusqu'à la chambre B_i , on obtient le point d'impact dans cette chambre (Y_i^R , Z_i^R) qu'on compare avec Y_i et Z_i .

L'ajustement des distributions ($Y_i^R - Y_i$) et ($Z_i^R - Z_i$) nous donne automatiquement les constantes d'alignement recherchées

$$(Y_{oi} \text{ et } Z_{oi}) \quad i = 1, \dots, 5 \quad (3.6)$$

qui positionnent correctement les chambres B_i . On peut ainsi aborder les ajustements décrits dans le paragraphe précédent et obtenir pour chaque particule de faisceau : Y_0 , Z_0 , λ et ϕ dans le plan X_0 de référence.

Nous procédons de la même façon pour obtenir les constantes a,b,c,d, e et f qui interviennent dans la paramétrisation de l'impulsion du faisceau suivant (3.4) et (3.5).

Soit p_R l'impulsion de la particule faisceau reconstruite par ROMEO. Soit p_{th} l'impulsion donnée par les équations paramétriques (3.4) ou (3.5). Nous minimisons la fonction

$$\chi^2 = \sum_{\text{particules}} \left(\frac{\Delta p_{th} - \Delta p_R}{\sigma_{\Delta p_R}} \right)^2$$

$$\text{où } \Delta p = p - p_0 \quad \text{et} \quad \sigma_{\Delta p_R} = \sigma_{p_R}$$

p_0 étant la valeur nominale de l'impulsion ($p_0 = 12$ GeV/c ou 9 GeV/c dans notre expérience), Nous commençons par la détermination des constantes e, f de (3.5) en tenant compte uniquement des coordonnées Y_H de l'hodoscope H. Le χ^2 défini dans l'équation ci-dessus sera calculé avec $\Delta p_{th} = \Delta p_0$ donné par (3.5). On obtient les autres constantes a,b,c,d en substituant dans l'équation de χ^2 , $\Delta p_{th} = \Delta p$ de l'équation (3.4).

Les figures 9 et 10 montrent les distributions des paramètres ($1/p$, λ , ϕ) du faisceau après reconstruction par ROMEO des traces faisceau

traversant les chambres à étincelles de l' Ω obtenues à l'aide d'une logique de déclenchement appropriée. Les figures 9a), b), c) et 10a), b), c) montrent respectivement la dispersion du faisceau à 9 GeV/c et 12 GeV/c en impulsion et en angles.

La calibration du système hodoscope-chambres à fils a consisté à ajuster les paramètres donnés en (3.4) et (3.6) de façon à retrouver les mêmes valeurs centrales des paramètres ($1/p$, λ , ϕ) que celles mesurées (portées sur les figures 9 et 10).

La connaissance de la géométrie du système hodoscopes-chambres à fils et les tests faits grâce aux mesures nous ont donné les précisions suivantes sur la détermination du faisceau à 12 GeV/c

$$\Delta p/p = 0,2 \% \quad \Delta \lambda = 0,2 \text{ mr} \quad \Delta \phi = 0.5 \text{ mrad}$$

L'erreur en ϕ est plus grande que l'erreur en λ , car l'incertitude introduite en ϕ par l'extrapolation des trajectoires dans le champ magnétique de l' Ω est plus importante qu'en λ .

III.2.3. LA RECONNAISSANCE DES TRACES

C'est le rôle fondamental du programme ROMEO.

Il s'agit de reconnaître les traces de particules qui ont participé à la réaction. Chaque particule chargée qui traverse l'ensemble de chambres à étincelles, donne lieu à un certain nombre d'étincelles, lors de sa traversée, le long de sa trajectoire. Ces étincelles sont mesurées par le système de caméras plumbicon. La reconnaissance des traces, c'est la partie de ROMEO qui a pour but de trouver l'ensemble d'étincelles qui forment chaque trace.

Nous allons voir dans ce paragraphe le traitement réalisé sur les mesures de ces étincelles.

Tout d'abord, et pour fixer les idées, nous rappellerons que dans le système de coordonnées de l' Ω , les "gaps" des chambres à étincelles occupent une position en X bien définie, en projection dans le plan médian $Z = 0$. Ainsi le "gap" numéro i a une position X_i (dans les chambres de la géométrie I), ou Y_i (dans la géométrie II).

Les informations dont on dispose sur chaque étincelle sont :

- le numéro du plumbicon qui l'a mesuré
- le numéro du "gap", donc sa coordonnée X_i (ou Y_i) dans le plan $Z = 0$
- la coordonnée de l'étincelle à l'intérieur du gap : Y_i (ou X_i).

Chaque "gap" étant mesuré par 2 caméras plumbicon (vue stéréoscopique) tel qu'il est indiqué sur la figure 5a, on commence par classer les étincelles en deux vues : celles mesurées par les plumbicons

0 - 2 - 4 - 6 \Longrightarrow sont rangées dans la vue 1
1 - 3 - 5 - 7 \Longrightarrow sont rangées dans la vue 2

On commence par la correction des distorsions (III.2.1) ; le polynôme utilisé dépendra de la vue et du gap dans lesquels l'étincelle a été mesurée. Cette transformation ramène toutes les mesures dans le système de $l'\Omega$, et corrige les distorsions des plumbicons.

On se retrouve avec un ensemble de coordonnées $(X, Y_1)_i$ dans la vue 1 et $(X, Y_2)_i$ dans la vue 2, et dans un gap i . (Pour les étincelles mesurées dans la géométrie II, il faut échanger $X \rightarrow Y$. Nous conserverons dorénavant la notation (X, Y_1) et (X, Y_2) pour aider à la clarté de l'exposé).

Le problème qui se pose maintenant est celui de réussir à identifier dans chaque vue séparément, l'ensemble de coordonnées pouvant constituer une projection de la trajectoire d'une particule chargée dans le champ magnétique de $l'\Omega$.

La méthode choisie dans le programme ROMEO⁽¹⁰⁾ est héritée de celle employée par les expériences réalisées auprès du "petit Oméga"⁽¹¹⁾. Néanmoins, il a fallu un vaste développement de la méthode pour s'adapter aux particularités de $l'\Omega$: présence de la cible à l'intérieur du détecteur, traces avec un petit rayon de courbure, raccordement entre la géométrie I et la géométrie II, etc...

En particulier, nous avons utilisé une méthode originale pour la recherche et l'ajustement du vertex d'interaction, ainsi que pour la recherche des " ψ^0 ".

Passons maintenant à la description des différentes fonctions de la reconnaissance des traces que nous classerons de la façon suivante :

A) Fonctions indépendantes de la vue et de la géométrie :

Il s'agit de la recherche des traces en projection, dans les deux vues séparément,

- A. 1 Démarrage d'une trace
- A. 2 Poursuite d'une trace
- A. 3 Recherche à l'arrière
- A. 4 Complémentation

B) Fonctions dépendantes de la vue :

- B. 1 "Matching"
- B. 2 "X - package"
- B. 3 Elimination des traces faisceau parasites.

C) Fonctions mettant en jeu les deux géométries I et II

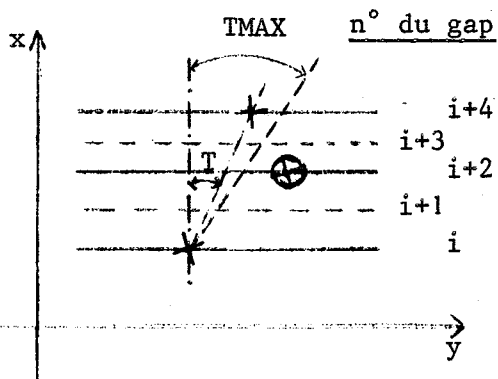
- C. 1 L'extrapolation d'une géométrie à l'autre
- C. 2 La liaison de traces entre les deux géométries

Cet ensemble de calculs doit se faire impérativement dans l'espace.

A. 1 Démarrage des traces

C'est la première étape de la reconnaissance des traces. On considère un démarrage d'une trace, un ensemble d'au plus deux étincelles dans au plus 3 gaps consécutifs de la même parité. En effet, toute recherche en projection d'un ensemble d'étincelles obéissant à une trajectoire d'une particule n'aura de sens que si l'on considère des gaps de la même parité (à cause du staggering).

Une limitation est imposée : dans un démarrage, l'angle T avec la perpendiculaire aux plaques formées par la droite joignant les deux étincelles doit être inférieur à une coupure TMAX (= 55° pour géom. I, = 70° pour géom. II).



- gaps : $i + 1, i + 3$ ignorées parce qu'ayant une parité opposée.
- combinaison avec l'étincelle \otimes rejetée, parce qu'en dehors de la coupure TMAX.

Cette procédure est essayée gap par gap, en commençant par le gap le plus éloigné de la cible (géométrie I) ou le plus proche (géométrie II) pour faciliter le démarrage des traces. En effet, dans le cas de la géométrie I, on commence par le gap le plus éloigné de la cible parce qu'il n'y a pas de confusion entre traces déviées par le champ magnétique. Ceci n'est pas nécessaire dans la géométrie II, la multiplicité dans ces chambres étant rarement supérieure à 1 trace. Un seul calcul est fait par gap, mettant en jeu les étincelles qui n'ont pas été déjà associées à une trace en cours de poursuite (A. 2).

A. 2 Poursuite d'une trace

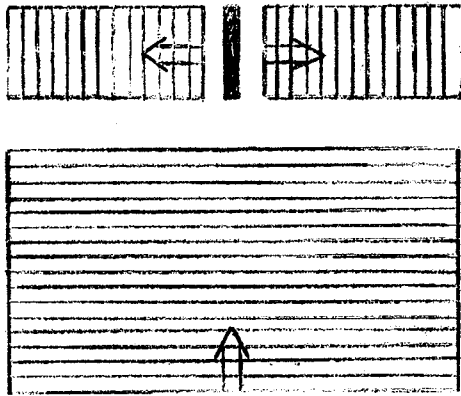
On définit une trace au sens de la poursuite, si en extrapolant la droite unissant les deux étincelles d'un démarrage on trouve dans au plus 2 gaps en avant, une troisième étincelle compatible avec la valeur extrapolée.

La compatibilité est définie par un jeu de constantes qui dépendent de la topologie de la trace et de la pente de la droite. Ces constantes donnent la limitation du programme pour la recherche des traces en général. Une trajectoire avec un rayon de courbure

$$R \lesssim 50 \text{ cm}$$

qui correspond à une impulsion $p \lesssim 250 \text{ MeV/c}$ pour l'expérience à 12 GeV/c se situe à la limite de l'efficacité de recherche.

Le sens de poursuite est toujours celui qui est indiqué par les flèches dans le schéma de la page suivante.



Quand une trace avec 3 points a été trouvée, plusieurs algorithmes sont essayés à tour de rôle pour déterminer la compatibilité de chaque étincelle avec chaque trace. Evidemment, tous les algorithmes reposent sur des équations paraboliques ou circulaires, bonnes approximations de la projection de la trajectoire d'une particule.

Une série de calculs est réalisée quand deux traces en projection se rapprochent jusqu'à la limite de la résolution des plumbicons (~ 1 cm) : voir figure 11 qui montre le spectre des distances entre deux étincelles adjacentes dans un même gap, et qui nous fixe cette limite. En tout cas, on empêche qu'une étincelle puisse appartenir à deux traces, ce qui oblige à garder en mémoire les étincelles déjà reliées à des traces. Certains problèmes particuliers posés par notre expérience (e. g. traces très lentes = petit rayon de courbure ou traces à très grand angle avec la perpendiculaire aux plaques autour de la cible), nous ont contraint à renforcer le démarrage des traces et leur poursuite, dans les modules proches de la cible, en faisant intervenir comme information, une estimation du vertex de l'événement calculé en projection, à partir de la trajectoire connue du faisceau incident et des trajectoires des particules déjà trouvées. Nous avons été assez satisfaits des améliorations obtenues.

A. 3 Recherche à l'arrière

La poursuite des traces étant finie, on aboutit à un certain nombre de traces N_j dans la vue j .

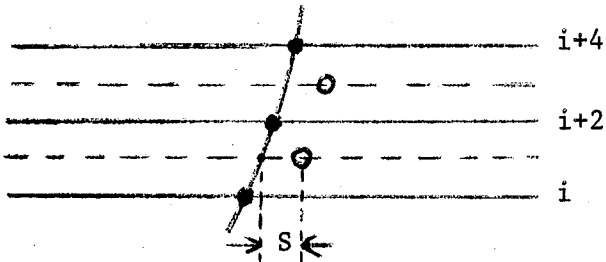
Comme il a été signalé dans les paragraphes A. 1 et A. 2, le démarrage des traces se fait sous certaines coupures. C'est dans le but de remédier à certaines pertes possibles qu'on procède à des extrapolations des traces en sens inverse, cette fois-ci avec beaucoup plus d'informations, puisqu'on a associé toutes les étincelles compatibles.

C'est ainsi qu'on récupère certaines étincelles des traces avec un petit rayon de courbure, ou produites à grand angle.

A. 4 Complémentation

Il s'agit dans cette partie de compléter les N_j traces trouvées, en ajoutant les étincelles des gaps de parité opposée à celle qu'on a utilisé pour le démarrage et la poursuite.

Un simple calcul d'interpolation est fait, comme dans la figure ci-dessous :



Nous connaissons les coordonnées de la trace dans les gaps i , $i + 2$, $i + 4$. Par interpolation, on prédit la position des étincelles dans les gaps $i + 1$ et $i + 3$. Il suffit de déplacer ces prédictions d'une constante S, calibrée préalablement, qui donne le "staggering" moyen d'une trace.

Les étincelles sont associées à la trace si elles sont trouvées compatibles avec les prédictions.

Nous remarquons la rapidité que ceci apporte à la recherche des traces.

Dans certains cas tels que la présence des traces faisceau parasites (n'appartenant pas à l'événement), cette procédure de complémentation permet de les éliminer facilement : en effet, la trace faisceau étant plus "vieille" ou plus "jeune" que l'interaction, son staggering est très différent de la moyenne S , alors la trace est rejetée, la complémentation n'ayant pas réussi à associer un nombre suffisant d'étincelles.

B. 1 Le Matching

A la fin des fonctions décrites dans le paragraphe A, nous avons réussi à classer toutes les étincelles de l'événement en 2 catégories :

- Celles appartenant à une trace
- Celles n'appartenant à aucune trace

et pour chaque trace, nous connaissons aussi les étincelles qui la forment.

Le rôle du Matching peut se définir de la manière suivante :

Il s'agit de faire correspondre à chacune des N_1 traces trouvées dans la vue 1, une des N_2 traces de la vue 2.

La résolution de ce problème, très original pour le cas particulier des chambres à étincelles se fait par une méthode d'assignation ⁽¹²⁾.

A chaque trace i de la vue 1, on associe une probabilité P_{ij} d'être l'image de la trace j de la vue 2. Cette probabilité fait intervenir des propriétés topologiques des deux projections (supposées) i et j de la trace :

- la distribution d'étincelles vues, et surtout des étincelles manquantes
- la longueur des projections i et j
- leur courbure projetée, etc...

Ces probabilités P_{ij} forment une matrice d'assignation. La minimisation de la trace de cette matrice

$$\sum_{j=i} P_{ij}$$

nous conduit à la permutation $i - j$ cherchée.

Ayant effectué le Matching en faisant intervenir toutes les traces trouvées dans les deux vues : N_1 et N_2 , il arrive qu'il reste des traces résiduelles n_1 ou n_2 qui n'ont pas d'image dans l'autre vue.

Des nouvelles procédures de rattrapage de ces traces résiduelles sont prévues pour éviter la perte de traces. Celles-ci sont regroupées dans le "X-Package".

B. 2 X-Package

On désigne par ce nom l'ensemble de calculs qui sont réalisés avec les traces résiduelles (c'est à dire sans correspondance dans l'autre vue, après le "Matching").

Dans un premier essai, on calcule pour chaque trace résiduelle une route dans l'autre vue, dans laquelle on s'attend à trouver des étincelles candidates à la trace recherchée. Si l'on réussit à trouver au minimum un

certain nombre d'étincelles (on exige le même nombre que dans le cas de la poursuite) alors on admet la trace résiduelle comme une vraie trace.

Dans un deuxième essai, on cherche à connecter les traces résiduelles restantes aux traces déjà trouvées. Qu'une trace soit coupée en deux est possible puisque parfois un inefficacité dans le fonctionnement d'un module tout entier rend difficile la poursuite des traces. Ce traitement est essayé quand on trouve une trace anormalement plus longue dans une vue que dans l'autre ; dans ce cas on étudie la compatibilité de la trace résiduelle avec cette trace aux deux projections inégales. Si un certain nombre de tests la rendent compatible, cette trace résiduelle est recollée à la projection correspondante de la trace considérée.

B. 3 Elimination des traces faisceau parasites

C'est en fait à différents niveaux de ROMEO que l'on essaie d'éliminer toute sorte de traces parasites, c'est-à-dire des traces n'appartenant pas à l'interaction enregistrée lors du déclenchement.

Les traces faisceau sont un cas particulier : le temps de mémoire des chambres à étincelles étant de l'ordre d'une μ sec, ceci permet que des particules faisceau ayant traversé quelques dizaines de nsec avant ou après l'interaction y soient enregistrées dans les chambres, et par conséquent, mesurées par les caméras plumbicon.

Pour aboutir à l'élimination presque totale de ces traces faisceau, nous avons dû calibrer leurs paramètres (rayon de courbure, angle ϕ et λ à l'entrée de l' Ω) et leur route dans les chambres à étincelles. Ces valeurs que l'on obtient sont utilisées comme paramètres de réjection de ces traces. Nous avons éliminé ainsi environ 1 trace faisceau parasite tous les 3 déclenchements en moyenne.

C. 1 Extrapolation entre les deux géométries

Celle-ci est une des fonctions de la reconnaissance des traces où l'on est obligé de faire des calculs dans l'espace. Elle est donc effectuée après le "Matching".

Dans cette partie, on essaie de récupérer des étincelles dans une géométrie qui pourraient appartenir à une trace trouvée et "matchée" dans l'autre géométrie. Les algorithmes de la recherche des traces en projection supposent implicitement que chaque étincelle est dans une position X bien définie donnée par le gap dans lequel elle a été trouvée. Ces algorithmes ne peuvent pas être appliqués quand il s'agit de passer du système de référence de la géométrie I à celui de la géométrie II (les gaps occupant des positions Y), donc ceci n'est possible que si l'on reconstruit les traces dans l'espace (avec des approximations) et qu'on les extrapole dans la géométrie voisine de façon à retrouver des étincelles qui, après rattachement à la trace, augmenteront la précision de mesure sur ces traces.

C. 2 Liaison entre traces de la géométrie I et II

Il s'agit en dernier lieu de ressouder ensemble des traces qui auraient été trouvées et matchées dans les deux géométries séparément mais qui se trouvent être la même trace.

C'est une des caractéristiques des chambres à étincelles de l' Ω . Elles donnent lieu assez fréquemment à des traces qui passent d'une géométrie à l'autre.

III.2.4 RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

La reconnaissance des traces ayant été faite, nous avons obtenu : l'ensemble de points (X, Y_1) et (X, Y_2) des trajectoires projetées sur 2 vues des N particules de l'état final de l'événement.

Nous avons aussi les paramètres de la trace faisceau incidente $(1/p, \lambda, \phi)_0$ et le point d'entrée Y.Z. dans la cible, dans le plan de référence X_0 .

Pour obtenir les paramètres géométriques $(1/p, \lambda, \phi)$ de chacune des N traces de l'état final, on procède de la façon suivante :

a) Reconstruction des points dans l'espace

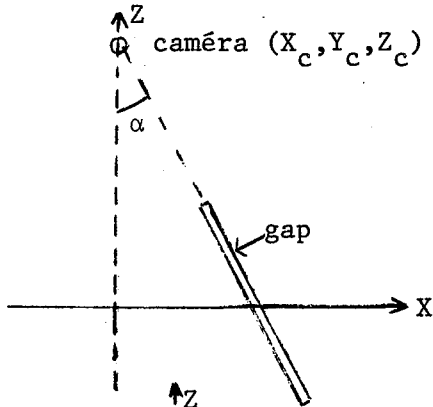
On commence par le calcul des points réels dans l'espace, à partir des deux projections (X, Y_1) et (X, Y_2) .

Chaque point projeté définit un "rayon de lumière"

$$X = F_X \cdot Z + G_X$$

$$Y = F_Y \cdot Z + G_Y$$

F_X et G_X dépendent seulement de la position géométrique du gap :



$$F_X = - \operatorname{tg} \alpha$$

$$G_X = \operatorname{tg} \alpha \cdot Z_{\text{cam}} + X_{\text{cam}}$$

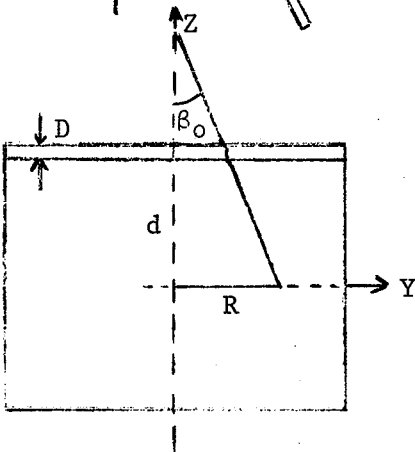
tandis que F_Y et G_Y dépendent de la position de l'étincelle le long du gap :

En effet

$$R = \sum d_i \operatorname{tg} \beta_i$$

alors

$$\begin{cases} F_Y = \operatorname{tg} \beta_0 \text{ projetée dans le plan (X,Y)} \\ G_Y = R_{(Z=0)} + Y_{\text{cam}} \end{cases}$$



Ainsi F_Y dépend directement de la position en Y de l'étincelle projetée.

$$F_Y = - Y_i / Z_{\text{cam}}$$

$i = 1, 2$ donnant la vue

Pour G_Y il faudra tenir compte de la réfraction dans le verre plan, d'épaisseur D (voir schéma), d'indice de réfraction n_1 , pour calculer le déplacement R. Donc,

$$G_Y = - F_Y \cdot Z'_{\text{cam}} + Y_{\text{cam}}$$

soit,

$$G_Y = - F_Y \left[\frac{Z_{\text{cam}}}{\cos \alpha} - D + \frac{D}{\sqrt{\left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2 \left[1 + (\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \cos \alpha)^2\right] - (\operatorname{tg} \beta_0 \cdot \cos \alpha)^2}} \right] \cos \alpha + Y_{\text{cam}}$$

Donc, pour reconstruire un point dans l'espace, on prendra les rayons de lumière des deux étincelles correspondantes, pour le même gap

$$\begin{aligned} X &= F_X^{(1)} Z + G_X^{(1)} & X &= F_X^{(2)} Z + G_X^{(2)} & \text{avec } F_X^{(1)} &= F_X^{(2)} \\ Y &= F_Y^{(1)} Z + G_Y^{(1)} & Y &= F_Y^{(2)} Z + G_Y^{(2)} & \text{et } G_X^{(1)} &= G_X^{(2)} \end{aligned}$$

On calculera

$$Z = \frac{G_Y^{(2)} - G_Y^{(1)}}{F_Y^{(1)} - F_Y^{(2)}}$$

et on déduira Y et X par l'une des équations ci-dessus.

Cette reconstruction serait exacte si les points mesurés étaient des projections réelles de la trajectoire de la particule. Mais ce n'est pas le cas à cause du staggering.

Nous disposons de deux méthodes pour éliminer ce déplacement positif ou négatif des étincelles, suivant la parité des gaps :

* Si la trace a beaucoup de points (≥ 10), on peut calculer des points moyens (en moyennant les mesures sur 2 gaps consécutifs) dans les deux vues séparément. Donc on reconstruira les points dans l'espace correspondant aux points moyens : c'est une "suppression" du staggering qui a lieu. Le nombre de points correspondants est réduit par 2.

75 % des traces des particules dans notre expérience appartiennent à cette catégorie.

Nous pouvons constater dans la figure 12 le résidu moyen de reconstruction de ces trajectoires :

$$r = 450 \text{ microns}$$

qui représente l'erreur de pointé moyenne obtenue dans nos mesures.

* Si la trace n'a pas assez de points pour que nous puissions calculer les rayons de lumière avec des points moyennés, alors on est obligé de corriger le staggering Δy sur chaque mesure.

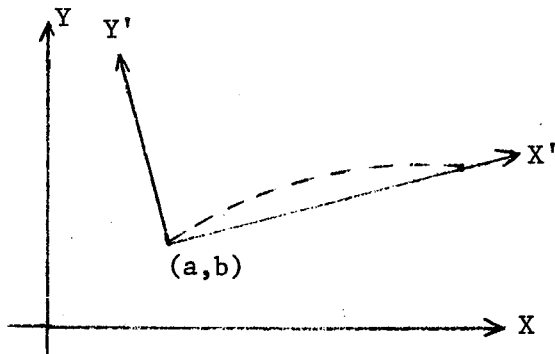
Pour cela, il faut estimer le déplacement de chaque étincelle $\pm \Delta y$ suivant le gap, par rapport à la trajectoire réelle. Nous avons développé une méthode pour déterminer cette quantité, en ajustant un cercle passant par les points moyens dans chaque vue.

Dans la même figure 12, on peut observer que cette correction semble être bonne ; la distribution des résidus sur ces traces est plus large que la précédente, et le résidu moyen légèrement plus élevé.

B) Détermination des paramètres initiaux de la particule

Ayant reconstruit tous les points dans l'espace, on passe à l'étape suivante : l'obtention des paramètres initiaux de la trace, c'est-à-dire la première approximation des quantités $(1/p, \lambda, \phi)$.

On prendra pour chaque trace le premier point mesuré (a, b, c) comme point de référence, dans lequel tous les paramètres seront calculés.



Le rayon du cercle ajusté en prenant l'ensemble des coordonnées X_i et Y_i donne la courbure, donc l'impulsion de la particule :

$$A_0 + A_1 X_i + A_2 (X_i^2 + Y_i^2) = Y_i$$

avec la courbure :
$$\rho_0 = \left\{ A_1^2 + 1 - 4A_0 A_2 \right\}^{1/2} / 2 |A_2|$$

d'où
$$p_0 = \frac{\rho_0 \cos \lambda_0}{.0003 B} \quad (3.7)$$

L'angle d'azimuth ϕ_0 est obtenu en calculant la tangente au cercle ajusté au point (a, b) .

Et finalement l'angle de profondeur ou dip : λ_0 est obtenu par ajustement de l'équation :

$$Z_i = \rho_0 \theta_i \operatorname{tg} \lambda_0$$

$$\theta_i = \text{arc entre } (a, b) \text{ et } (X_i, Y_i)$$

Les paramètres qui vont intervenir dans l'ajustement final de l'hélice sont donc :

$$(a, c, \rho_0, \lambda_0, \phi_0)$$

a et c coordonnées (x et z) du premier point de la trace.

C) Ajustement de l'hélice

Avec comme valeur de départ celles introduites au paragraphe précédent : $(1/p, \lambda, \phi)_0$, on procède à l'ajustement d'une hélice, sur tous les points reconstruits de la trace.

Cette hélice tient compte de l'inhomogénéité du champ magnétique de $1' \Omega$.

La méthode employée est celle du programme THRESH ⁽¹³⁾ mais sans tenir compte de la perte d'énergie (négligeable) que la particule aurait pu subir lors de la traversée de $1' \Omega$, ni donc de la masse de la particule.

Une seule itération dans les routines réalisant l'ajustement par moindres carrés, suffit pour la reconstruction des paramètres $(1/p, \lambda, \phi)$ au premier point mesuré (a, b, c) de chaque trace.

Environ 3 % des traces sont rejetées par non ajustement de l'hélice. Nous avons vérifié qu'il s'agit en général de mauvais candidats de trace, résultant des inefficacités de la reconnaissance des traces.

III.2.5 RECHERCHE ET AJUSTEMENT DU VERTEX

Finalement, avec les traces correctement reconstruites par la géométrie et le faisceau incident, il faut déterminer l'existence d'un vertex primaire (dans la cible à hydrogène), et les traces qui s'y rattachent et rechercher systématiquement les vertex secondaires du type V° .

Pour ce faire, nous avons utilisé une méthode originale développée pour notre expérience ⁽¹⁴⁾ et insérée dans le programme ROMEO, qui comprend les points suivants :

- 1) Recherche des traces donnant un point d'intersection avec le faisceau. Exclusion par un critère de distance, des traces non compatibles avec la valeur moyenne obtenue en prenant les intersections pondérées avec leurs erreurs.
- 2) Etude, parmi les traces existantes dans l'événement, de la possibilité de former des Λ^0 ou K^0 , en s'appuyant autant que possible sur la connaissance du vertex primaire. Cette étude repose à la fois sur des critères géométriques (deux traces doivent former un vertex incompatible avec le vertex principal), et sur des critères cinématiques (masse compatible avec Λ^0 ou K^0 dans les erreurs). Ces deux types de critères doivent nécessairement être satisfaits.

Si une trace est, en même temps, compatible avec le vertex principal et forme avec une deuxième trace (celle-ci incompatible avec le vertex principal) un vertex du type V^0 , nous retenons l'hypothèse V^0 comme prioritaire. Aucune ambiguïté n'a été d'ailleurs permise : chaque événement donnant lieu à une topologie unique. Nous signalons aussi que dans le cas où nous ne trouvons pas de vertex principal, alors la recherche des V^0 n'est pas effectuée.
- 3) Ajustement par moindres carrés du point d'intersection primaire, en tenant compte des variations du champ magnétique lors de l'extrapolation des traces au vertex.

III.2.6 KOMEGA

KOMEGA (Kinematics OMEGA) est le programme qui permet d'effectuer des ajustements cinématiques sur des événements en provenance de l' Ω , et ayant été préalablement reconstruits par le programme ROMEO.

C'est un programme écrit dans le langage du système HYDRA (15).

Un événement qui a été correctement reconstruit par la chaîne de programmes ROMEO comporte :

- un point d'interaction : (x, y, z)
- les paramètres du faisceau incident, et de toutes les particules détectées dans l'état final : (1/p, λ , ϕ) en ce point.

Le rôle du programme KOMEGA est de tenter l'ajustement de l'équation de la conservation de l'impulsion et de l'énergie au point (x, y, z), en utilisant :

- les erreurs de mesure sur tous les paramètres obtenus après le traitement de ROMEO
- les hypothèses de masse choisies.

Le calcul des erreurs de mesure des traces part de l'hypothèse que la résolution spatiale $\sigma_y(\phi)$ sur la mesure de la coordonnée y d'une étincelle est de la forme

$$\sigma_y = a + b \phi^2 \quad (3.8)$$

où ϕ est l'angle de la trajectoire avec la normale au gap où l'étincelle a été mesurée. Les constantes a et b sont à déterminer. On suppose, par contre, que l'erreur sur la position x de l'étincelle (donnée par la position du centre du gap) est négligeable. En partant de l'équation (3.8) on calcule ⁽¹⁶⁾ l'erreur Δs sur la flèche s de la trajectoire, donc l'erreur sur R, rayon de courbure :

$$\sigma_{1/R} \approx \frac{8}{L^2} \Delta s$$

L étant la longueur de la trace mesurée, et l'on déduit l'erreur sur l'impulsion à partir de (3.7).

L'erreur sur l'azimut s'écrit en fonction de Δs ,

$$\sigma_\phi \approx \frac{4}{L} \Delta s$$

Pour le calcul de l'erreur sur le dip $\Delta\lambda$, on utilise la résolution sur la coordonnée z de l'étincelle,

$$\sigma_z(\phi) = \alpha \sigma_y(\phi)$$

avec α facteur de stéréoscopie

$$\alpha = 7.65 \text{ pour la géométrie I}$$

$$\alpha = 9.18 \text{ pour la géométrie II}$$

on arrive à $\sigma_\lambda = \alpha \cdot \frac{\cos^2 \lambda}{L} \cdot \alpha \Delta f$, où α dépend du nombre de points dans la trace et Δf est une fonction de $\sigma_z(\phi)$.

A ces erreurs on ajoute les erreurs dues au scattering multiple, et éventuellement on tient compte de la perte d'énergie de la particule lors de sa traversée de la cible. Ces erreurs de scattering sont négligeables sauf pour les protons de faible énergie ($< 300 \text{ MeV/c}$).

Les paramètres a et b de (3.8) ont été ajustés de façon à ce que les "pulls" (q_i) sur les paramètres $x_i = (1/p, \lambda, \phi)$ définis par :

$$q_i = \frac{x_i^{\text{mes}} - x_i^{\text{fit}}}{\left(\sigma_{x_i^{\text{mes}}}^2 - \sigma_{x_i^{\text{fit}}}^2 \right)^{1/2}}$$

que l'on peut calculer après ajustement cinématique des réactions, suivent des distributions gaussiennes normales (moyenne = 0, écart-type = 1).

La figure 13 montre des distributions des erreurs de mesure $\sigma_{x_i}^{\text{mes}}$ sur $1/p, \lambda, \phi$ obtenus par la méthode décrite. On observe en particulier les valeurs moyennes des erreurs :

particules	→ " <u>rapides</u> "	" <u>lentes</u> "
$\langle \frac{\Delta p}{p} \rangle$	0,8 %	2 %
$\langle \Delta \lambda \rangle$	1,4 mrad	6 mrad
$\langle \Delta \phi \rangle$	1,3 mrad	6 mrad

et qui sont valables aussi bien pour les événements à 9 GeV/c qu'à 12 GeV/c.

Dans la figure 14 nous montrons quelques distributions des pulls q_i obtenus pour illustrer l'évaluation correcte des erreurs de mesure.

III-3 RESULTATS

III.3.1 Réduction des données

Après traitement par ROMEO de toutes nos données nous avons obtenu :

1 104 877 événements du lot 12 GeV/c

1 649 658 événements du lot 9 GeV/c

Nous allons passer en revue quelques caractéristiques globales de nos événements.

On peut observer sur la figure 15 et la figure 16 des spectres d'impulsion de la particule positive la plus rapide de chaque événement à 9 et 12 GeV/c respectivement. La présence de particules ayant une impulsion $p_R \ll \frac{p_{inc}}{2}$ (fig. 16) s'explique par le fait que ces particules n'ont pas été produites dans la cible. En effet, la plupart d'entre elles proviennent d'interactions du faisceau dans les plaques des chambres à étincelles. Pour que cela arrive il faut que l'on ait une coïncidence fortuite dans un des compteurs autour de la cible : L1 ou L2 (II.4.6). Les candidats restants proviennent des Λ^0 rapides ; en effet, le proton issu de la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$, tout comme le secondaire positif issu d'une interaction dans une plaque, a un faible parcours dans le champ magnétique, et peut alors simuler une impulsion plus élevée dans la matrice $M(y_3, y_4)$, satisfaisant ainsi à la logique du trigger.

On observe une accumulation d'événements entre 6 et 7 GeV/c (faisceau 12 GeV/c, figure 16), ou entre 4.5 et 5.5 GeV/c (faisceau 9 GeV/c, figure 15) qui proviennent d'une contamination attendue de K^+ puisque le seuil du Cerenkov haute pression $\check{C}1$ aux K est situé à environ $p_{inc}/2$

Dans la figure 17 nous donnons la coordonnée x des interactions du faisceau. On peut constater que 85.6 % des interactions se sont produites dans le volume occupé par la cible (défini entre $x = -135$ cm et $x = -105$ cm). Le pic à $x = -142$ cm avant la cible est dû à la présence du dernier compteur S1 du télescope du faisceau. Il sera tenu compte de l'atténuation du faisceau dans ce compteur lors du calcul du flux incident. Il apparaît aussi un certain

nombre d'interactions en aval de la cible ($x > -105$ cm), qui se sont révélées être des interactions dans les plaques des chambres après vérification des événements par visualisation. Une coupure introduite dans le programme ROMEO, élimine les vertex du faisceau très éloignés de la cible. Ces événements constituent un faible pourcentage ($\sim 2\%$) et seront comptabilisés (cf. tableau 3.1) avec les événements sans vertex principal.

Nous avons aussi contrôlé les informations provenant de tous les compteurs : Y_3 , Y_4 , V_1 , V_2 etc... et nous avons rejeté les événements qui ne répondaient pas aux exigences de la logique du trigger (= faux déclenchements). Ces faux déclenchements coïncident souvent avec l'absence d'une trace rapide.

Le tableau 3.1 donne le résumé des coupures sur nos événements après ROMEO, pour les lots 12 et 9 GeV/c. Ces coupures générales ont été appliquées au départ, indépendamment d'un classement ultérieur des événements.

<u>Coupures</u>	<u>12 GeV/c</u>	<u>9 GeV/c</u>
- Evénements n'ayant pas de vertex	3.5 %	3.1 %
- Evénements avec interaction avant la cible	7.7 %	7.2 %
- Evénements avec interaction après la cible (avec $x > -105$ cm)	6.7 %	5.9 %
- Faux déclenchements	0.9 %	0.3 %
TOTAL REJETS	18.8 %	16.5 %

TABLEAU 3.1

Après l'application de ces coupures, les événements retenus ont été classés suivant la nature du faisceau incident, le nombre de vertex et la nature du déclenchement.

A) Classe proton-rapide

Nous avons retenu dans cette classe les événements ayant satisfait à la logique "proton-rapide" (cf. § II.5), celui-ci étant trouvé associé au vertex principal dans la cible. Les chiffres que nous portons sur

le tableau ci-après contiennent uniquement les candidats avec une impulsion du proton rapide $p_R > p_{inc}/2$:

	<u>12 GeV/c</u>	<u>9 GeV/c</u>
$\pi^- p \rightarrow p_R + (X)$	704 860	1 029 279
$K^- p \rightarrow p_R + (X)$	5 053	7 187
$\bar{p} p \rightarrow p_R + (X)$	81	775

Comme il a été précisé plus haut, on s'attend à une contamination dans ce lot d'événements par des K^+ rapides aux faibles impulsions $p_R \sim p_{inc}/2$, à cause de l'effet de seuil du Čerenkov $\check{C}1$.

Notre but est l'étude des réactions $\pi^- p$ donnant 4 branches. Dans le tableau suivant nous avons classé les événements $\pi^- p \rightarrow p_R + (X)$ considérés dans le tableau ci-dessus, suivant la topologie de l'état final telle qu'elle a été trouvée par le programme ROMEO, autrement dit le nombre total de branches associées au vertex principal :

Topologie	1	2	3	4	5	6	7	+V° lent
12 GeV/c (%)	3.1	21.4	27.7	29.8	11.0	4.3	0.6	1.8
9 GeV/c (%)	4.1	24.2	29.9	27.8	9.0	3.1	0.4	1.3

TABLEAU 3.2

Nous avons groupé dans la dernière colonne les candidats possédant un proton rapide associé au vertex principal et, indépendamment de la topologie associée à ce vertex, un V° lent. La présence d'un nombre important (~ 40 %) d'événements avec un nombre impair de branches, (charge de l'état final détectée dans l' Ω non nulle) s'explique en tenant compte que l'acceptance moyenne dans l' Ω pour une particule "lente" est d'environ 50 %.

L'étude inclusive des réactions $\pi^- p \rightarrow p_R + (X)$ à 12 GeV/c a été abordée par H. Yoshida ⁽¹⁷⁾. D'autres résultats concernant le canal élastique

$\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ et la production du ρ^- à l'arrière : $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ qui concernent les candidats des topologies 1 et 2 branches ont aussi été publiés par notre collaboration (18).

B) Classe " Λ^0 -rapides"

Cette classe concerne les événements ayant satisfait à la logique "proton-rapide", comme dans la classe précédente, mais la particule rapide associée au déclenchement a été trouvée attachée à un vertex de Λ^0 . Dans cette classe nous trouvons donc des événements ayant un vertex primaire du faisceau dans le volume fiduciel de la cible (avec au moins une particule "lente" vue par ROMEO) et un vertex secondaire satisfaisant aux critères d'un Λ^0 . Nous insistons sur le fait que nous n'avons pas envisagé la recherche des événements du type $V^0 + 0$ branches dans le vertex principal (cf. § III.2.5).

Pour réduire les biais introduits par l'acceptance en impulsion de la matrice M^I , nous retiendrons uniquement les candidats où le proton du Λ^0 a une impulsion $p_R > p_{inc}/3$, et les comptages obtenus sont les suivants :

	<u>12 GeV/c</u>	<u>9 GeV/c</u>
$\pi^- p \rightarrow \Lambda_R^0 + (X)$	42 470	56 765
$K^- p \rightarrow \Lambda_R^0 + (X)$	3 798	4 880
$\bar{p} p \rightarrow \Lambda_R^0 + (X)$	4	229

Le spectre de masse des Λ^0 , leur impulsion et leur longueur de désintégration dans l'expérience à 12 GeV/c ont été portés sur la figure 18. Nous noterons en particulier la résolution sur la masse du Λ^0 :

$$\Delta M_{\Lambda}^2 \sim 0.013 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

Nous évaluons, par ailleurs, les pertes dues à la recherche des vertex à environ 30 % des Λ^0 localisés aux faibles distances de parcours ($l_{vol} < 14$ cm). Il y a donc un fond de ~ 3 % de V^0 rapides dans le lot "proton-rapide" mais ce fond ne nous gênera pas dans l'étude exclusive qui fait l'objet de cette thèse.

C) Classe "Kaon-rapide"

Cette dernière classe contient les déclenchements sur des particules rapides signées K^+ . Ceux-ci ont été obtenus avec une matrice M^{II} (cf. § II.5), plus étroite que celle des protons rapides. Rappelons que ce déclenchement a été mis en oeuvre uniquement pour la prise des données à 9 GeV/c.

Les événements retenus, après les mêmes rejets que ceux pratiqués sur les candidats des classes précédentes (tableau 3.1), ont un candidat K^+ rapide avec une impulsion $p_{K^+} > 7$ GeV/c,

	<u>9 GeV/c</u>
$\pi^- p \rightarrow K_R^+ + (X)$	103 911
$K^- p \rightarrow K_R^+ + (X)$	176
$\bar{p} p \rightarrow K_R^+ + (X)$	35

Ces déclenchements ne doivent pas être confondus avec les K_R^+ qui filtrent dans les déclenchements "proton-rapide", et dont l'impulsion est bien plus faible.

III.3.2. EXTRACTION DES REACTIONS A QUATRE CORPS

Nous venons de passer en revue les différentes classes d'événements que l'on a obtenus après ROMEO. Notre but est l'extraction des réactions à quatre corps dans l'état final. Pour ce faire nous avons étudié les candidats à quatre branches (4B) et à trois branches (3B). Les résultats ainsi que la contamination sur chacune des réactions seront exposés par la suite.

A) Etude des événements à quatre branches

On a pu observer que parmi les lots des événements $\pi^- p \rightarrow p_R + (X)$ retenus, on a 27.8 % et 29.8 % de candidats quatre branches à 9 GeV/c et 12 GeV/c respectivement (cf. tableau 3.2.).

Si l'on considère uniquement les candidats avec deux particules positives et deux particules négatives, on obtient les chiffres suivants :

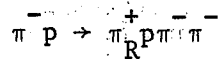
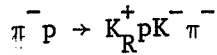
	<u>9 GeV/c</u>	<u>12 GeV/c</u>
$\pi^- p \rightarrow "p_R" +---$	260 311	178 681

Il reste donc environ 10 % des quatre branches qui ont été trouvés après reconstruction avec une configuration de charge différente à $++---$.

Nous cherchons à identifier parmi les candidats $p_R +---$ ceux qui obéissent aux réactions exclusives suivantes :

- (i) $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$
- (ii) $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$
- (iii) $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$

Pour ce faire, nous avons tenté des ajustements cinématiques en utilisant le programme KOMEGA, où l'on a assigné ces hypothèses de masse à chacun des événements. Tous ces ajustements sont à quatre contraintes (4C) puisqu'il n'y a pas de particule manquante. Mais il faut s'attendre aussi à un certain fond d'événements avec des K^+ rapides - surtout quand l'impulsion de la particule rapide est près du seuil du Cerenkov $\check{C}1 : p_{inc}/2$ - ou avec des π^+ rapides. Nous avons donc essayé les hypothèses suivantes :



en prenant comme convention d'écrire la particule rapide en première place dans l'état final.

Dans le programme KOMEGA on accepte une hypothèse 4C si l'ajustement a une probabilité de $\chi^2 > 10^{-4}$. Environ 10 % des candidats "p_R" ont satisfait une telle hypothèse.

Nous avons étudié d'abord le comportement des réactions qui ont donné une hypothèse avec un K⁺ ou un π⁺ rapide avec une P(χ²) plus grande que pour tout autre hypothèse. La figure 19 montre le spectre d'impulsion de ces particules rapides. On s'aperçoit d'une part que 90 % des K⁺ rapides s'accumulent autour de la valeur du seuil du Cerenkov haute pression ČI, confirmant ainsi qu'elles sont dues à l'inefficacité de ČI près du seuil. Quant aux réactions avec des π⁺ rapides d'autre part, elles se distribuent uniformément en impulsion et sont principalement dues à des interactions des π⁺ avant d'entrer dans le Čerenkov.

Dans le but d'éliminer des biais dus à la limite inférieure de l'impulsion acceptée par la matrice M^I (Y₃, Y₄), et guidés par la forme des spectres d'impulsion des K⁺ rapides - figure 19 - qui filtrent dans notre déclenchement, nous avons décidé d'appliquer des coupures plus sévères sur l'impulsion des p rapides :

$p_R > 5 \text{ GeV/c}$ (π⁻, 9 GeV/c) ce qui élimine 19 % d'événements.

$p_R > 6.5 \text{ GeV/c}$ (π⁻, 12 GeV/c) ce qui élimine 24 % d'événements.

Nous avons ensuite étudié la séparation entre les trois réactions avec des protons rapides qui nous intéressent. Il arrive qu'un même candidat 4B satisfasse deux ou plusieurs hypothèses de masse c'est à dire que le programme KOMEGA trouve plusieurs ajustements. Heureusement, comme on peut l'observer dans le tableau ci-après, la plupart de nos ajustements sont non ambigus.

<u>Réaction</u>	<u>Hypothèse unique</u>	<u>Ambiguïté</u>
(i)	98 %	2 % (dont 1.5 % avec (ii))
(ii)	83 %	17 % (dont 11 % avec π_R^+)
(iii)	90 %	10 % (dont 7 % avec K_R^+)

En plus, il faut considérer que pour les hypothèses (ii) et (iii) il existe des ambiguïtés internes (échange $\pi^- \leftrightarrow K^-$ ou $\pi^- \leftrightarrow \bar{p}$). Ces ambiguïtés sont de 22 % et 3 % pour les réactions (ii) et (iii) respectivement. Nous retiendrons dans tous les cas l'hypothèse avec la plus grande $P(\chi^2)$.

En vue de la réduction des candidats ambigus, nous avons étudié les conséquences de certaines coupures sur les quantités suivantes

- . $\Delta p/p$ du proton rapide
- . χ_V^2 d'ajustement du vertex principal
- . Les impulsions p_L^m et p_T^m (longitudinale et transverse) manquantes à la réaction avant ajustement.

On n'a pas obtenu de très remarquables améliorations de la qualité de nos événements. Nous avons quand même conservé certaines coupures, raisonnables, et qui nous garantissent l'élimination d'un fond éventuel. Dans le tableau ci-dessous nous avons répertorié les coupures faites et le pourcentage d'événements éliminés.

Coupures	9 GeV/c	12 GeV/c
$\Delta p/p > 10 \%$	0.3 %	0.8 %
$\chi_V^2 > 50$	1.1 %	1.2 %
$p_T^m > 0.4 \text{ GeV/c}$	0.7 %	1.5 %
$ p_L^m > 0.5 \text{ GeV/c}$	0.6 %	0.4 %
	2.7 %	3.9 %

Finalement nous avons éliminé les événements ayant une probabilité de χ^2 d'ajustement inférieure à 1 % (canal $p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$) ou à 4 % (canaux $p_R K^+ K^- \pi^-$ et

$p_R p \bar{p} \pi^-$), qui assurent une plus forte élimination du bruit de fond. Ce dernier a été estimé par l'étude des spectres de masse manquante en fonction du moment longitudinal manquant à chaque réaction pour les événements qui donnent un bon ajustement et pour les autres. Le nombre total d'événements obtenus, ainsi que le fond estimé pour chaque réaction 4B - 4C ont été portés dans le tableau 3.3. (voir conclusion ci-après).

B) Etude des événements à trois branches

Nous avons déjà avancé que l'acceptance de l' Ω aux traces lentes n'est pas très grande ($\sim 50\%$). Au chapitre suivant nous exposerons en détail la méthode et les résultats de nos calculs sur l'acceptance. Il serait néanmoins souhaitable de disposer d'une évaluation expérimentale, complémentaire des simulations par Monte-Carlo, qui nous permette le contrôle de nos résultats sur l'acceptance. Par exemple, on verra plus tard comment on peut estimer le nombre attendu d'événements trois branches

$$p_R^{+-} \quad p_R^{--} \quad (3.9)$$

qui proviendraient des réactions $\pi^- p \rightarrow 4$ corps où une des particules lentes de l'état final échapperait à la détection (où à la reconstruction par ROMEO). Dès lors, l'intérêt qui nous est offert par l'étude des événements réels détectés avec seulement trois branches est évident. Nous avons donc sélectionné tous les candidats qui après ROMEO avaient une des topologies listées dans (3.9) - soit 272 360 à 9 GeV/c et 151 569 à 12 GeV/c - puis nous avons calculé la masse carrée manquante en assignant convenablement des masses aux particules mesurées, de façon à mettre en évidence des signaux qui correspondraient à des particules manquantes à une des réactions (i), (ii) (iii). Après cette étude nous avons conclu que la seule réaction que nous pouvons extraire est $\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi$ où un des π de l'état final n'a pas été détecté ou reconstruit. En effet, le pic du π manquant apparaît nettement dans le cas du choix d'hypothèse

$$\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi (MM)$$

(voir figures 20 et 21), alors qu'il est peu convaincant pour les hypothèses $p_R K^+ K^- (MM)$ ou $p_R p \bar{p} (MM)$ de par le fait en particulier qu'il y a deux particules négatives de masse différente. Il est aussi très peu convaincant pour les

hypothèses $p_R \bar{p} \pi^- (MM)$ et $p_R K^- \pi^- (MM)$ bien que dans ces derniers cas il y ait une seule particule positive manquante dans chaque réaction.

On s'est donc limité à l'hypothèse $\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi (\pi)$ et on a cherché la coupure en MM^2 qui optimise le rapport signal/fond, qu'on a obtenu en tentant plusieurs lissages des distributions de MM^2 avec des contributions attendues si on admet l'hypothèse que seulement les événements avec quatre branches réelles peuvent contribuer à la forme des figures 20 et 21. De ces lissages nous avons déduit que la meilleure coupure est

$$- 0.35 \leq MM^2 \leq 0.07 \text{ GeV}^2 \quad (3.10)$$

Cette coupure élimine d'une part des bons candidats à la réaction $p_R \pi \pi \pi$ et accepte d'autre part du fond venant d'autres réactions à quatre corps. Ces deux quantités ont été calculées et nous avons obtenu

	<u>9 GeV/c</u>	<u>12 GeV/c</u>
retenus	$75 \pm 3 \%$	$74 \pm 2 \%$
bruit de fond	$23 \pm 3 \%$	$24 \pm 2 \%$

Enfin, après avoir sélectionné les événements avec la topologie (3.9) en retenant ceux qui ont une MM^2 à l'hypothèse $p_R \pi \pi (MM)$ limitée par (3.10) - soit 29 360 et 9 997 événements à 9 et 12 GeV/c respectivement - nous avons tenté, à l'aide du programme KOMEGA, des ajustements avec un π manquant (ajustement 1C) à la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$. Nous avons obtenu 24 318 et 9 050 ajustements respectivement avec une probabilité d'ajustement de $\chi^2 \geq 5 \times 10^{-3}$.

Ces résultats nous montrent que $\sim 10 \%$ des candidats n'ont pas satisfait un bon ajustement 1C. Pour estimer l'efficacité des ajustements nous avons vérifié à partir des événements 4B - 4C que si on élimine aléatoirement un des π de la réaction, et on essaye un ajustement 1C alors on obtient un bon ajustement dans 98 % des cas. Il est donc raisonnable de penser que dans les 10 % d'événements ne donnant pas d'ajustement 1C, 8 % proviennent du fond. L'ajustement cinématique 1C réduit le fond dans les événements 3B. Après une coupure en $P(\chi^2)$ fixée à 4 %, nous reportons dans le tableau 3.3 les résultats définitifs sur nos événements trois branches, ainsi que l'estimation du fond restant.

CONCLUSION

Nous avons détaillé jusqu'ici le traitement fait sur nos déclenchements pour aboutir à un lot de candidats $\pi^- p \rightarrow 4$ branches, et donnant trois états finals identifiés par des ajustements cinématiques 4C. Pour une de ces réaction ($\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$) nous avons réussi à compléter le lot par l'extraction des candidats détectés avec seulement trois branches, après ajustement à 1C.

Le nombre total d'événements retenus après les coupures décrites dans le paragraphe précédent est le suivant :

	<u>9 GeV/c</u>		<u>12 GeV/c</u>	
	<u>4B-4C</u>	<u>3B-1C</u>	<u>4B-4C</u>	<u>3B-1C</u>
$\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$	9 564	21 810	3 666	8 787
$\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$	1 174		565	
$\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$	3 690		4 976	

TABLEAU 3.3

On peut constater que l'étude des candidats avec seulement trois branches, motivée par le contrôle de l'acceptance, nous a permis de gagner un facteur ~ 3 sur le nombre d'événements.

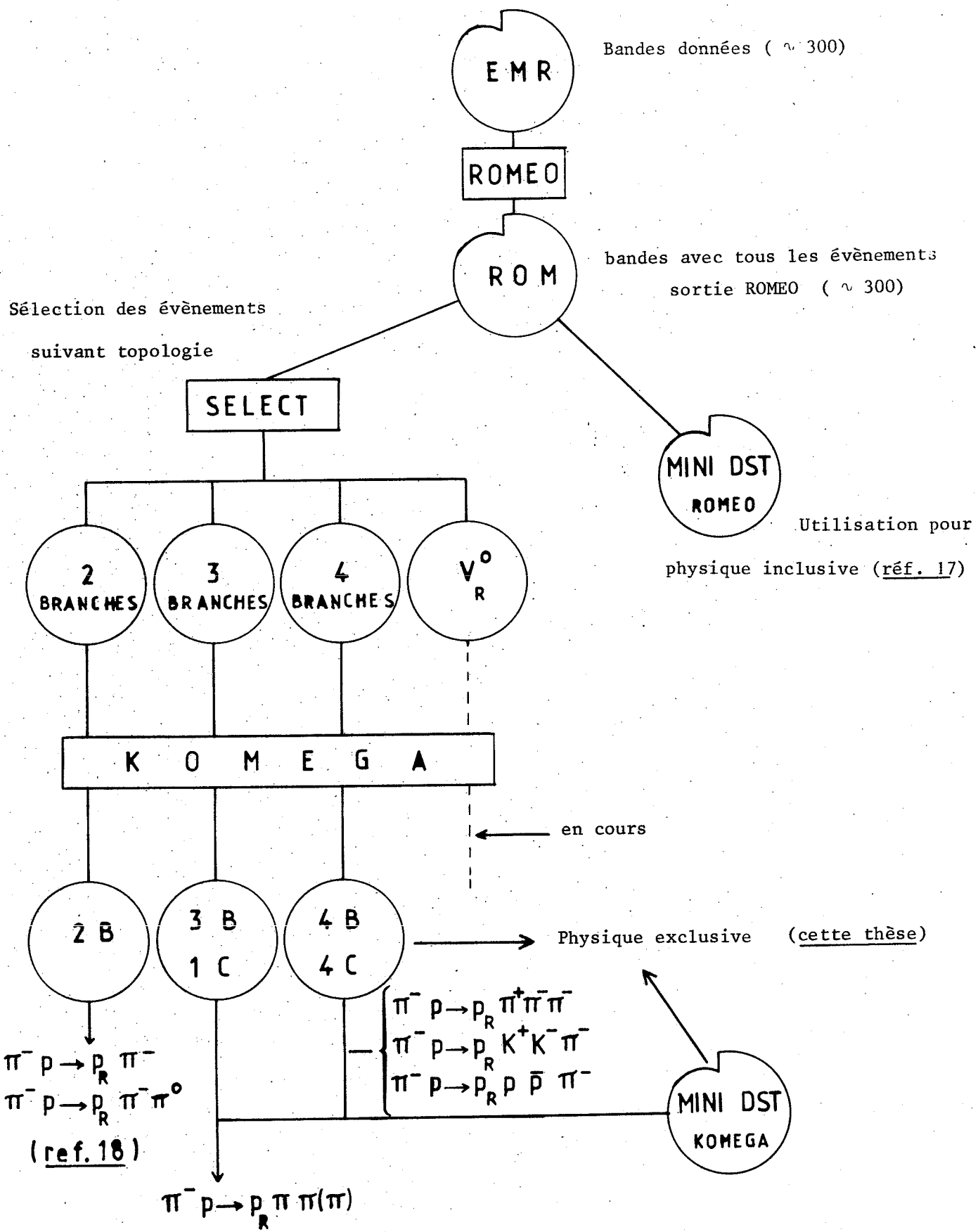
Finalement, d'après les estimations du fond que nous avons faites, nous avons trouvé les résultats suivants :

<u>Réaction</u>	<u>Fond</u>	
	<u>9 GeV/c</u>	<u>12 GeV/c</u>
$\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$	$5 \pm 2 \%$	$6 \pm 3 \%$
$\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$	$7 \pm 3 \%$	$8 \pm 4 \%$
$\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$	$7 \pm 3 \%$	$8 \pm 4 \%$
$\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi (\pi)$ [3B-1C]	$10 \pm 4 \%$	$14 \pm 3 \%$

TABLEAU 3.4

Pour cette dernière catégorie d'événements à trois branches, les coupures préliminaires en MM^2 ont réduit le lot de 25 % et 26 % (à 9 et 12 GeV/c respectivement).

Il faut rappeler en terminant que nous avons traité ~ 3 millions de déclenchements pour extraire 43 827 événements $\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi$. Ceci a demandé un traitement important du nombre de bandes magnétiques et une procédure générale d'organisation qui est illustrée dans l'organigramme ci-joint.



Les bandes mini DST sont créées avec un format compact où chaque événement est représenté par ~ 30 mots.

- CHAPITRE IV -

DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES
TOTALES ET DIFFERENTIELLES

IV-1 NORMALISATION. FLUX INCIDENT

IV-2 DESCRIPTION ET METHODE DE CALCUL DE L'ACCEPTANCE

IV.2.1. DECOMPOSITION DE L'ACCEPTANCE

IV.2.2. METHODE D'EVALUATION DES FACTEURS D'ACCEPTANCE

IV-3 CORRECTION DES BIAIS

IV.3.1. ORIGINE DES BIAIS

IV.3.2. BIAIS DU DECLENCHEMENT : C_1

IV.3.3. BIAIS DE LA RECONSTRUCTION : C_2

IV-4 DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES TOTALES

IV.4.1. METHODE DE CALCUL

IV.4.2. RESULTATS

IV-5 SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES

IV.5.1. SPECTRES EN u . LE MODELE 'F(u)'

CONCLUSION

IV. DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

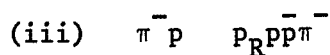
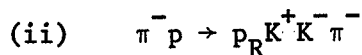
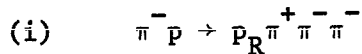
Nous avons décrit jusqu'ici la chaîne d'analyse qui nous a permis d'obtenir pour chaque état final f , que nous étudions, un certain nombre de candidats N_f , et une estimation du fond (cf. tableau 3.3). Cette chaîne d'analyse, qui groupe l'ensemble des opérations s'étendant depuis la prise des données jusqu'à l'identification cinématique des réactions recherchées, comporte un ensemble de causes d'inefficacités (que l'on désignera globalement par l'acceptance de la chaîne). Il sera question dans ce chapitre de les étudier soigneusement.

D'un point de vue général, nous pouvons assimiler l'acceptance de la chaîne à une fonction de détection $\mathcal{E}(\{q\})$, qui prend des valeurs comprises entre 0 et 1, où $\{q\}$ désigne les paramètres nécessaires pour définir une réaction :

- le point d'interaction X, Y, Z dans la cible
- $3n - 5 = 7$ variables de l'espace de phases.

Cette fonction $\mathcal{E}(\{q\})$, qui donne la probabilité que chaque événement a d'être détecté et correctement admis à la fin de l'analyse, doit nécessairement être connue pour la détermination de toute grandeur physique susceptible d'être mesurée dans nos réactions.

Ainsi par exemple dans ce chapitre nous aborderons le calcul des sections efficaces des réactions



et la détermination des spectres du quadri-moment transfert u , du π^- incident au proton rapide sortant. Pour ce faire, nous procéderons dans ce chapitre aux études suivantes :

- . La normalisation de l'état initial, qui sera accomplie après calcul du flux effectif F , ou si l'on veut l'équivalent en événements/nanobarn déterminé à partir du flux total des particules du faisceau (§ IV.1)

. L'évaluation de la fonction $\xi(\{q\})$, laquelle comme nous venons de le préciser doit tenir compte des acceptances de la chaîne (appareillage et efficacités) et permettre la normalisation de chaque état final étudié (§ IV.2)

. Finalement, la connaissance et la correction des biais (§ IV.3)

Concrètement, nous pouvons identifier un biais à une perte systématique d'événements qui ont tous des paramètres dans une région cinématique $\{q_b\}$ telle que $\xi(\{q_b\}) \equiv 0$. Un exemple que nous pouvons citer : la coupure en impulsion du proton rapide qui a été décidée dès le déclenchement.

En somme, pour un état final f , représenté par N_f événements détectés, on utilisera la fonction $\xi(\{q\})$ pour obtenir le nombre corrigé N_f^{corr} et on calculera les sections efficaces par

$$\sigma_f = N_f^{\text{corr}}/F \quad (4.1)$$

On corrigera ensuite les pertes causées par les biais dans cette réaction. Celui-ci sera l'objet du paragraphe IV.4.

Les sections efficaces différentielles dN/du seront étudiées dans le dernier paragraphe IV.5, et l'on utilisera un modèle - appelé $F(u)$ - qui illustrera plus clairement les mécanismes de production des réactions à quatre corps.

IV - I NORMALISATION. FLUX INCIDENT

Nous commençons par le calcul du coefficient de normalisation ou flux effectif F défini dans l'introduction. Il est donné par :

$$F = \frac{N_A}{m_H} \rho_H L \cdot 10^{-33} \quad (\text{ev/nb})$$

où

N_A = Nombre d'Avogadro ($= 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$)

m_H = masse atomique d'un atome d'Hydrogène ($= 1$)

ρ_H = densité de l'hydrogène liquide ($.071 \pm .001 \text{ gr/cm}^3$)

\mathcal{L} = longueur totale parcourue par toutes les particules faisceau dans la cible à hydrogène.

$$\mathcal{L} = \ell \cdot N_0 \cdot \eta_\pi a_1 a_2 a_3 \quad (4.2)$$

avec

ℓ = longueur de la cible à hydrogène ($\ell = 30 \text{ cm}$)

N_0 = nombre total de particules comptées par le télescope du faisceau
(= DT2 , cf. § II.1)

η_π = composition en π^- du faisceau

a_1 = atténuation du faisceau avant la cible ($x < -135 \text{ cm}$)

a_2 = atténuation du faisceau lors de sa traversée de la cible

a_3 = contamination en μ^- , e^- dans le faisceau

La détermination de N_0 , est faite par comptage des échelles DT2. Ce comptage tient compte de tous les temps morts du système.

Le facteur η_π qui donne la composition en π^- du faisceau a été évalué grâce aux échelles lues sur les trois compteurs Čerenkov placés dans la ligne du faisceau (figure 2).

Le facteur a_1 permet la correction des interactions du faisceau avant l'entrée dans la cible ($x = -135 \text{ cm}$). Pour estimer ce facteur, nous ferons l'hypothèse que la probabilité de production d'un proton rapide provenant des interactions du faisceau avant la cible (voir figure 17 et commentaires dans III.3.1) est proportionnelle à la production d'un proton rapide par des interactions du faisceau dans la cible, c'est à dire

$$\left[\frac{\sigma_T}{\sigma_p \text{ rap.}} \right] \text{ dans la cible} \sim \left[\frac{\sigma_T}{\sigma_p \text{ rap.}} \right] \text{ avant la cible}$$

Cette hypothèse nous permet la détermination de σ_T avant cible et donc de a_1 .

Le calcul de a_2 , facteur d'atténuation dans la cible, est obtenu par la loi

$$N(x) = N_0 e^{-x/\lambda_I}$$

avec
$$\lambda_I = \frac{m_H}{A_0 \rho \sigma_I}$$

alors
$$a_2 = \frac{\mathcal{L}}{N_0 \ell} = \frac{1}{N_0 \ell} \int_0^\ell N(x) dx = \frac{\lambda_I}{\ell} (1 - e^{-\ell/\lambda_I})$$

soit
$$a_2 \approx 1 - \frac{\ell}{2\lambda_I}$$

dont la valeur a été obtenue en utilisant les sections efficaces totales $\pi^- p$ (19). Dans le calcul de λ_I nous avons négligé la longueur de désintégration du faisceau dans la cible puisque pour $p_{\pi^-} = 12 \text{ GeV}/c$ on a

$$\lambda_d = \beta \gamma c \tau = 6.7 \times 10^4 \text{ cm} \gg \lambda_I$$

Pour corriger la contamination μ^- , e^- du faisceau, nous introduisons le facteur a_3 . Cette contamination provenant de la désintégration des π^- , compte tenu des mesures faites dans le faisceau P9 de l' Ω (20), est de 1.5 %.

Finalement, dans le tableau 4.1, on a porté tous ces facteurs, intervenant dans le calcul du flux effectif, détaillés dans la formule (4.2).

	π^- 9 GeV/c	π^- 12 GeV/c
DT2/Trigger	4 343.2 (± 2 %)	4 257.3 (± 3 %)
Triggers	1 784 022.	1 125 529.
η_π	0.986 \pm 0.002	0.987 \pm 0.002
a_1	0.993 \pm 0.003	0.995 \pm 0.003
a_2	0.980 \pm 0.005	0.983 \pm 0.005
a_3	0.985 \pm 0.015	0.985 \pm 0.015

TABLEAU 4.1

Nous obtenons les flux effectifs suivants :

	9 GeV/c	12 GeV/c
F (événements/nanobarn)	9.4 \pm 0.2	5.8 \pm 0.2

TABLEAU 4.2

La sensibilité (S) de notre expérience ne pourra se calculer qu'après connaissance, pour chaque réaction, de l'acceptance totale ϵ_T :

$$S = \frac{1}{\bar{F}\epsilon_T} \quad (\text{nanobarn/événement})$$

Ainsi par exemple, dans l'étude du canal élastique à l'arrière (18), ϵ_T s'est trouvé être 20 %, la sensibilité d'un événement "2 branches" étant alors à 12 GeV/c :

$$S \simeq 1 \text{ nb/év}$$

IV - 2 DESCRIPTION ET METHODE DE CALCUL DE L'ACCEPTANCE

Nous passons maintenant à l'étude de l'acceptance des appareillages qui ont permis le déclenchement de nos réactions ainsi que les efficacités de la chaîne de programmes utilisés pour la sélection des réactions à quatre corps.

Il s'agit, comme nous l'avons indiqué en introduction de construire une fonction $\mathcal{E}(\{q\})$ qui déterminera l'acceptance de la chaîne, c'est à dire qui représentera la probabilité pour qu'un événement, que nous caractériserons par les paramètres $\{q\}$, passe à travers toute notre chaîne.

IV.2.1. DECOMPOSITION DE L'ACCEPTANCE

Comme nous allons le voir, la fonction d'acceptance peut se factoriser en un produit de cinq probabilités indépendantes :

$$\mathcal{E}(\{q\}) = \mathcal{E}_1(q_F) \cdot \mathcal{E}_2(q_F) \cdot \mathcal{E}_3(q_S) \cdot \mathcal{E}_4(q_S) \cdot \mathcal{E}_5$$

où

- \mathcal{E}_1 et \mathcal{E}_2 dépendent seulement des paramètres du proton rapide (que nous avons noté $\{q_F\}$)
- \mathcal{E}_3 et \mathcal{E}_4 dépendent des autres particules de la réaction ($\{q_S\}$)
- \mathcal{E}_5 est un terme qui tient compte des inefficacités cinématiques.

Chacune de ces probabilités est associée à une perte ou une inefficacité qu'elle corrigera, dont voici le détail :

- (A) L'acceptance géométrique du système de déclenchement du proton rapide (\mathcal{E}_1)
- (B) La probabilité d'absorption du proton rapide dans la matière qu'il doit traverser ainsi que l'efficacité des détecteurs eux mêmes qui signent le dit proton (\mathcal{E}_2)
- (C) L'acceptance géométrique des chambres à étincelles et l'efficacité du programme ROMEO, qui affectent surtout les particules lentes (\mathcal{E}_3)

- (D) La probabilité qu'une des particules lentes a d'interagir dans son parcours à l'intérieur de la cible (ξ_4)
- (E) l'efficacité des programmes d'ajustement cinématique (KOMECA) et les pertes dues aux coupures faites (ξ_5)

Les divers facteurs seront évalués pour chaque réaction séparément, et nous remarquerons, en particulier, que pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R^+ \pi^- \pi^-$ étudiée avec le concours des événements 4B-4C et 3B-1C, nous obtiendrons une nette amélioration de son acceptation.

D'un point de vue pratique, nous ferons une distinction parmi ces cinq facteurs d'acceptation suivant deux types de phénomènes :

. Certains peuvent être considérés comme des efficacités globales, indépendants d'un événement particulier.

Par exemple, on dit qu'un détecteur quelconque (un scintillateur, une chambre à fils etc...) a une efficacité E_a si après avoir été traversé par N particules chargées on trouve qu'il a détecté le passage de $N' \leq N$ particules. On écrit alors :

$$E_a = N'/N$$

Cette efficacité, que nous considérons comme une probabilité de fonctionnement du détecteur, obéit à des lois de probabilité trop complexes pour pouvoir la calculer pour chaque particule. On attribue alors la même probabilité E_a à chaque particule, en moyenne.

. D'autres phénomènes ont des lois de probabilité exprimables en fonction de quelques paramètres. Nous pensons par exemple aux acceptances géométriques qui pour chaque événement peuvent s'écrire $E_g = \Delta\theta/2\pi$, et $\Delta\theta$ varie d'un événement à un autre suffisamment pour ne pas pouvoir, comme dans le cas précédent, parler d'une efficacité moyenne.

Pour ces phénomènes nous serons amenés à parler d'un poids par événement, en entendant par là l'inverse de la probabilité P_d de détection du dit événement, si toutefois $P_d \neq 0$.

Ainsi, dans l'énumération de nos cinq facteurs d'acceptance, nous avons vérifié que ξ_2 , ξ_4 et ξ_5 peuvent être considérés comme des efficacités globales, puisqu'elles ne varient pas beaucoup à l'intérieur des lots d'événements étudiés. Les autres deux facteurs ξ_1 et ξ_3 , par contre, diffèrent trop d'un événement à un autre, et nous les introduirons dans nos calculs comme des poids.

D'un point de vue général, le calcul d'une grandeur quelconque $G(q)$ - une masse effective ou une distribution de transfert u par exemple - pourra se faire pour un canal f représenté par N_f événements par la somme :

$$\hat{G}(q) = \sum_1^{N_f} \frac{G(q)}{\xi(q)} = \frac{1}{\xi_2 \xi_4 \xi_5} \sum_1^{N_f} \frac{G(q)}{\xi_1(q_F) \xi_3(q_S)}$$

que l'on peut encore écrire en introduisant les poids,

$$\hat{G}(q) = \frac{1}{\xi_2 \xi_4 \xi_5} \sum_1^{N_f} W_1(q_F) W_3(q_S) \cdot G(q)$$

q désigne l'ensemble des paramètres définissant un événement

q_F , q_S les paramètres du proton rapide et des particules lentes respectivement.

La première application que nous ferons sera pour le cas particulier $G(q) = 1$, et nous obtiendrons alors une estimation non biaisée de N_f^{corr} , c'est à dire du nombre d'événements à introduire dans (4.1) pour calculer les sections efficaces,

$$N_f^{\text{corr}} = \frac{1}{\xi_2 \xi_4 \xi_5} \sum_1^{N_f} \bar{W}_1(q_F) \cdot \bar{W}_3(q_S)$$

où nous avons introduit les nouveaux poids \bar{W}_1 et \bar{W}_3 pour indiquer qu'ils contiendront toutes les corrections de fond et des biais. Nous expliciterons le calcul des σ_f dans IV.4.

Nous procédons maintenant à la description de la méthode que nous avons suivie pour déterminer chacune des cinq contributions qui font partie de notre acceptance.

IV.2.2. METHODE D'EVALUATION DES FACTEURS D'ACCEPTANCE

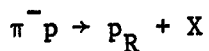
A) Calcul de la probabilité \mathcal{E}_1

Nous devons corriger les pertes dues à l'acceptance géométrique des compteurs qui nous ont permis la signature des protons rapides lors du déclenchement. Ce sont les compteurs Q_j , Cerenkov $\check{C}1$, hodoscopes H1-H2, Cerenkov $\check{C}2$ qui ont été décrits en II.4. Pour cela il faut calculer la probabilité \mathcal{E}_1 pour qu'un proton rapide soit émis dans l'angle solide défini par ces compteurs.

Le calcul de \mathcal{E}_1 a été fait pour chaque événement par la méthode suivante : étant donné le point d'émission du proton rapide x de la cible, et ses paramètres (p, λ, ϕ) , en appliquant la symétrie de révolution autour du faisceau, nous pouvons calculer l'arc $\Delta\theta$ contenu dans l'angle solide et nous obtenons la probabilité

$$\mathcal{E}_1(q_F) = \mathcal{E}_1(x, p, \lambda, \phi) = \frac{\Delta\theta}{2\pi}$$

Pour mieux visualiser cette acceptance géométrique pour le proton rapide nous avons tracé les courbes d'iso-acceptance 1, 0.5, 0.25 et 0.1 dans le diagramme u en fonction de M_x^2 pour la réaction



à 9 GeV/c (figure 22) et à 12 GeV/c (figure 23). La variable u est le transfert du π^- incident au proton rapide et M_x^2 est la masse carrée de recul au proton rapide. Ces courbes nous montrent que pour des valeurs de $|u| < 1(\text{GeV})^2$ nous avons une probabilité de détection supérieure à 90 % pour presque tout le domaine des M_x^2 possibles. Elles montrent aussi la région en (u, M_x^2) où la détection est non nulle.

B) Calcul de l'efficacité \mathcal{E}_2

Cette efficacité tient compte des pertes dans le déclenchement sur le proton rapide, autres que celles dues à l'acceptance géométrique du système. Autrement dit, ces pertes constituent l'inefficacité du déclenchement.

La source la plus importante des pertes à considérer est l'absorption des protons rapides dans la matière qu'ils doivent traverser pour satisfaire la logique du déclenchement. En effet, un proton rapide doit traverser les chambres de la géométrie I ($X_0 \sim 80$ m), la chambre à fils Y_3 et le \checkmark Cerenkov haute pression \checkmark C1 (dont les parois avant et arrière sont en titane de 3 et 5 mm d'épaisseur respectivement et représentent 10 % de longueur d'interaction), puis la chambre à fils Y_4 et enfin les détecteurs $H1$, \checkmark C2, $H2$.

L'autre source de pertes provient des efficacités intrinsèques des compteurs.

Pour chacune des énergies que nous étudions ces corrections ont été estimées ⁽¹⁷⁾ par des calculs appropriés et aussi par la détermination des sections efficaces inclusives ⁽⁷⁾ $pp \rightarrow p_R X$, qui sont bien connues, grâce à l'étude des données prises avec notre système sur des réactions de ce type.

Une autre estimation a pu être faite lors de la prise des données : en effet, en utilisant un faisceau incident de protons non interagissant dans la cible, on est sûr que chaque particule incidente doit nécessairement satisfaire la logique du déclenchement sur le proton rapide. Par comptage, il a été trouvé une efficacité compatible avec celle déterminée dans la réf. (7). Les valeurs retenues pour ξ_2 étant

$$\xi_2 = 0.61 \pm 0.06 \text{ à } 9 \text{ GeV/c} \quad \text{et} \quad \xi_2 = 0.64 \pm 0.06 \text{ à } 12 \text{ GeV/c}$$

Ces corrections seront appliquées à toutes les réactions obtenues dans nos expériences, puisqu'elles proviennent de l'inefficacité du déclenchement sur le proton rapide.

C) Détermination de la probabilité ξ_3

Nous abordons ici la cause des pertes les plus importantes sur les particules lentes dans l' Ω . Ces pertes sont dues d'une part à l'acceptance géométrique des chambres à étincelles (provenant en particulier de l'absence de détecteurs en haut et en bas de la cible ainsi que du trou qui sépare les chambres de la géométrie I de celles de la géométrie II : voir par exemple figure 5b) et d'autre part à des pertes dues à une non reconnaissance

des traces par le programme ROMEO.

Le calcul de ces pertes peut être fait par une méthode de Monte-Carlo. Pour cela, il faut que nous soyons en mesure de simuler le comportement de l'appareillage Ω : c'est à dire le fonctionnement des chambres à étincelles et des Plumbicons. Nous disposons effectivement d'une chaîne de programmes de simulation (SIMEGA - PLUMEGA) qui nous permet de telles études. Nous devons en premier lieu connaître tous les paramètres du fonctionnement des appareils qui enregistrent les réactions, ce qui est indispensable si nous cherchons à calculer des probabilités de détection.

Nous consacrerons le paragraphe C.1 à la description de la chaîne de programmes de simulation, et nous donnerons les paramètres de fonctionnement de l' Ω évalués dans nos déclenchements réels.

Nous étudierons dans le paragraphe C.2 trois méthodes d'estimation de la probabilité de reconstruction dans l' Ω de nos réactions et après avoir comparé les avantages et inconvénients nous justifions le choix que nous avons fait dans le paragraphe C.3.

C.1. Description de la chaîne de programmes de simulation SIMEGA - PLUMEGA

Comme nous venons de le préciser, nous disposons d'une chaîne de programmes permettant la simulation du comportement des appareillages de l' Ω . Ce sont les programmes SIMEGA et PLUMEGA, qui ont été développés au CERN et ensuite adaptés à notre expérience.

Dans une première étape, on génère des réactions qui nous intéressent suivant une loi physique donnée, que l'on introduit comme entrée dans SIMEGA. Ce programme suit les trajectoires des particules dans le champ magnétique, et calcule les intersections des trajectoires dans l'espace, avec les plans des détecteurs (chambres à étincelles, à fils etc...) présents dans l' Ω . Ce calcul est arrêté lorsque l'angle de la trajectoire avec le plan des chambres à étincelles dépasse un certain angle de coupure ϕ^{cut} . Cet angle de coupure correspond à la valeur à partir de laquelle les chambres sont inefficaces (voir tableau 4.3). Le résultat de SIMEGA, écrit sur bande magnétique, consiste en un ensemble de points dans l'espace et leur direction dans chaque plan de détecteur et ceci pour chacune des trajectoires simulées.

Le deuxième programme - PLUMEGA - lit ces informations écrites par SIMEGA, et simule pour chaque point le comportement général des détecteurs de l' Ω . Nous détaillons par la suite les paramètres qui interviennent dans ce programme, et nous donnons dans le tableau 4.3 la liste des valeurs employées lors des simulations que nous avons faites.

- D'abord, on simule le comportement des chambres à étincelles, avec leur efficacité telle que nous l'avons mesurée avec les événements réels (voir figure 24) ; on simule le "staggering" suivant la loi

$$\Delta y = \alpha + \beta \operatorname{tg} \phi \quad (4.4)$$

avec les paramètres α et β que nous avons trouvés dans nos événements réels, ϕ étant l'angle de la trajectoire avec la perpendiculaire à la plaque de la chambre traversée. On simule ensuite une fluctuation sur la position de l'étincelle, qui dépend de l'angle ϕ précédemment défini, suivant la relation

$$\delta y = f_1 + f_2 \phi^2 \quad (4.5)$$

où f_1 et f_2 sont deux constantes à déterminer.

- Les points calculés dans l'espace par le programme SIMEGA sont ensuite convertis par le programme PLUMEGA en mesures des plumbicons (digitisation). On tient compte pour cela de la résolution des plumbicons et de leur précision de mesure.

- On simule les efficacités individuelles des plumbicons, et on introduit aléatoirement des étincelles constituant le bruit de fond.

Toutes les constantes de fonctionnement utilisées dans ces programmes (SIMEGA-PLUMEGA), que nous venons de commenter, ont été déterminées à partir des événements réels et sont résumées dans le tableau ci-après, classées suivant la géométrie I ou II.

	<u>Géo I</u>	<u>Géo II</u>
Angle de coupure de trajectoire (ϕ^{cut})	65°	60°
Staggering (= Δy , formule (4.4))	α 0.2 cm	0.1 cm
	β 0.35 cm	0.25 cm
Fluctuation (= δy , formule (4.5))	f_1 0.018cm	0.018cm
	f_2 0.17 cm	0.17 cm
Bruit de fond / evt	20 étincelles	20 étincelles
efficacité / trace	90 %	85 %
efficacité des plumbicons	94 %	94 %
résolution des plumbicons	0.5 cm	0.5 cm
précision de mesure	0.05 cm	0.05 cm

TABLEAU 4.3

On aboutit à la fin de cette chaîne à une bande - écrite par le programme PLUMEGA - qui peut être traitée par le programme ROMEO, puisqu'on a eu soin de l'écrire en respectant le même format que celui des bandes d'événements réels écrites par le calculateur EMR lors de la prise des données.

Nous avons fait usage de cette chaîne de programmes de simulation à plusieurs reprises durant notre analyse. Dans ce qui suit, nous allons détailler les trois approches que nous avons considérées pour obtenir la probabilité ξ_3 , et nous reviendrons à nouveau sur cette chaîne de simulation lors du calcul de l'efficacité ξ_5 .

C.2 Méthode de détermination de la probabilité ξ_3

Nous avons envisagé la détermination de la probabilité ξ_3 suivant :

- . Une approche par un Monte-Carlo global
- . Deux approches factorisées (acceptance par particule)
 - la première suivant une méthode statistique

- La seconde utilisant des calculs analytiques

Pour ces deux dernières approches on fait l'hypothèse que cette acceptance \mathcal{E}_3 peut s'écrire

$$\mathcal{E}_3 = \prod_i S_i \quad i = \text{particules lentes}$$

c'est à dire se factoriser comme un produit de fonctions d'acceptance calculées pour chaque particule lente de la réaction.

L'approche globale, par contre, fournit une acceptance totale comme nous le verrons dans ce qui suit.

C.2.1. Monte-Carlo global

Il s'agit dans cette méthode de procéder à des simulations par Monte-Carlo des réactions que nous étudions, avec l'introduction des mécanismes convenables de production et de désintégration des particules. Après passage à travers la chaîne de programmes SIMEGA-PLUMEGA et puis à travers nos programmes d'analyse, il faut comparer ces résultats aux événements réels pour construire une fonction d'acceptance $\mathcal{E}_3(q)$.

C.2.2. Factorisation de $\mathcal{E}_3(q)$

Les deux méthodes que nous allons décrire ici ont été inspirées des mêmes principes : elles supposent que \mathcal{E}_3 peut être bien décrite par un produit de fonctions où chacune dépend d'une particule. Les corrélations entre deux traces, bien qu'existantes, sont considérées comme négligeables. Nous verrons dans la conclusion de cette étude que cette hypothèse est bien raisonnable.

Nous avons été attirés par cette procédure parce que tout en étant beaucoup plus rapide que la méthode globale décrite ci-dessus (C.2.1) elle a l'avantage d'être très peu dépendante des mécanismes particuliers des réactions : elle permet de corriger aussi bien des processus $\pi^- p \rightarrow N^* \rho^0$ que $\pi^- p \rightarrow pA_2^-$ par exemple.

Ces méthodes que nous traitons ici consistent à trouver une fonction $S(x, p, \lambda, \phi)$ qui donne la probabilité pour qu'une particule émise au point x de la cible avec des paramètres p, λ, ϕ soit reconstruite par

ROMEO, ce qui conduit ensuite au calcul de la probabilité de détection d'une réaction à multi-corps par simple factorisation.

Nous avons ainsi cherché à construire une fonction S en utilisant deux approches différentes mais toutes les deux ayant nécessairement besoin du concours de la chaîne de programmes SIMEGA-PLUMEGA-ROMEO. La première de ces fonctions - $S^{(1)}$ - a été construite selon une méthode "statistique". La seconde - $S^{(2)}$ - obéit à de calculs "analytiques". Ajoutons que historiquement nous avons commencé par la construction de la fonction $S^{(1)}$ - statistique - , laquelle une fois disponible, nous a permis de nous familiariser avec les problèmes d'acceptance de l' Ω . L'inconvénient de cette fonction est qu'elle est figée une fois pour toutes. Elle n'est évidemment valable que dans le domaine de variables où elle a été établie. Une meilleure estimation des paramètres de simulation (tableau 4.3) ne peut pas être répercutée sur cette fonction. Ces inconvénients nous ont conduits à avoir recours à une deuxième fonction $S^{(2)}$ - analytique - , plus perfectionnée, facilement modifiable et plus réaliste malgré le temps de calcul plus important qu'elle réclame lors des simulations.

Nous décrirons par la suite ces deux fonctions d'acceptance, nous les comparerons toutes les deux aux résultats d'un Monte-Carlo global et après notre choix nous l'appliquerons au calcul de l'acceptance de nos événements à quatre corps.

C.2.3. Fonction d'acceptance statistique $S^{(1)}$

Pour obtenir cette fonction - $S^{(1)}$ - nous avons simulé un très grand nombre de particules positives et négatives ($\sim 256\ 000$) suivant un spectre couvrant tout l'angle solide ($0 \leq \phi < 2\pi$, $-\pi/2 \leq \lambda \leq \pi/2$) et toutes les impulsions susceptibles d'apparaître dans nos événements ($0 \leq p \leq 12$ GeV/c). Ces particules étant simulées à partir d'un point quelconque ($-135 \leq x \leq -105$ cm) de la cible de l' Ω .

Nous disposons ainsi d'un nombre suffisant de trajectoires générées pour toutes les valeurs possibles des quatre paramètres (x, p, λ, ϕ). Nous avons ensuite traité toutes ces particules par les programmes SIMEGA, PLUMEGA et enfin ROMEO. Puis nous les avons classées dans un grand nombre de boîtes définies en faisant varier les quatre paramètres (x, p, λ, ϕ) desquels dépend la fonction $S^{(1)}$. Pour chaque boîte j nous connaissons le nombre de

traces N_R correctement reconstruite après ROMEO, et le nombre de particules simulées N_S . Nous tirons la valeur $S_j^{(1)}$ par

$$S_j^{(1)} = (N_R / N_S)_j$$

Nous avons ensuite lissé les valeurs $S_j^{(1)}$ par des polynômes dans les variables x, p, λ, ϕ , ce qui permet d'obtenir immédiatement toute valeur de la fonction $S_j^{(1)}$.

La méthode suivie contraint cette fonction à n'être valable que pour le domaine des paramètres x, p, λ, ϕ , utilisés lors de la simulation.

C.2.4. Fonction d'acceptance analytique $S^{(2)}$

La fonction d'acceptance $S^{(1)}$ dépend de quatre paramètres. L'idée directrice ici est que cette fonction d'acceptance peut s'exprimer en fonction d'autres paramètres mieux choisis, et desquels elle dépend directement (exemple : longueur des traces, nombre de points...).

Après divers essais, nous avons cherché une fonction

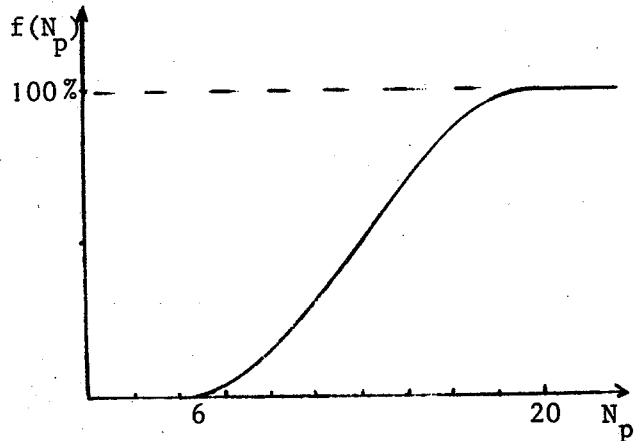
$$S^{(2)} = f(N_p) \quad \text{avec} \quad N_p = g(x, p, \lambda, \phi)$$

N_p est le nombre total de points attendus, que l'on déduit du nombre total de "gaps" traversés par la trajectoire de la particule à l'intérieur de l'aimant. En fait, par N_p nous sous-entendons une combinaison compliquée de N_p^I et N_p^{II} , points dans la géométrie I et la géométrie II respectivement.

La fonction g représente le calcul de ce nombre N_p de points. Ce calcul est fait en déterminant la trajectoire de la particule dans le champ magnétique et ses intersections avec les plans des chambres à étincelles. C'est à cause de cette méthode de calcul de N_p que nous avons donné à la fonction $S^{(2)}$ le nom d'analytique par contraste avec $S^{(1)}$.

A partir de la connaissance de N_p il est assez aisé de connaître la réponse de la fonction $S^{(2)} = f(N_p)$: si le nombre de points N_p est inférieur au seuil nécessaire pour que ROMEO reconstruise la trace (= 6 points) la réponse sera $f(N_p < 6) = 0$, acceptance nulle. S'il est supérieur à un nombre de points tel que 20, la réponse plafonne vers une valeur donnée par

les aléas du système, trouvée à $f(N_p > 20) = 0.98$. Le problème est de trouver la dépendance réelle de cette efficacité entre les limites $6 \leq N_p \leq 20$. Ceci nous l'avons fait par une simulation exhaustive dans SIMEGA PLUMEGA d'un lot de traces telles que $6 \leq g(x, p, \lambda, \phi) \leq 20$. A partir de là nous avons déterminé la fonction $f(N_p)$ cherchée dont le résultat est schématisé ci-contre.

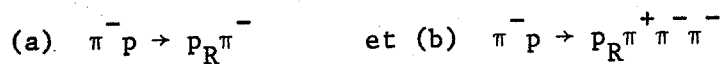


C.3. Comparaison et choix de la méthode

Nous avons comparé la réponse des deux méthodes dites de factorisation

- fonction statistique $S^{(1)}$
- fonction analytique $S^{(2)}$

avec les résultats d'un Monte-Carlo global, censé reproduire correctement l'acceptance. Nous avons choisi deux réactions



que nous avons générées par le programme FOWL ⁽²¹⁾ suivant une distribution d'espace de phase en y ajoutant les contraintes de déclenchement du proton rapide. Ces réactions ont été traitées par le Monte-Carlo global (SIMEGA-PLUMEGA-ROMEO, que nous noterons sous une forme abrégée S-P-R). Nous avons obtenu, après ROMEO, la répartition des topologies : nombre de 1B et 2B pour la réaction (a) et nombre de 1B, 2B, 3B, et 4B pour la réaction (b).

Indépendamment, ces mêmes résultats de la génération par FOWL ont été étudiés à l'aide des fonctions $S^{(1)}$ et $S^{(2)}$, avec lesquelles, par factorisation, il est trivial de calculer la répartition des topologies attendues.

Les tableaux suivants illustrent les résultats obtenus :

	<u>Topologies</u>	
	2B	1B
Monte-Carlo global (S-P-R)	0.53	0.47
Probabilités par $S^{(1)}$	0.47	0.53
Probabilités par $S^{(2)}$	0.43	0.57

Réaction générée $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^-$ (1 000 événements)

	<u>Topologies</u>			
	4B	3B	2B	1B
Monte Carlo-global (S-P-R)	0.46	0.47	0.06	0.01
Probabilités par $S^{(1)}$	0.32	0.49	0.17	0.02
Probabilités par $S^{(2)}$	0.45	0.45	0.09	0.01

Réaction générée $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ (1 000 événements)

Ces résultats montrent qu'à partir de la fonction d'acceptance $S^{(2)}$ nous pouvons reproduire les résultats du Monte-Carlo global, en particulier pour les réactions à quatre corps, objets de cette étude. L'erreur faite par ces approximations est inférieure à celles qui peuvent être dues aux simulations mêmes de l'Oméga, qu'il est très difficile de reproduire exactement. En tout état de cause, une erreur globale sur cette fonction d'acceptance a été estimée à $\sim 10\%$.

Dans ce qui suit, nous avons donc décidé d'utiliser pour nos calculs la fonction analytique $S^{(2)}$, que nous noterons dorénavant S tout simplement.

C.4 Détermination de ξ_3 par les événements réels

Après avoir comparé les méthodes de détermination de S et justifié notre choix, voyons maintenant comment nous avons procédé

à l'estimation de la probabilité ξ_3 pour un événement réel qui donnera automatiquement son poids W_3 .

En partant des événements réels obtenus (cf. tableau 3.3) nous avons généré par Monte-Carlo 10 événements dynamiquement équiprobables à l'événement de départ. Chacun des 10 événements simulés est obtenu par rotation de l'état final autour du faisceau et par tirage au hasard d'un vertex d'interaction dans la cible. C'est un bon moyen d'éliminer les asymétries de l'appareillage.

Ainsi par exemple la probabilité qu'un événement généré avec quatre branches a d'être à son tour détecté avec quatre branches sera :

$$P_n^{(4)} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \quad n = 1 \text{ à } 10$$

les indices 1, 2, 3 indiquent les trois particules lentes de l'état final. Nous obtenons ξ_3 immédiatement par la moyenne de ces 10 valeurs de $P_n^{(4)}$ notée $\langle P^{(4)} \rangle$.

Nous avons calculé de cette manière le poids pour chaque événement réel $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$ et $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$.

Finalement, pour chaque événement réel $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$, en tenant compte que cette fois ci leur probabilité doit comprendre la détection de quatre branches et de trois branches, on a écrit

$$\xi_3 = \sum_{n=1}^{10} (P_n^{(4)} + P_n^{(3)}) / 10$$

où $P_n^{(3)}$ est la probabilité - calculée à l'aide de la fonction analytique S - que l'événement a d'être détecté avec seulement trois branches.

Il est très intéressant de commenter les résultats que nous avons obtenus sur les moyennes $\langle P^{(4)} \rangle$.

Les spectres des valeurs de $\langle P^{(4)} \rangle$, ont été portés sur les figures 25 a), b), c) pour chacune des réactions 4B. On est tout d'abord frappé par la différence des $\langle P^{(4)} \rangle$ pour les événements $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$ (figure 25 c) et pour les événements $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ et $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$ (figure 25 a et 25 b).

Cette différence s'explique par les propriétés dynamiques de la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \bar{p} \pi^-$ qui seront mieux comprises plus tard, mais on peut déjà indiquer que cette réaction a une tendance à se montrer très fréquemment avec les quatre particules émises vers l'avant, c'est à dire vers la géométrie I, ce qui explique l'énorme pic à grande probabilité dans la figure 25 c).

A l'aide toujours des candidats 4B-4C de la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$, nous avons tiré un autre résultat très intéressant. D'une part ces événements, montrés dans la figure 25 a), présentent une bien plus grande tendance à peupler les faibles $\langle P^{(4)} \rangle$ que les autres réactions. Ceci se traduirait par des trop grands poids (> 20) si l'on s'était restreint à l'étude des 4B-4C. En plus, à l'aide de ces événements-ci on a prédit le nombre de 3B attendus $\langle P^{(3)} \rangle$. Si l'on compare cette prédiction avec le nombre des 3B réels après analyse (cf. III.3.2, partie B) on sousestime légèrement ces derniers, et ceci aux deux énergies 9 et 12 GeV/c. Ceci nous confirme le bien fondé de notre décision de cumuler les 4B et 3B pour cette réaction en particulier, et nous permet la récupération des pertes systématiques - mais néanmoins faibles ($\approx 10\%$) - auxquelles les événements 4B sont soumis.

Une dernière vérification a été faite. La prédiction du rapport des topologies $p_R + - / p_R - -$ dans les 3B est tout à fait compatible avec le rapport trouvé dans les événements réels.

En conclusion, nous pouvons dire que cette étude sur \mathcal{E}_3 a été menée de façon poussée et nous a permis de déterminer la correction correspondante avec une erreur que nous pouvons estimer inférieure à 10 %.

D) Calcul de l'efficacité \mathcal{E}_4

L'efficacité \mathcal{E}_4 est due à la perte d'événements causée par des réinteractions dans la cible en H_2 , des particules "lentes" produites dans la réaction primaire. La réinteraction d'une particule lente est de l'ordre de 2 %.

Nous pouvons estimer la probabilité P_j qu'une particule j de l'état final interagisse après un parcours ρ_j dans l'hydrogène (que nous pouvons calculer pour chaque événement). En effet, il suffit de connaître la section efficace totale σ_j d'interaction de cette particule - ou sa longueur d'interaction λ_j - sur des protons ⁽¹⁹⁾ et l'on a

$$P_j = (\ell_j/\lambda_j) e^{-\ell_j/\lambda_j} \sim \ell_j/\lambda_j \quad \text{car } \ell_j \ll \lambda_j$$

(on a $\ell_j \sim 5$ cm et $\lambda_j \sim 700$ cm). Pour être plus précis il ne faut pas tenir compte dans σ_j de la partie diffusion élastique à très petit angle puisqu'elle ne doit pas produire de pertes dans les événements. Cette correction est cependant faible. De même nous ne tiendrons pas compte des interactions dans les parois de la cible qui sont négligeables ($\sim 1\%$ de celles sur l'hydrogène).

La probabilité pour qu'aucune des particules n'interagisse est donnée par

$$\bar{P} = \prod_j (1 - P_j)$$

Nous avons vérifié que cette probabilité ne varie pas beaucoup d'événement à événement ce qui nous a permis de l'utiliser comme une efficacité globale. Les résultats pour chaque réaction ont été portés dans le tableau 4.4 (page 98).

E) Calcul de l'efficacité ξ_5

Les pertes concernant cette dernière partie sont de nature cinématique : d'une part nous avons éliminé des événements en faisant des coupures sur des quantités qui étaient censées améliorer la pureté des lots des réactions isolées (voir § III.3.2). D'autre part il faut tenir compte de l'efficacité du programme d'ajustement cinématique KOMEGA.

L'efficacité de reconstruction cinématique ε_G a été déterminée suivant une méthode de Monte-Carlo : des événements simulés ont été traités par la chaîne SIMEGA-PLUMEGA-ROMEO. Si un événement se trouvait reconstruit avec ses quatre branches, il a été traité par le programme KOMEGA en essayant des ajustements 4-C. Du nombre de bons ajustements obtenus nous avons tiré $\varepsilon_G = 0.89$ pour la réaction $p_R \pi \pi \pi$ et $\varepsilon_G = 0.85$ pour les autres réactions 4B-4C, compte tenu des coupures faites sur $P(\chi^2)$.

Les facteurs qui déterminent la correction globale ξ_5 ont été portés dans le tableau 4.4 (page 98).

Nous avons procédé de cette même manière pour vérifier l'efficacité d'ajustement 1C sur les événements 3B. Nous avons déjà vu que la méthode décrite

dans § III.3.2 avait donné une efficacité $\epsilon_G = 0.98$. En utilisant les réactions simulées, comme il a été expliqué ci-dessus, nous avons passé les topologies 3B à travers KOMEGA en assayant des ajustements 1C, et nous avons trouvé une efficacité compatible avec 98 %.

En conclusion, nous avons passé en revue les pertes d'événements possibles et les facteurs correctifs à appliquer pour la détermination des sections efficaces. Les facteurs ξ_1 et ξ_3 sont introduits événement par événement. Les facteurs ξ_2 ξ_4 ξ_5 peuvent être introduits par une seule valeur moyenne pour tous les événements. Les valeurs moyennes de correction trouvées sont données dans le tableau 4.4 (page 98).

IV - 3 CORRECTION DES BIAIS

Dans une première partie nous localiserons les sources des biais présentes dans nos réactions. Ensuite nous détaillerons les méthodes utilisées pour corriger ces biais.

IV.3.1 ORIGINE DES BIAIS

Nous cherchons à localiser le domaine cinématique $\{q_b\}$ qui tout en étant permis, a une acceptance $\xi(\{q_b\}) \equiv 0$. C'est le domaine où nous n'avons aucun candidat.

Ces biais peuvent avoir deux sources :

- le déclenchement (proton rapide)
- la reconstruction des réactions (particules lentes)

IV.3.2. BIAIS DU DECLENCHEMENT : C_1

Nous appellerons biais du déclenchement ceux qui sont liés au proton rapide. Par conception même du système de déclenchement, nous savons que tout état final accepté par lui, doit avoir un proton rapide, dont l'angle d'émission θ_e est tel que $\theta_e < 150$ mrad et dont l'impulsion (système laboratoire) est

$$P_R > P_{MIN} = \begin{cases} 5 \text{ GeV/c} & \text{pour le lot } \pi^- p \text{ à } 9 \text{ GeV/c} \\ 6.5 \text{ GeV/c} & \text{pour le lot } \pi^- p \text{ à } 12 \text{ GeV/c} \end{cases}$$

En dessous de ces coupures nous n'avons aucun événement. Ceci se traduit en une perte que nous illustrons par exemple à l'aide du plot de Peyrou - représenté dans la figure 26 et qui a comme axes les impulsions P_L^* et P_T^* longitudinale et transversale du proton rapide dans le centre de masses (CM) général, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R + X$. Dans ce plot, nous avons hachuré la zone qui peut être peuplée par nos événements, et dessiné les limites de cette zone qui dépendent de : la coupure P_{MIN} , et de l'angle d'émission maximal du proton $\theta_{LAB MAX} = 150$ mrad. Cette courbe met en évidence les biais dus au déclenchement et à l'acceptance du proton rapide. En particulier, nous observons que les pertes sont presque totales pour $|u| > 2$ (GeV)². Pour une valeur donnée de $|u| < 2$ (GeV)², nous pouvons calculer un poids W_1 comme décrit précédemment dans IV.2.2. A), qui donne l'acceptance au proton rapide. Cependant ce poids devra être corrigé par un terme C_1 correspondant aux biais décrits ci-dessus.

La correction de ce biais se fera en simulant les processus que nous étudions par des Monte-Carlo appropriés, suivant des hypothèses raisonnables des mécanismes de production. Nous avons choisi une paramétrisation de C_1 en fonction du transfert au proton rapide (u), et ceci pour chaque réaction.

Pour le calcul des sections efficaces, nous introduisons en général des coupures sur u qui minimiseront ces biais.

Citons par exemple que si on adopte les coupures

$$|u| < 1.2 \text{ (GeV)}^2 \text{ à } 9 \text{ GeV/c et } |u| < 1.6 \text{ (GeV)}^2 \text{ à } 12 \text{ GeV/c}$$

alors tous les événements avec un poids $W_1 > 1.5$ sont rejetés et les biais dus au proton rapide n'introduisent pas de corrections importantes (< 7 %).

IV.3.3 BIAIS DE RECONSTRUCTION : C_2

Une autre catégorie d'événements peut être complètement perdue : en effet nous savons que des particules très lentes (impulsion ≈ 150 MeV/c) ne sont jamais détectées par les chambres à étincelles de l' Ω .

Il est raisonnable de penser que pour les événements quatre corps, de tels biais impliquent la détection de ces événements avec seulement trois branches. C'est ce que nous avons pu constater dans nos candidats 3B-1C pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ où l'on a trouvé des π manquants très lents ($p \lesssim 150$ MeV/c) en plus grande proportion que dans les 4B-4C. En rassemblant les 4B-4C et 3B-1C nous éliminons ce biais, si une seule des particules émises est très lente.

Pour les autres réactions, où l'on a extrait uniquement les candidats 4B-4C, nous introduirons la correction de ces biais comme un facteur $C_2(u)$ qui dépendra uniquement du transfert u , comme pour $C_1(u)$.

En conclusion $C_1(u)$ et $C_2(u)$ ont été calculés par simulation avec le programme FOWL. Leur contribution totale à la section efficace a été trouvée ~ 10 % pour $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$ et 20 % pour $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$, tandis que pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$, où seulement $C_1(u)$ contribue, la correction globale est < 5 %.

Comme on a déjà vu, le biais $C_1(u)$ apparaît dès que l'on étudie des valeurs du transfert $|u| > 0.8$ (GeV)², tandis que $C_2(u)$ se manifeste uniquement pour des valeurs très faibles de u , $|u| \lesssim 0.2$ (GeV)² et sont négligeables au delà de cette valeur.

IV - 4 DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES

Dans un premier paragraphe nous décrirons la méthode de calcul et dans un deuxième paragraphe nous donnerons les résultats obtenus.

IV.4.1 METHODE

Le calcul des sections efficaces se fera suivant la formule donnée au début du chapitre :

$$\sigma_f = N_f^{\text{corr}} / F$$

où F a été déterminé dans IV.1 et ses valeurs à 9 et 12 GeV/c ont été données dans le tableau 4.2. Le nombre d'événements N_f^{corr} corrigés par l'acceptance doit être obtenu en utilisant la procédure de calcul de l'acceptance décrite dans IV.2.

$$N_f^{\text{corr}} = \frac{1}{\xi_2 \xi_4 \xi_5} \sum_{i=1}^{N_f} \bar{W}_1^{(i)}(q_F) \cdot \bar{W}_3^{(i)}(q_S)$$

Nous avons calculé les efficacités ξ_2, ξ_4, ξ_5 . Leurs valeurs moyennes ont été portées dans le tableau 4.4.

La soustraction du fond et la correction des biais sont faites dans les poids W_1 et W_3 que l'on note \bar{W}_1 et \bar{W}_3 après ces corrections.

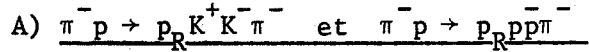
Pour le proton rapide $\bar{W}_1(q_F)$ s'écrira

$$\bar{W}_1(q_F) = W_1(q_F) \cdot C_1(u)$$

où $C_1(u)$ est le facteur correctif des biais sur l'acceptance du proton rapide.

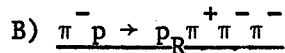
En ce qui concerne la définition du poids $\bar{W}_3(q_S)$ qui dépend des paramètres des particules lentes q_S on traitera séparément

- A) les réactions avec des 4B seulement
- B) la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ étudiée avec 4B et 3B.



On supposera que B_4 est la proportion de fond. Nous suivons la méthode décrite dans IV.2.2 pour la détermination de \mathcal{E}_3 et nous corrigeons les biais de la reconstruction calculés pour chaque transfert u : $C_2(u)$, ce qui nous donne un poids

$$\bar{W}_3(q_S) = C_2(u) \cdot \frac{(1 - B_4)}{\langle P^{(4)} \rangle}$$



On désignera ici par B_4 et B_3 les proportions du fond dans les 4B-4C et 3B-1C respectivement. Suivant la même notation introduite dans IV.2.2 on aura

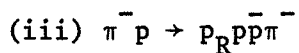
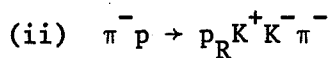
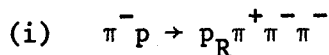
$$\mathcal{E}_3 = \left[\frac{\langle P^{(4)} \rangle}{(1 - B_4)} + A_3 \cdot \frac{\langle P^{(2)} \rangle}{(1 - B_3)} \right]$$

avec en plus un terme A_3 qui tient compte de la coupure en MM^2 pour les 3B définie dans (3.10).

Le poids $W_3 = 1/\mathcal{E}_3$ pour ces événements ci n'aura pas besoin d'être corrigé par le biais $C_2(u)$ de la reconstruction puisqu'il est pratiquement inexistant.

IV.4.2 RESULTATS

Ayant décrit la méthode de détermination des sections efficaces, nous l'appliquons à nos réactions :



et voici nos résultats.

Nous avons voulu réduire au maximum nos biais, donc nous avons fait une coupure à $|u| < 1$. GeV². Par rapport au lot du tableau 3.3 cette coupure élimine 14 % d'événements à 9 GeV/c et 28 % à 12 GeV/c, ce qui nous laisse avec les nombres suivants :

Réaction	9 GeV/c		12 GeV/c	
	4B-4C	3B-1C	4B-4C	3B-1C
(i)	7976	18 972	2521	6528
(ii)	943		380	
(iii)	2890		3207	

TABLEAU 4.3

Le fond sur ces réactions est le même que celui sur le lot total donné dans le tableau 3.4.

Dans le tableau qui suit, nous avons porté les valeurs moyennes de tous les facteurs d'acceptance ξ_1, \dots, ξ_5 . Les valeurs de ξ_1 et ξ_3 sont données à titre indicatif, puisqu'ils ont été utilisés dans nos calculs comme des poids.

Réaction

FACTEUR	(i)		(ii)		(iii)	
	9 GeV/c	12 GeV/c	9 GeV/c	12 GeV/c	9 GeV/c	12 GeV/c
ξ_1	0.98	0.97	0.97	0.99	0.94	0.97
ξ_2	0.61	0.64	0.61	0.64	0.61	0.64
ξ_3	0.82	0.82	0.34	0.27	0.76	0.54
ξ_4	0.93	0.94	0.92	0.93	0.92	0.93
ξ_5	0.82	0.87	0.83	0.77	0.83	0.77

TABLEAU 4.4

La différence de ξ_3 entre les canaux (i) et (ii) provient essentiellement du fait que dans le premier cas nous avons utilisé les 3B et 4B

et dans le second cas seulement les 4B.

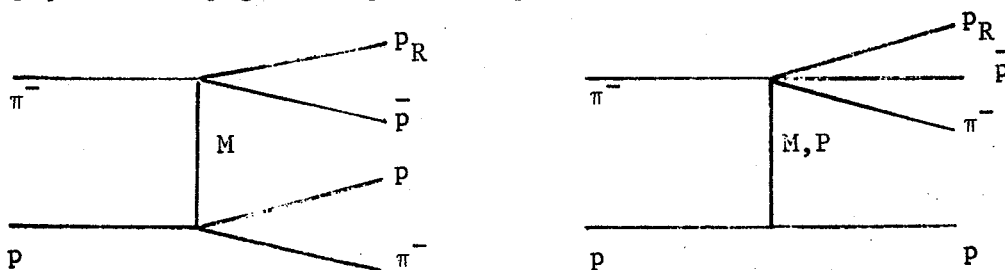
Finalement, nous avons calculé les sections efficaces, valables pour $|u| < 1$. GeV^2 , avec correction des biais $C_1(u)$ et $C_2(u)$ obtenus par une simulation suivant l'espace de phase, et compte tenu de l'équivalent événement/nanobarn nous obtenons

Réaction	$\pi^- p$ 9 GeV/c	$\pi^- p$ 12 GeV/c
	$\sigma(\mu\text{b})$	$\sigma(\mu\text{b})$
(i)	9.52 ± 0.21	4.87 ± 0.18
(ii)	0.81 ± 0.04	0.52 ± 0.04
(iii)	1.60 ± 0.05	2.53 ± 0.10

TABLEAU 4.5

Ces sections efficaces ont été données avec les erreurs statistiques, et les erreurs de la normalisation faisceau. Il faut en plus tenir compte des incertitudes sur les facteurs d'acceptance : 12 % pour la réaction (i) et 18 % pour les deux autres réactions.

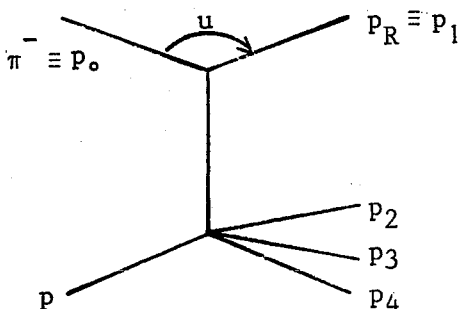
Nous remarquerons à la vue de ces résultats que les sections efficaces pour les réactions (i) et (ii) chutent d'un facteur ~ 2 quand l'impulsion du π^- augmente de 9 à 12 GeV/c, tandis que la section efficace de la réaction (iii) augmente. Ceci est dû à la montée de l'espace de phase pour cette réaction puisqu'on est très près du seuil de production de la réaction (compte tenu du déclenchement, ~ 6 GeV/c). De plus, on est en présence de la seule réaction qui peut aussi être acquise par notre déclenchement sans être pour autant produite suivant un mécanisme d'échange baryonique. En effet, le \bar{p} peut accompagner le proton rapide suivant les mécanismes



Le premier mécanisme peut s'expliquer par un échange de méson, le second peut être un mécanisme diffractif. Il est bien connu que les mécanismes diffractifs (22) donnent des sections efficaces qui sont presque constantes avec l'énergie.

IV - 5 SPECTRES EN u . MODELE $F(u)$

Pour le même lot d'événements que nous avons utilisé pour le calcul des sections efficaces totales (cf. paragraphe précédent), nous étudions maintenant les distributions en u (quadri-moment transfert du π^- incident au proton rapide) défini dans le schéma ci-dessous, où nous avons



noté les quadri-vecteurs des particules concernées, et qui seront utilisés dans ce qui suit.

Le spectre du nombre d'événements (dûment pondérés par l'acceptance, toutes corrections de fond et biais faites) en fonction de u , a été porté sur les

- figures 27 a) pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$
 b) pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$
 c) pour la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$ } à 9 GeV/c

et les figures 28 a), b), c) pour les mêmes réactions à 12 GeV/c.

Pour des réactions à quatre corps, il est naturel que les distributions en u tombent à 0 quand u approche u_{max} . Ceci est une conséquence du facteur de l'espace de phase disponible à la réaction.

Ces spectres expérimentaux $N(u)$ peuvent s'écrire

$$N(u) \sim \int |S|^2 \cdot \underbrace{\prod_{i=1}^4 \frac{d_3 P_i}{P_i^0} \delta_4 \left(\sum_{i=1}^4 P_i - P \right) \delta(u - (P_1 - P_0)^2)}_{EP(u)}$$

avec P_i = quadri-impulsion des particules de l'état final

$P = (p_0 + p)$

$|S|$ = matrice de transition qui contient la dynamique de la réaction

$EP(u)$ = l'élément différentiel de l'espace de phases.

Certains auteurs ⁽²³⁾ ont proposé dans le cas des réactions à multi-corps, une fonction $F(t)$ que nous appellerons ici $F(u)$ qui permet d'isoler dans ces réactions toute la dépendance dynamique contenue dans $|S|^2$. Ceci peut se faire en écrivant

$$N(u) = \int F(u) EP(u)$$

et après un changement de variables $d_3p_1 \rightarrow d\mu^2 du d\phi$, où μ est l'énergie de toutes les particules secondaires autres que le proton rapide, et compte tenu de l'isotropie en ϕ

$$N(u) = F(u) \int_{\mu_{\min}^2(u)}^{\mu_{\max}^2(u)} R_3(\mu^2) d\mu^2$$

cette dernière intégrale n'est autre que l'espace de phases pour les trois particules autres que le proton rapide, que nous noterons $R(u)$.

La fonction $F(u) = \frac{N(u)}{R(u)}$ contient toute la dynamique de la réaction. Elle donne en fait la dépendance en u de la matrice de transition S , et suppose donc que cette matrice ne dépend que de u (toutes les autres variables ont été moyennées).

A partir de ces distributions expérimentales $N(u)$ données dans les figures 27 a), b), c) et 28 a), b), c), et après calcul de l'intégrale d'espace de phase $R(u)$ que nous avons fait à l'aide du programme FOWL, nous obtenons les distributions $F(u)$, que l'on appelle "distributions internes de u " et qui sont portées dans ces mêmes figures 27 et 28.

Nous obtenons des spectres qui sont comparables aux réactions à deux corps dans le sens que pour ces réactions, l'espace de phase est une constante. Ce modèle $F(u)$ ayant éliminé toute contribution des facteurs cinématiques, nous pouvons donc conclure que les trois réactions que nous étudions tendent à favoriser les petites valeurs de u . En utilisant le parallélisme avec les réactions à deux corps nous pouvons interpréter ceci comme l'existence d'un pic arrière qui découlerait de l'existence des mécanismes d'échange baryonique dans les réactions que nous étudions.

Les spectres $F(u)$ ont été ajustés à l'aide d'une forme

$$F(u) = A \exp(Bu), \text{ dans la région à faible transfert } (|u| < 0,5 \text{ GeV}^2)$$

et on a obtenu les paramètres portés dans les figures 27 et 28.

Des résultats publiés ⁽²³⁾ sur la réaction $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$, mais avec des protons lents, donnent des dépendance en t ($\sim e^{10t}$) plus fortes que celles que nous obtenons ici ($\sim e^{5u}$) si l'on considère la partie à faible u (ou faible t).

CONCLUSION

Nous avons traité dans ce chapitre les problèmes concernant la normalisation de notre expérience. Nous avons, d'une part, déterminé l'équivalent en événements/nanobarn de toute notre statistique et nous avons obtenu en événements détectables les valeurs suivantes :

$$F = 9.4 \pm 0.2 \quad \text{ev/nb} \quad \text{à } 9 \text{ GeV/c}$$

$$F = 5.8 \pm 0.2 \quad \text{ev/nb} \quad \text{à } 12 \text{ GeV/c}$$

D'autre part nous avons étudié à fond l'acceptance et les pertes pouvant se présenter dans nos réactions. Nous avons localisé les deux sources possibles de biais. La calcul des sections efficaces a été fait (voir tableau 4.5) en se limitant à des valeurs de $|u| < 1 \text{ (GeV)}^2$, pour réduire les biais.

En événements réels, les sensibilités correspondantes de cette expérience sont ainsi les suivantes :

	9 GeV/c	12 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$	3.05 ± 0.06	2.00 ± 0.07
$\pi^- p \rightarrow p K^+ K^- \pi^-$	1.30 ± 0.03	0.83 ± 0.03
$\pi^- p \rightarrow p p \bar{p} \pi^-$	2.02 ± 0.04	1.42 ± 0.05
	} ev/nb	

Nous avons également étudié les spectres en u pour ces réactions.

Nous ferons maintenant une études détaillée de la réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ avec notre lot de 43 827 événements.

- CHAPITRE V -

ETUDE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$

V-1 REVUE DES SPECTRES DE MASSE

V-2 RESULTATS D'UNE ANALYSE L.P.S.

V-3 ETUDE DES MECANISMES A QUASI-DEUX-CORPS

V.3.1. $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \rho^0, N^{*0} f^0$

V.3.2. $\pi^- p \rightarrow N^{*+} \pi^-, \Delta^\pm \pi^\mp$

V.3.3. $\pi^- p \rightarrow p_R A_1^-, p_R A_2^-$

CONCLUSION

V. ETUDE DE LA REACTION $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$

L'analyse exposée au chapitre III nous a permis l'obtention d'un échantillon de réactions

$$\boxed{\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-} \quad (5.1)$$

avec un proton rapide dans l'état final, représentant 31 374 événements avec des π^- de 9 GeV/c et 12 453 événements avec des π^- de 12 GeV (voir tableau 3.3). Le spectre d'impulsion des protons rapides a été porté sur la figure 29.

Par ailleurs, et chaque fois que nous en aurons besoin, dans l'étude que nous allons réaliser par la suite, nous utiliserons la méthode d'évaluation des facteurs d'acceptance et de correction de biais suivant la procédure que nous avons justifié au chapitre IV. En particulier, nous ferons usage de ces calculs pour la détermination des sections efficaces.

Dans la présentation de nos données : spectres de masse, de transfert, etc..., nous avons choisi de montrer les spectres non pondérés par les facteurs de correction de l'acceptance, sauf indication contraire. Ceci est justifié parce que ces spectres sont généralement très peu déformés après introduction des poids. De plus, nous avons décidé de sélectionner les événements satisfaisant $|u_{\pi^-, p_R}| < u_{\text{cut}}$, avec $u_{\text{cut}} = 1.2 \text{ GeV}^2$ (ou 1.6 GeV^2) pour les données à 9 GeV/c (ou 12 GeV/c) : en effet, rappelons que cette sélection permet de retenir les réactions pour lesquelles l'acceptance au proton rapide ($\xi_1(q_F)$ défini dans IV.2.2) est très bonne, et par conséquent on rejette des événements ayant un poids $W_1(q_F)$ élevé ($W_1 \geq 1.5$).

Notre but dans ce chapitre est la recherche des mésons et des baryons produits dans la réaction (5.1) ; l'étude des mécanismes qui semblent gouverner leur production ainsi que leur désintégration. Cette étude est particulièrement intéressante car très peu d'information expérimentale existe actuellement sur la production de mésons et baryons à l'arrière. Nous serons guidés dans cette étude, très souvent, par les prescriptions des modèles d'échange baryonique.

En ce qui concerne l'organisation de ce chapitre, nous discuterons en premier lieu les spectres de masse calculés pour tous les systèmes à deux ou trois particules. On mettra ainsi en évidence l'abondante production d'états

résonants présents dans notre réaction.

Dans une deuxième section, nous utiliserons la méthode de classification par secteurs suivant les critères de l'espace de phase longitudinal (LPS), qui nous aidera à classer qualitativement les mécanismes de production dominants dans (5.1).

La troisième section sera consacrée à l'étude approfondie des processus à quasi deux corps.

Nous laisserons pour le chapitre suivant la discussion de nos résultats dans le contexte des théories actuelles et leur comparaison avec d'autres expériences existantes.

V - 1 REVUE DES SPECTRES DE MASSE

Une des propriétés les plus saillantes de la réaction (5.1) apparait sur la figure 30, qui montre le diagramme triangulaire des masses $M(p_R \pi^-)$ en fonction de $M(\pi^+ \pi^-)$, contenant deux points par événement parce qu'il y a deux π^- dans l'état final. Ce diagramme, ainsi que tous les spectres qui seront présentés ici, contient uniquement les événements avec $|u_{\pi^-, p_R}| < u_{cut}$ comme nous l'avons dit dans la présentation du chapitre. On voit que le nombre d'événements se réduit à 29 063 et 11 800 pour les deux énergies du faisceau 9 GeV/c et 12 GeV/c respectivement. On constate la présence de fortes accumulations d'événements indiquant l'existence de processus à quasi-deux-corps. Pour aider à l'identification des résonances visibles dans le diagramme précédent, nous avons projeté les spectres de masse dans les figures suivantes :

La figure 31, qui montre le spectre de masse invariante $M(p_R \pi^-)$ et la figure 32, montrant les deux combinaisons $M(\pi^+ \pi^-)$. On peut déceler dans la première la production de baryons bien connus :

$$\Delta_{3/2}^{\circ}(1232) \quad N_{3/2}^{*\circ}(1520) \quad N_{5/2}^{*\circ}(1688) \quad (5.2)$$

L'assignation du $\Delta^{\circ}(1232)$ et du $N^{*\circ}(1520)$ aux deux premiers pics est non ambiguë. Par contre, il existe plusieurs baryons autour de 1680 MeV/c². Nous justifierons plus tard le choix que nous avons fait dans (5.2).

Ces spectres de masse invariante $M(p_R \pi^-)$ ont été ajustés avec la contribution de trois Breit-Wigner, avec les masses et largeurs de départ correspondant aux résonances mentionnées dans (5.2), plus un fond polynomial, suivant la forme

$$f(M) = K(M - M_0)^{1/2} (M_1 - M)^2 Q(M) \left[1 + BW_{\Delta} + BW_{N_1^*} + BW_{N_2^*} \right] \quad (5.3)$$

$Q(M)$ étant un polynôme de deuxième degré. Les constantes M_0 et M_1 sont fixées aux seuils inférieur et supérieur de masse, assurant le comportement du fond aux extrêmes du spectre. La lissage des distributions portées sur la figure 31 a été fait en laissant comme paramètres libres : les six paramètres des Breit-Wigner, et les coefficients du fond polynomial $Q(M)$.

Notre meilleur lissage nous a donné :

	M (MeV)	Γ (MeV)	%	<u>Moyenne mondiales</u>	
Δ°_{1232}	1236 ± 8	138 ± 10	~ 10	M (MeV)	Γ (MeV)
N^*_{1520}	1515 ± 6	160 ± 9	~ 22	1232 ± 2	115 ± 5
N^*_{1688}	1678 ± 3	109 ± 4	~ 28	1520 ± 10	125 ± 15
				1680 ± 10	140 ± 20

Les erreurs données dans le résultat de notre lissage sont purement statistiques, elles ne tiennent pas compte de l'incertitude de la forme du fond, ni de possibles effets d'interférence. Nous constatons que les valeurs de M et Γ obtenues sont en très bon accord avec les valeurs mondiales ⁽²⁴⁾, et compatibles aussi avec les valeurs publiées dans l'étude du canal $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^{\circ}$ ⁽¹⁸⁾, avec les données de l'expérience proton rapide.

Notre lissage nous permet donc de confirmer notre choix fait dans (5.2) concernant les deux premiers pics. Quant à la région $1680 \text{ MeV}/c^2$, nous avons les candidats suivants : trois baryons d'isospin $I = 1/2$; $N^*_{5/2^-}$ -(1670), $N^*_{5/2^+}$ -(1688) et $N^*_{1/2^-}$ -(1700). Ce dernier, nous pouvons l'exclure par son spin : $1/2$, ce qui le défavorise à la production devant les deux autres puisque la section efficace est proportionnelle à $(2J + 1)$. Ce même argument peut être appliqué pour les deux candidats $I = 3/2$: $\Delta_{1/2^-}$ -(1650) et $\Delta_{3/2^-}$ -(1670). Néanmoins nous verrons plus tard, dans l'étude des baryons à trois corps ($p_R \pi^+ \pi^-$), comment nos données suggèrent que le signal à $1680 \text{ MeV}/c^2$ est dû à un baryon $I = 1/2$. Il nous resterait alors à choisir entre le $N^*_{5/2^-}$ -(1670) et le $N^*_{5/2^+}$ -(1688). Dans un travail publié par notre collaboration ⁽¹⁸⁾ sur l'analyse de la réaction $\pi^- p \rightarrow N^* \pi^{\circ}$ on obtient un meilleur accord avec le choix $N^*_{5/2^+}$ car pour expliquer la distribution angulaire de désintégration du $N^*_{3/2^-}$ -(1520) il apparaît qu'elle est mieux reproduite si l'on introduit un terme d'interférence entre le baryon $3/2^-$ et un $N^*_{5/2^+}$ -(1688). Nous ferons donc ce choix du $N^*_{5/2^+}$ -(1688).

Passons maintenant à l'étude du spectre de masse invariante $\pi^+ \pi^-$ (figure 32) : nous observons clairement la production des mésons ρ° (770) et f° (1270). Par contre on n'a pas d'indication de la production du méson g° (1680).

En utilisant la même forme paramétrique $f(M)$ donnée dans (5.3) pour ajuster le spectre de masse $\pi^+\pi^-$, mais avec la contribution de deux Breit-Wigner : l'une pour le ρ^0 et l'autre pour le f^0 , nous avons obtenu comme meilleur lissage :

			Valeurs mondiales (24)		
	M (MeV)	Γ (MeV)	%	M (MeV)	Γ (MeV)
ρ^0	740 ± 4	170 ± 8	~ 50	773 ± 3	152 ± 3
f^0	1250 ± 5	200 ± 5	~ 20	1271 ± 5	180 ± 20

Ces valeurs obtenues diffèrent un peu des moyennes mondiales ; ceci peut être dû à la présence de faibles effets systématiques, plus sensibles pour les particules lentes ρ, f que pour les baryons rapides. Il n'est pas exclu que cet effet soit dû à la soustraction du fond sous les résonances.

La figure 33 présente le spectre de masse invariante ($p_R \pi^+$), où on voit une accumulation d'événements dans la région du $\Delta^{++} 1232$. Plus tard, nous justifierons l'origine de ces événements par des désintégrations $N^{*++} \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$ et $\Delta^+ \rightarrow \Delta^{++} \pi^-$ (cf. V.3.2). Nous ne montrons pas le spectre de masse $\pi^-\pi^-$, qui reproduit parfaitement la forme attendue par l'espace de phase.

Il nous reste à commenter les spectres de masse à trois particules. D'abord les spectres de masse ($p_R \pi^+ \pi^-$) - figure 34 - et ($p_R \pi^- \pi^-$) - figure 35 - qui ne présentent pas d'indication de la production des baryons à trois corps. On étudiera plus en détail par la suite (cf. V.3.2) ces systèmes où l'on mettra en évidence des signaux plus prononcés en calculant les masses $\Delta 1232 \pi$.

Finalement le spectre de masse ($\pi^+ \pi^- \pi^-$) a été porté sur la figure 36 une indication de la production du A_2^- à l'arrière est visible. En dehors de l'existence du signal A_2^- , l'importance du fond, et la réflexion des autres résonances nous empêchent pour l'instant de tirer d'autres conclusions. Nous reviendrons plus tard (cf. V.3.3) sur l'étude de ce système qui est une des caractéristiques les plus importantes de nos données. Une grande place sera faite aussi dans le chapitre VI concernant le système (3π) , où nous discuterons les résultats obtenus avec nos données et nous les comparerons à ceux d'autres expériences.

De l'observation de tous les spectres précédents, il se dégage une constante : la grande similitude existant entre les événements à 9 GeV/c et

12 GeV/c. Nous pouvons aussi tirer une première conclusion : la dominance des processus avec la production d'un baryon ($p_R \pi^-$) à l'avant, et d'un méson ($\pi^+ \pi^-$) à l'arrière. L'ensemble de ces résultats nous incite à penser qu'il existe plusieurs mécanismes d'échange baryonique qui peuvent être à l'origine des structures dans les spectres de masse. Nous avons groupé tous ces mécanismes dans les diagrammes (a), (b) et (c) de la figure 37. Nous discuterons plus en détail les conséquences qui découlent de ces mécanismes lors de l'étude des processus à quasi-deux-corps (§ V.3), et nous passons maintenant à l'analyse des secteurs du L.P.S. pour chiffrer l'importance de chacun des mécanismes présents dans notre réaction.

V - 2 ANALYSE DE L'ESPACE DE PHASE LONGITUDINAL (L.P.S.)

L'universalité de la distribution des moments transverses à haute énergie, qui d'ailleurs a été aussi vérifiée dans notre expérience ⁽¹⁷⁾, est à l'origine de la proposition de V. Hove et al ⁽²⁵⁾ de décomposer l'espace de phases accessibles aux particules de l'état final d'une réaction à multiconps, en un espace de phases "transversal" de forme universelle $d\sigma/dp_{\perp} \sim e^{-Bp_{\perp}^2}$ et un espace de phase "longitudinal" (ou L.P.S.) qui contiendrait alors la dynamique de la réaction et serait sensible aux différents mécanismes de production.

Pour une production à quatre corps comme c'est notre cas, le L.P.S. est un espace à trois dimensions avec comme frontière un cuboctaèdre. Chaque particule est représentée par son moment longitudinal réduit, dans le système C.d.M. général :

$$X_i = 2p_{L,i}^* / \left(\sum_{j=1}^4 |p_{L,j}^*| \right) \quad i = p_R, \pi^+, \pi_f^-, \pi_S^-$$

où π_f^- et π_S^- sont définis par $X_f > X_S$.

La conservation de l'impulsion implique $\sum_{i=1}^4 X_i = 0$.

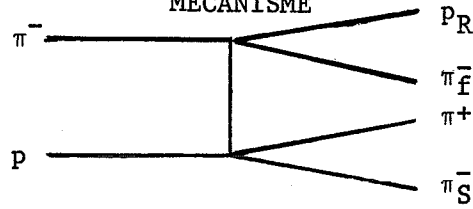
Le classement des événements se fait par le signe de X_i . Les particules avec $X_i > 0$ sont rattachées au vertex supérieur d'un diagramme d'échange, avec le π^- incident. Dans notre réaction, nous avons toujours un proton rapide ($X_{p_R} \gg 0$), qui est donc rattaché au vertex supérieur. De même, les particules ayant $X_i < 0$, seront associées au vertex inférieur avec le p cible. Ce classement est un peu arbitraire aux énergies qui nous concernent de par le fait qu'il y a beaucoup d'événements ayant des particules avec $X_i \sim 0$. La frontière entre deux mécanismes suggérés par le L.P.S. n'est alors pas très bien définie. On est amené à identifier chaque secteur à un diagramme d'échange différent. Pour notre réaction, compte tenu des diagrammes de la figure 37, et des secteurs L.P.S., nous avons introduit le classement suivant :

SECTEUR L.P.S.

MECANISME

DIAGRAMME D'ECHANGE
(FIGURE 37)

1



P_R

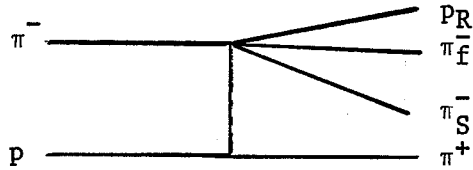
π_f^-

π^+

π_s^-

a.1 b.1 .

2



P_R

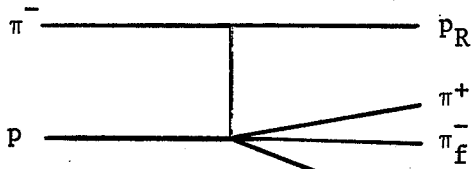
π_f^-

π_s^-

π^+

b.2

3



P_R

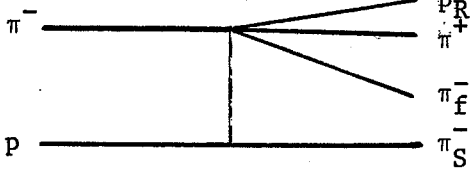
π^+

π_f^-

π_s^-

c.1

4



P_R

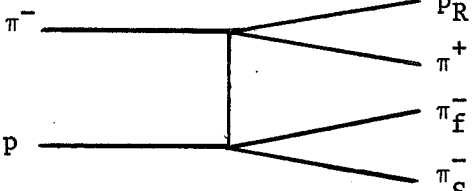
π^+

π_f^-

π_s^-

c.2

5



P_R

π^+

π_f^-

π_s^-

Pour l'ensemble d'événements appartenant à chaque secteur, nous avons calculé le pourcentage du total, compte tenu du poids expérimental W_{exp} de chaque événement :

$$\delta = \frac{\sigma_0}{N_t} \sum W_{exp}$$

et nous avons porté notre résultat sur le tableau 5.1. σ_0 est la section efficace de la réaction, N_t est le nombre total d'événements.

Mais si l'on veut calculer des quantités directement reliées à l'élément de matrice $|S|^2$ de transition, il faut donner à chaque événement un poids égal à l'inverse du volume de l'espace de phase (25)

$$W_Y = \left(\prod_{i=1}^4 E_i^* \right) \left(\sum_i X_i^2 / E_i^* \right) / \frac{1}{2} \left(\sum_i / p_{L,i}^* \right)$$

avec E_i^* l'énergie (dans le système C.d.M. général) de la particule i . On démontre ceci après décomposition de l'espace de phase en deux termes, longitudinal et transversal.

Nous avons porté dans le tableau 5.1, le pourcentage d'événements pondérés par le poids expérimental et par le poids W_γ , soit

$$\delta_\gamma = \frac{\sigma_0}{SN_t} \sum (W_{\text{exp}} \cdot W_\gamma)$$

avec

$$S = \left(\sum E_i^* \right)^2.$$

Secteur L.P.S.	9 GeV/c		12 GeV/c	
	δ	δ_γ (%)	δ	δ_γ (%)
1 $(P_R \pi_f^-) (\pi^+ \pi_S^-)$	51	57	55	61
2 $(P_R \pi_f^- \pi_S^-) (\pi^+)$	4	4	6	5
3 $(P_R) (\pi^+ \pi_f^- \pi_S^-)$	33	29	26	24
4 $(P_R \pi^+ \pi_f^-) (\pi_S^-)$	6	5	8	6
5 $(P_R \pi^+) (\pi_f^- \pi_S^-)$	6	5	5	4

TABLEAU 5.1

Il y a très peu de différence entre les pourcentages expérimentaux et ceux obtenus après pondération par W_γ .

Malgré les incertitudes de notre classification par secteurs, nous pouvons conclure que la moitié environ de nos événements sont représentés par le mécanisme donné par le secteur LPS = 1. Nous voyons également que la production du système $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ à l'arrière est abondante.

V - 3 ETUDE DES MECANISMES A QUASI-DEUX CORPS

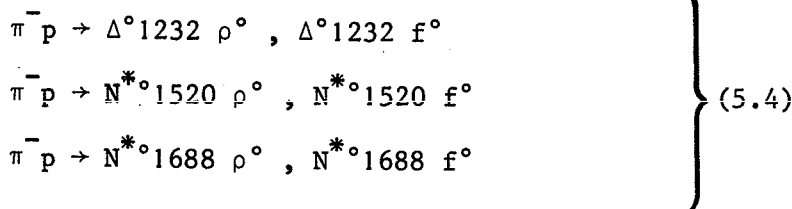
Nous exposerons ici nos résultats sur l'analyse des mécanismes à quasi-deux corps, que nous séparerons suivant les trois processus :

- 1) $\pi^- p \rightarrow (p_R \pi^-) (\pi^+ \pi^-)$
- 2) $\pi^- p \rightarrow (p_R \pi^\pm \pi^-) (\pi^\mp)$
- 3) $\pi^- p \rightarrow (p_R) (\pi^+ \pi^- \pi^-)$

Dans les deux premiers cas, il s'agira de la production de baryons $(p_R \pi^-)$ et $(p_R \pi^\pm \pi^-)$, les premiers associés à la production à l'arrière des mésons ρ^0 et f^0 , les seconds à la production d'un π à l'arrière. Le troisième concernera la production du système $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ à l'arrière.

V.3.1. ETUDE DES PROCESSUS $\pi^- p \rightarrow (p_R \pi^-) (\pi^+ \pi^-)$

C'est le mécanisme dominant dans nos événements, comme nous l'avons déjà constaté lors de l'analyse des secteurs du L.P.S. Plus précisément, les figures 31 et 32, ainsi que le diagramme de masse triangulaire $M(p_R \pi^-)$ en fonction de $M(\pi^+ \pi^-)$, figure 30, mettent en évidence l'existence des six réactions suivantes :



L'étude de ces réactions à quasi-deux corps doit tenir compte des divers facteurs d'acceptance discutés au chapitre IV, qui affectent leur détection dans l'Oméga. Rappelons surtout les deux contributions les plus importantes :

. D'une part la détection du baryon rapide (Δ^0, N^{*0}) est limitée par l'acceptance du système de déclenchement. Cet effet est illustré dans la figure 38 qui montre comment la coupure en impulsion du proton rapide, introduite par l'acceptance du système de déclenchement, affecte la désintégration d'un baryon $N^* \rightarrow p\pi$ en fonction de la masse du N^* . Au fur et à mesure que la

masse du N^* augmente, le proton peut être émis à plus grand angle (θ^* , figure 38) et il a de plus en plus de chance d'échapper à la détection.

. D'autre part, la détection des mésons ρ^0 , $f^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ émis à l'arrière, est diminuée par l'acceptance géométrique des chambres à étincelles.

Nous avons donc utilisé une méthode de Monte-Carlo pour simuler ces réactions à quasi-deux corps, de façon à étudier les implications de l'acceptance des chambres à étincelles de l'Oméga, des programmes de reconstruction et celles des coupures cinématiques introduites pour définir notre lot d'événements. Toutes les conclusions que nous avons obtenues dans l'étude des processus à quasi-deux corps ont été ainsi contrôlées et vérifiées à l'aide de ces simulations par Monte-Carlo.

Nous verrons comment nous avons défini les lots d'événements appartenant à chaque processus. Puis nous étudierons les spectres en u (quadri-moment de transfert du π^- incident au baryon rapide Δ^0 , N^{*0}), les distributions de désintégration des mésons ρ^0 et f^0 (qui nous permettent de calculer les éléments de leur matrice densité de polarisation), ainsi que celles des baryons Δ^0 et N^{*0} , et enfin nous donnerons les sections efficaces de tous les processus (5.4) pour les deux impulsions du faisceau étudiées.

A) Définition des intervalles de masse

L'assignation d'un événement à chacun des processus (5.4) a été faite d'après la masse du système $M(p_R \pi_a^-)$ et celle du système $M(\pi^+ \pi_b^-)$, [à condition que ce ne soit pas le même π^- dans les deux systèmes], suivant les critères

	J^P	Masse (MeV/c ²)	Intervalle choisi (MeV/c ²)
baryons	Δ^0 3/2 ⁺	1232	1180 - 1300
	N^{*0} 3/2 ⁻	1520	1460 - 1560
	N^{*0} 5/2 ⁺	1688	1620 - 1760
mésons	ρ^0 1 ⁻	770	680 - 830
	f^0 2 ⁺	1270	1160 - 1400

Ces intervalles ont été choisis de façon à diminuer le fond dans la mesure du possible, quoique l'on ne puisse pas prétendre à une très grande pureté puisque l'on a affaire à un état final avec deux particules identiques.

De plus, nous avons éliminé tous les événements ayant une masse $M(p_R \pi^+ \pi^-)$ où $M(p_R \pi^- \pi^-) < 2 \text{ GeV}/c^2$, pour éviter une fausse assignation d'événements qui pourraient provenir de la désintégration de baryons $N^* \rightarrow \Delta \pi$ ou encore $\Delta \rightarrow \Delta \pi$

B) Distribution du quadri-moment de transfert u'

Les spectres que nous considérons ici concernent les distributions du quadri-moment de transfert $u' = u_{\text{max}} - u$, du π^- incident au système $(p_R \pi^-)$ formant le baryon rapide. Ces distributions sont montrées dans la troisième colonne de la figure 40 pour les événements à 9 GeV/c et de la figure 41 pour les événements à 12 GeV/c. Elles suivent des lois exponentielles.

Compte tenu de l'acceptance pour le baryon rapide, qui d'ailleurs affecte peu la distribution du transfert u' , nous avons ajusté les spectres en u' à l'aide d'une forme $d\sigma/du' \sim \exp(-Bu')$. Les valeurs des pentes B ont été ajustées dans la région $0 \leq u' \leq 0,6 \text{ GeV}^2$ et sont portées dans le tableau 5.2. Par l'étude du comportement des événements se trouvant dans des intervalles de masse voisins du ρ^0 et du f^0 que nous avons défini, nous avons vérifié que le fond n'affecte pas nos résultats.

Réaction	9 GeV/c	12 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow \Delta^0 1232 \rho^0$	$1.6 \pm 0.3 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$	$2.4 \pm 0.5 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$
$\pi^- p \rightarrow N^{*0} 1520 \rho^0$	$1.5 \pm 0.2 \text{ "}$	$1.4 \pm 0.4 \text{ "}$
$\pi^- p \rightarrow N^{*0} 1688 \rho^0$	$3.7 \pm 0.2 \text{ "}$	$4.4 \pm 0.4 \text{ "}$
$\pi^- p \rightarrow \Delta^0 1232 f^0$	$1.4 \pm 0.3 \text{ "}$	$1.6 \pm 0.4 \text{ "}$
$\pi^- p \rightarrow N^{*0} 1520 f^0$	$0.6 \pm 0.2 \text{ "}$	$1.6 \pm 0.4 \text{ "}$
$\pi^- p \rightarrow N^{*0} 1688 f^0$	$2.3 \pm 0.2 \text{ "}$	$2.5 \pm 0.3 \text{ "}$

TABLEAU 5.2

Nous constatons que la production du $N^{*0}1688$, avec le ρ^0 ou avec le f^0 , a un caractère clairement périphérique, à l'opposé des deux autres baryons plus légers. L'ensemble des valeurs des pentes obtenues semblent indiquer une tendance à augmenter très légèrement avec l'énergie (shrinking). Compte tenu de la grandeur des erreurs, et des incertitudes du fond, nous ne pouvons pas exclure un tassement des pentes avec l'énergie.

Dans ce qui suit, nous avons éliminé des événements avec $u' > 0,5 \text{ GeV}^2$ ce qui diminue considérablement le fond présent dans ces réactions, retient les événements les plus périphériques et nous aide à faire une analyse plus pure des désintégrations.

Pour montrer la production des baryons Δ^0 et N^{*0} associés au ρ^0 et au f^0 , nous avons porté sur la figure 39 les spectres de masse ($p_R \pi^-$) de recul aux événements ayant soit un ρ^0 soit un f^0 et satisfaisant à tous les critères définis précédemment (coupures en masse et en u'). Ces spectres sont à comparer à ceux de la figure 31. Même après ces critères de sélection, le fond n'est malheureusement pas négligeable.

C) Distributions angulaires de désintégration

Nous commencerons par l'étude des distributions angulaires de désintégration de mésons ρ^0 et f^0 . Puis nous étudierons celles des baryons.

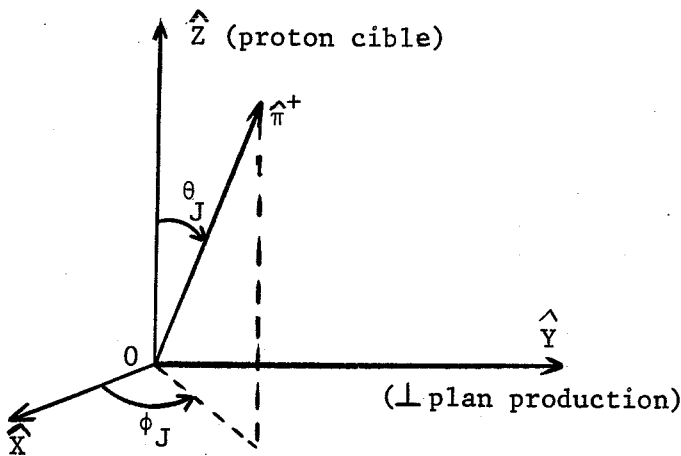
C.1) Distribution angulaire du ρ^0 et du f^0

Les simulations par Monte-Carlo des réactions à quasi-deux corps (5.4) nous ont appris que les distributions angulaires de désintégration des mésons ρ^0 et f^0 ne sont pas biaisées par l'acceptance de l'Oméga. Ceci nous l'avons vérifié en simulant la désintégration de ces mésons dans différents états de polarisation permis par leur spin, et en comparant la distribution simulée à celle qui a été obtenue après traitement de l'acceptance. L'étude des distributions angulaires des mésons ρ^0 et f^0 ne nécessite donc pas la pondération des spectres angulaires.

Pour l'étude des paramètres définissant la désintégration des mésons ρ^0 et f^0 produits à l'arrière, nous utiliserons le système de référence de Gottfried - Jackson ⁽²⁶⁾ (G-J), ou système d'hélicité de la voie u. Il est très

adapté à l'étude des propriétés de la particule échangée dans les collisions périphériques.

Nous travaillons dans le référentiel où le système $(\pi^+ \pi^-)$ est au repos. L'origine des coordonnées 0 sera prise au centre de masse de ce système avec l'axe de quantification \hat{OZ} dirigé suivant le proton cible, c'est à dire dans le plan de production. L'axe \hat{OY} sera dirigé suivant la perpendiculaire au plan de production : $(\vec{p}_c \wedge \vec{p})$ et pour obtenir un trièdre direct, l'axe \hat{OX} sera $\vec{OY} \wedge \vec{OZ}$. La désintégration du méson étudié (ρ^0, f^0) sera repérée par les angles polaires θ_J, ϕ_J du vecteur unitaire $\hat{\pi}^+$ porté par le π^+ de désintégration. Notons que l'angle azimuthal ϕ_J ainsi défini coïncide avec l'angle de Treiman - Yang ⁽²⁷⁾, bien que ces deux angles soient définis dans deux systèmes de référence différents.



Le schéma ci-contre illustre les conventions d'axes que nous venons de définir :

La distribution angulaire de désintégration d'une particule de spin S

$$W_S(\cos \theta_J, \phi_J)$$

peut s'écrire en fonction des éléments de la matrice densité de polarisation $\rho_{m,m'}$, où m, m' sont les projections du spin sur l'axe de quantification (nombres quantiques magnétiques), allant par conséquent de $-S$ à $+S$.

La matrice $\rho_{m,m'}$ est hermitique ($\rho_{m,m'} = \rho_{m',m}^*$), de trace $\text{Tr} \rho = 1$ avec les éléments de la diagonale réels et positifs $0 \leq \rho_{m,m} \leq 1$. Les éléments de $\rho_{m,m'}$ forment une matrice $(2S + 1) \times (2S + 1)$ de nombres complexes mais les propriétés énumérées réduisent leur nombre à $4S(S + 1)$ paramètres réels.

Une propriété de symétrie s'obtient quand la parité est conservée à la production dans les collisions avec faisceau non polarisé, dans le système G-J :

$$\rho_{mm'} = (-1)^{m-m'} \rho_{-m,-m'} \quad \text{ce qui implique} \quad \rho_{m,m} = \rho_{-m,-m}$$

Pour des particules de spin entier, comme c'est le cas qui nous concerne ici, le nombre de paramètres est réduit à $2S(S + 1)$. Ainsi, les éléments de la matrice densité sont complètement déterminés par $\rho_{m,m'}$, tels que $m \geq |m'|$ et la condition de trace se réduit à :

$$\rho_{00} + 2 \sum_{i>0} \rho_{ii} = 1 \quad (5.5)$$

La matrice densité pour la désintégration du méson $\rho^0(1^- \rightarrow 0^- + 0^-)$ s'écrira (26) :

$$\rho(S = 1) = \begin{pmatrix} \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1,-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1,-1} & -\rho_{10} & \rho_{11} \end{pmatrix}$$

avec la condition de trace $\rho_{00} + 2\rho_{11} = 1$. La distribution angulaire $W_1(\cos \theta_J, \phi_J)$ dépendra des seuls paramètres réels ρ_{00} , ρ_{11} , $\rho_{1,-1}$ et $\text{Re } \rho_{10}$ et non pas du paramètre $\text{Im } \rho_{10}$. Plus précisément on a la relation

$$W_{1-}(\cos \theta_J, \phi_J) = (3/4\pi) \{ \rho_{00} \cos^2 \theta_J + \rho_{11} \sin^2 \theta_J - \rho_{1,-1} \sin^2 \theta_J \cos 2\phi_J - \sqrt{2} \text{Re } \rho_{10} \sin 2\theta_J \cos \phi_J \} \quad (5.6)$$

dont on peut vérifier qu'elle est normalisée à 1 :

$$\int_0^{2\pi} d\phi_J \int_{-1}^{+1} W_1(\cos \theta_J, \phi_J) d(\cos \theta_J) = 1 \quad (5.7)$$

Le seul paramètre inaccessible est donc $\text{Im } \rho_{10}$.

Pour calculer les éléments de la matrice densité on utilise la méthode de moments, qui consiste simplement à calculer les valeurs moyennes $\langle F \rangle$ de certaines fonctions $F(\theta_J, \phi_J)$ suivant

$$\langle F \rangle = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) F(\theta, \phi) W(\cos \theta, \phi) \quad (5.8)$$

Alors, si on introduit les trois cosinus directeurs :

$$X = \sin\theta_J \cos\phi_J \quad Y = \sin\theta_J \sin\phi_J \quad Z = \cos\theta_J \quad (5.9)$$

on trouve facilement

$$\left. \begin{aligned} \rho_{00} &= (5 \langle Z^2 \rangle - 1) / 2 \\ \rho_{11} + \rho_{1,-1} &= (5 \langle Y^2 \rangle - 1) / 2 \\ \rho_{11} - \rho_{1,-1} &= (5 \langle X^2 \rangle - 1) / 2 \\ \text{Re}\rho_{10} &= -5 \langle XZ \rangle / 2\sqrt{2} \end{aligned} \right\} (5.10)$$

où par définition, la condition de trace (5.5) est vérifiée.

En principe, les éléments de la matrice densité (5.10) dépendent du quadri-moment de transfert u' de production. Dans notre cas, nous ne disposons pas d'une statistique suffisante pour étudier en détail les variations des éléments (5.10) avec u' et nous nous limiterons à donner les résultats pour $u' < 0,5 \text{ GeV}^2$.

Sur les figures 42 et 43 nous avons porté les spectres des angles $\cos\theta_J, \phi_J$ de désintégration du π^+ pour les réactions à quasi-deux corps avec production du ρ^0 à l'arrière. Nous avons également calculé les valeurs moyennes (5.10) qui ont été portées sur le tableau 5.3. Dans chaque échantillon la soustraction du fond a été faite par soustraction des valeurs obtenues avec des événements situés dans deux bandes de masse voisines à la coupure qui définit le ρ^0 .

Nous avons vérifié que les conditions de positivité (28)

$$0 \leq \rho_{00} \leq 1 \quad |\rho_{1,-1}| \leq \rho_{11} \quad \text{Re}\rho_{10} \leq \{(\rho_{11} - \rho_{1,-1}) / 2\}^{1/2}$$

sont bien satisfaites.

La même procédure que nous avons utilisée pour le ρ^0 a été suivie pour la détermination des éléments de la matrice densité de polarisation du f^0 .

Cette matrice, correspondant à une particule de spin-parité $S^P = 2^+$ s'écrira de la façon suivante :

$$\rho(S = 2) = \begin{bmatrix} \rho_{22} & \rho_{21} & \rho_{20} & \rho_{2,-1} & \rho_{2,-2} \\ * & & & & * \\ \rho_{21} & \rho_{11} & \rho_{10} & \rho_{1,-1} & -\rho_{21}^* \\ * & * & & * & * \\ \rho_{20} & \rho_{10} & \rho_{00} & -\rho_{10}^* & -\rho_{20}^* \\ * & & & & * \\ \rho_{2,-1} & \rho_{1,-1} & -\rho_{10} & \rho_{11} & -\rho_{2,-1}^* \\ \rho_{2,-2} & -\rho_{21}^* & -\rho_{20}^* & -\rho_{2,-1} & \rho_{22} \end{bmatrix}$$

Elle a $2S(S + 1) = 12$ paramètres indépendants : 9 paramètres réels reliés par la condition de trace $\rho_{00} + 2\rho_{11} + 2\rho_{22} = 1$ et 4 paramètres imaginaires.

La distribution angulaire de désintégration du π^+ , dépendante des 9 paramètres réels est donnée ⁽²⁶⁾ par

$$\begin{aligned} W_2(\cos\theta_J, \phi_J) = & (15/16\pi) \{ 3\rho_{00} (\cos^2\theta_J - 1/3)^2 + 4\rho_{11} \sin^2\theta_J \cos^2\theta_J + \rho_{22} \sin^4\theta_J \\ & - 2\sin 2\theta_J \cos\phi_J [\text{Re}\rho_{21} \sin^2\theta_J + \sqrt{6}\text{Re}\rho_{10} (\cos^2\theta_J - 1/3)] \\ & - 2\sin^2\theta_J \cos 2\phi_J [2\rho_{1,-1} \cos^2\theta_J - \sqrt{6}\text{Re}\rho_{20} (\cos^2\theta_J - 1/3)] \\ & + 2\text{Re}\rho_{2,-1} \sin 2\theta_J \sin^2\theta_J \cos 3\phi_J + \rho_{2,-2} \sin^4\theta_J \cos 4\phi_J \} \end{aligned} \quad (5.11)$$

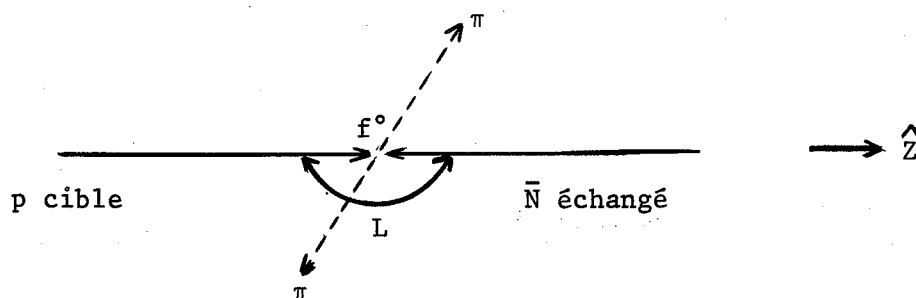
On peut obtenir l'information des 9 paramètres réels par les moyennes :

$$\left. \begin{aligned} \rho_{22} + \rho_{2,-2} &= (21/8) \langle (X^2 - Y^2)^2 \rangle - 1/2 & \rho_{11} + \rho_{1,-1} &= (21/2) \langle (YZ)^2 \rangle - 1/2 \\ \rho_{22} - \rho_{2,-2} &= (21/2) \langle (XY)^2 \rangle - 1/2 & \rho_{11} - \rho_{1,-1} &= (21/2) \langle (XZ)^2 \rangle - 1/2 \\ \rho_{20} &= -(7\sqrt{6}/16) \langle (X^2 - Y^2)(1 - 3Z^2) \rangle & \rho_{00} &= (7/8) \langle (1 - 3Z^2)^2 \rangle - 1/2 \\ \rho_{21} &= (21/8) \langle ZX(Z^2 - 1) \rangle & \text{Re}\rho_{10} &= (-7\sqrt{6}/8) \langle ZX(3Z^2 - 1) \rangle \\ & & \text{Re}\rho_{2,-1} &= (21/8) \langle ZX(X^2 - 3Y^2) \rangle \end{aligned} \right\}$$

En appliquant la méthode des moments comme dans (5.8) où nous avons pris les mêmes définitions (5.9) pour les variables X, Y, Z. Nous constatons que la condition de trace est par définition, bien satisfaite.

Les spectres expérimentaux des angles de Jackson $\cos\theta_J, \phi_J$ de désintégration du π^+ , dans les réactions avec production du f^0 ont été portés sur les mêmes figures 42 et 43 que précédemment.

Les éléments ρ_{ij} de la matrice densité du f^0 , pour des valeurs de i ou j égaux à 2 sont très petits. Ce résultat peut s'interpréter comme une confirmation de la production du méson f^0 à l'arrière par un échange de nucléon (figure 37, diagramme a.1). En effet, la conservation de l'isospin dans le vertex du bas dans le mécanisme de production du f^0 , permet uniquement l'échange d'un baryon d'isospin $I = 1/2$. Dans le système G-J, où nous avons travaillé, ces éléments ρ_{ij} donnent une mesure des états de polarisation du f^0 sur l'axe \hat{OZ} ,



correspondant à l'annihilation $\bar{N}N \rightarrow f^0$, hors de la couche de masse. Suivant \hat{OZ} , la projection L_Z du moment angulaire orbital dans la collision est $L_Z = 0$, donc, les populations de spin du f^0 sur cet axe (même si le f^0 a un spin $S = 2$) ne devaient pas être supérieures à 1. De plus, comme les éléments ρ_{00} et ρ_{11} représentent respectivement les populations de spin 0 et 1 sur \hat{OZ} , ont approximativement la même grandeur, on est amené à conclure que la production des réactions à quasi-deux corps avec le méson f^0 est dominé par un mécanisme d'échange de nucléon non polarisé. Ces conclusions ne peuvent pas être tirées de l'étude des éléments de la matrice densité du ρ^0 . Signalons simplement que nos résultats semblent indiquer une production du ρ^0 , avec une population plus élevée des états avec $m = 1$ qu'avec $m = 0$ ($\rho_{11} > \rho_{00}$).

Canal	ρ_{00}	$\rho_{11} + \rho_{1,-1}$	$\rho_{11} - \rho_{1,-1}$	$\text{Re } \rho_{10}$	Nombre d'événements (non pondérés)
$\Delta^0(1232)\rho^0$	$.20 \pm .04$	$.39 \pm .04$	$.40 \pm .04$	$.05 \pm .02$	315
$N^{*0}(1520)\rho^0$	$.13 \pm .04$	$.47 \pm .04$	$.40 \pm .04$	$.04 \pm .02$	351
$N^{*0}(1688)\rho^0$	$.20 \pm .03$	$.38 \pm .03$	$.41 \pm .03$	$.04 \pm .02$	937
9 GeV/c					
$\Delta^0(1232)\rho^0$	$.35 \pm .07$	$.40 \pm .07$	$.25 \pm .07$	$-.01 \pm .04$	117
$N^{*0}(1520)\rho^0$	$.29 \pm .08$	$.47 \pm .07$	$.24 \pm .06$	$.02 \pm .04$	132
$N^{*0}(1688)\rho^0$	$.14 \pm .04$	$.46 \pm .05$	$.40 \pm .05$	$.02 \pm .03$	307

12 GeV/c

TABIEAU 5.3 Eléments de la matrice densité du ρ^0

Canal	ρ_{00}	$\rho_{11} + \rho_{1,-1}$	$\rho_{11} - \rho_{1,-1}$	$\rho_{22} + \rho_{2,-2}$	$\rho_{22} - \rho_{2,-2}$	$\text{Re } \rho_{21}$	$\text{Re } \rho_{2,-1}$	$\text{Re } \rho_{20}$	$\text{Re } \rho_{10}$	Nb. d'évén. (non pondérés)
$\Delta^0(1232) f^0$	$.28 \pm .04$	$.17 \pm .04$	$.35 \pm .05$	$.10 \pm .04$	$.09 \pm .04$	$-.08 \pm .04$	$.01 \pm .02$	$-.03 \pm .02$	$-.08 \pm .04$	235
$N^{*0}(1520) f^0$	$.30 \pm .04$	$.18 \pm .04$	$.26 \pm .04$	$.12 \pm .04$	$.13 \pm .04$	$-.05 \pm .03$	$.02 \pm .02$	$-.06 \pm .02$	$-.05 \pm .02$	365
$N^{*0}(1688) f^0$	$.30 \pm .04$	$.21 \pm .03$	$.33 \pm .03$	$.08 \pm .04$	$.06 \pm .03$	$-.06 \pm .03$	$-.01 \pm .02$	$-.03 \pm .02$	$.02 \pm .02$	719
9 GeV/c										
$\Delta^0(1232) f^0$	$.30 \pm .07$	$.18 \pm .06$	$.32 \pm .06$	$.11 \pm .06$	$.10 \pm .06$	$.08 \pm .04$	$.00 \pm .04$	$.00 \pm .03$	$-.02 \pm .04$	106
$N^{*0}(1520) f^0$	$.22 \pm .07$	$.16 \pm .06$	$.39 \pm .07$	$.17 \pm .07$	$.06 \pm .06$	$-.05 \pm .04$	$.00 \pm .04$	$-.04 \pm .04$	$-.08 \pm .04$	116
$N^{*0}(1688) f^0$	$.28 \pm .05$	$.26 \pm .05$	$.34 \pm .05$	$.07 \pm .04$	$.04 \pm .04$	$-.05 \pm .04$	$-.07 \pm .03$	$-.02 \pm .02$	$.01 \pm .04$	277

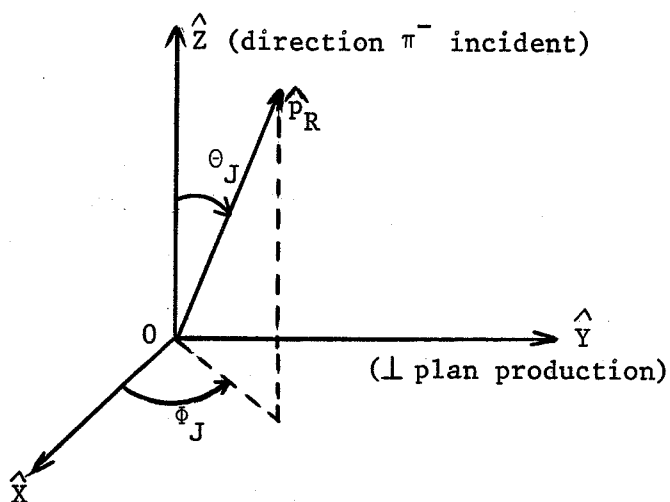
12 GeV/c

TABIEAU 5.4 Eléments de la matrice densité du f^0

C.2 Distribution angulaire de désintégration
des baryons Δ^0 et N^{*0}

Nous savons que l'acceptance du proton rapide, limitée par le système de déclenchement, perturbe les distributions angulaires des baryons, surtout quand leur masse est élevée (figure 38).

Etudions de plus près les conséquences de l'acceptance en impulsion du proton rapide dans le système de Gottfried - Jackson. L'origine des coordonnées sera prise maintenant dans le système $(p_R \pi^-)$ du Δ^0 ou N^{*0} au repos (0, dans le schéma ci-dessous) ; l'axe \hat{OZ} sera dirigé suivant le π^- incident, et l'axe \hat{OY} suivra la perpendiculaire au plan de production. La désintégration du baryon sera repérée par les angles polaires θ_J, ϕ_J portés par le proton \hat{p}_R de désintégration.



Nous avons simulé dans notre programme Monte-Carlo la désintégration des baryons Δ^0 et N^{*0} suivant les distributions en $\cos\theta_J, \phi_J$ uniformes, et avec toutes les coupures utilisées pour l'analyse (masse, u' etc...).

Sur la figure 44 nous avons porté pour les baryons étudiés l'acceptance du système de déclenchement en fonction de $\cos\theta_J$. Nous concluons donc que l'étude des distributions angulaires des baryons nécessite l'introduction des effets de l'acceptance. La détermination des éléments de la matrice densité des baryons devient trop imprécise pour être menée à bien, et nous avons préféré utiliser une approche plus réaliste, en testant des hypothèses simples de matrice densité.

Les propriétés des matrices densité pour des particules de spin demi-entier sont identiques à celles que nous avons brièvement énumérées dans l'étude des mésons. La seule différence est que le nombre de paramètres réels qui définissent la distribution angulaire de désintégration d'un fermion de spin S

est $2S(S + 1) - 1/2$. Les éléments de matrice densité seront notés maintenant $\rho_{2\lambda, 2\lambda'}$, où λ et λ' indiquent les états d'hélicité.

a) Baryons Δ^0 et $N^{*0}1520$

Il s'agit de particules de spin $S = 3/2$. Compte tenu des propriétés de symétrie de $\rho_{2\lambda, 2\lambda'}$, la matrice densité s'écrira :

$$\rho(S = 3/2) = \begin{bmatrix} \rho_{33} & \rho_{31} & \rho_{3,-1} & \rho_{3,-3} \\ \rho_{31}^* & \rho_{11} & \rho_{1,-1} & \rho_{3,-1}^* \\ \rho_{3,-1}^* & -\rho_{1,-1} & \rho_{11} & -\rho_{31}^* \\ -\rho_{3,-3} & \rho_{3,-1} & -\rho_{31} & \rho_{33} \end{bmatrix} \quad \begin{array}{l} \rho_{11}, \rho_{33} \text{ réels} \\ \rho_{3,-3}, \rho_{1,-1} \text{ imaginaires} \\ \rho_{31}, \rho_{3,-1} \text{ complexes} \end{array}$$

avec la condition de trace : $\rho_{11} + \rho_{33} = 1/2$.

La distribution angulaire de désintégration des baryons Δ^0 et $N^{*0}1520$ ($3/2 \rightarrow 1/2^+ + 0^-$) est bien connue (26) :

$$W_{3/2}(\theta, \phi) = (3/4\pi) \{ \rho_{33} \sin^2\theta + \rho_{11} (\cos^2\theta + 1/3) - (2/\sqrt{3}) \text{Re} \rho_{3,-1} \sin^2\theta \cos 2\phi - (2/\sqrt{3}) \text{Re} \rho_{31} \sin 2\theta \cos \phi \}$$

qui satisfait la condition de normalisation (5.7).

Les spectres de $\cos\theta_J$ et ϕ_J du proton rapide de désintégration que nous avons obtenus avec nos données ont été portés sur les figures 40 et 41. Nous voulons tirer le maximum d'information sur les populations d'hélicité (éléments diagonaux ρ_{11} et ρ_{33}), pour cela on intègre $W_{3/2}$ sur l'angle ϕ et on obtient :

$$W_{3/2}(\cos\theta_J) = (\rho_{11}/2) (1 + 3 \cos^2\theta_J) + (3\rho_{33}/2) (1 - \cos^2\theta_J)$$

avec $\rho_{11} + \rho_{33} = 1/2$.

Nous avons donc choisi les deux possibilités extrêmes : $\rho_{11} = 1/2$ ou $\rho_{33} = 1/2$, et nous avons simulé les désintégrations de ces baryons suivant ces deux valeurs. Compte tenu du traitement de l'acceptance, correctement effectué dans notre programme de simulation, nous obtenons ainsi deux spectres

pour chaque réaction à quasi-deux corps, que nous avons tracé après normalisation sur les figures 40 et 41 de nos résultats expérimentaux.

b) Baryon $N^{*0}1688$

Les mêmes prescriptions que celles décrites précédemment nous mènent à une distribution angulaire pour le baryon $N^{*0}1688$ ($5/2 \rightarrow 1/2^+ + 0^-$) donné par

$$W_{5/2}(\cos\theta) = \frac{3}{4} \rho_{11} (5\cos^4\theta - 2\cos^2\theta + 1) + \frac{3}{8} \rho_{33} \sin^2\theta (1 + 15\cos^2\theta) + \frac{15}{8} \rho_{55} \sin^4\theta$$

avec la condition de trace $\rho_{11} + \rho_{33} + \rho_{55} = 1/2$

A nouveau nous nous limiterons à comparer les spectres expérimentaux (figures 40 et 41) avec les possibilités extrêmes: $\rho_{11} = 1/2$, $\rho_{33} = 1/2$ ou $\rho_{55} = 1/2$, dont les courbes correspondantes ont été portées sur ces figures.

De l'observation de toutes ces courbes décrites ici, on constate que nos événements semblent suggérer un meilleur accord avec l'hypothèse $\rho_{11} = 1/2$ malgré l'importance du fond dans ces réactions (allant de 30 à 40¹¹ %), et ceci pour les trois baryons associés au ρ^0 ou au f^0 .

Ce résultat suggère donc la dominance de l'hélicité 1/2, que l'on interprète par la dominance de l'échange du nucléon. Ceci, nous l'avons déjà constaté dans les réactions avec production du f^0 , par l'étude de ses éléments de matrice densité. Les résultats obtenus par les modèles simples que nous avons étudiés avec des désintégrations des baryons confirment d'une part cette dominance de l'échange du nucléon pour le f^0 (où l'échange du Δ est interdit par la conservation du spin isotopique), et étendent cette dominance aux mécanismes de production du ρ^0 à l'arrière, où l'échange du Δ est cependant permis.

D) Sections efficaces

Pour estimer les sections efficaces de chaque processus à quasi-deux corps, nous partons du nombre d'événements portés sur les tableaux 5.3 et 5.4, obtenus après coupures en masse déjà décrites et pour $u' < 0,5 \text{ GeV}^2$.

Les corrections à apporter ont été calculées à partir de notre programme de simulation de quasi-deux corps en introduisant les mécanismes de désintégration des mésons ρ^0 et f^0 mesurés (éléments de matrice densité) ainsi que l'hypothèse

$\rho_{11} = 1/2$ pour la désintégration des baryons. Tous les facteurs d'acceptance, longuement décrits dans le chapitre IV, ont été pris en compte, ainsi que les coupures pratiquées pour définir nos échantillons. En particulier, la coupure en u' est corrigée en tenant compte de la dépendance exponentielle $d\sigma/du' = \exp(-Bu')$. Les sections efficaces obtenues sont données dans le tableau 5.5 ainsi que les valeurs de l'exposant n , calculé en supposant une décroissance de la section efficace $\sigma \sim S^{-n}$. On voit en particulier que les valeurs de ces exposants $n = 3$ à 4 sont en accord qualitatif avec les prédictions des modèles de Regge.

	9 GeV/c $\sigma(\mu\text{b})$	12 GeV/c $\sigma(\mu\text{b})$	n
$\pi^- p \rightarrow \Delta^{\circ} 1232 \rho^{\circ}$	0.32 ± 0.08	0.14 ± 0.03	3.0 ± 0.9
$\pi^- p \rightarrow N^{* \circ} 1520 \rho^{\circ}$	0.78 ± 0.18	0.26 ± 0.09	4.0 ± 1.6
$\pi^- p \rightarrow N^{* \circ} 1688 \rho^{\circ}$	2.10 ± 0.22	0.75 ± 0.07	3.8 ± 0.5
$\pi^- p \rightarrow \Delta^{\circ} 1232 f^{\circ}$	0.20 ± 0.05	0.08 ± 0.03	3.3 ± 1.5
$\pi^- p \rightarrow N^{* \circ} 1520 f^{\circ}$	0.64 ± 0.16	0.20 ± 0.06	4.2 ± 1.6
$\pi^- p \rightarrow N^{* \circ} 1688 f^{\circ}$	1.48 ± 0.10	0.62 ± 0.05	3.2 ± 0.3

TABLEAU 5.5

Ces sections efficaces ne contiennent pas les facteurs des coefficients de Clebsh - Gordan ni les élasticités des baryons (elles ont été estimées pour le mode $\rightarrow p_R \pi^-$). Les erreurs sont purement statistiques. Elles contiennent les incertitudes dues à la soustraction du fond. Celui-ci est de l'ordre de $\sim 40\%$ pour le Δ° et le $N^{* \circ} 1520$ produits avec le ρ° , et de $\sim 30\%$ pour le $N^{* \circ} 1688$. Le fond est légèrement inférieur dans les réactions avec production du f° . De plus il existe une incertitude globale sur la normalisation de $\sim 12\%$. Nous n'avons pas pris en compte cette incertitude dans l'évaluation des erreurs car elle introduit une corrélation entre les valeurs données à 9 et 12 GeV/c.

Les sections efficaces ayant été calculées pour l'hypothèse $\rho_{11} = 1/2$ dans la désintégration du baryon, nous avons évalué la variation subie par les valeurs des sections efficaces avec d'autres hypothèses de désintégration : avec $\rho_{33} = 1/2$ on varie d'environ 4% les chiffres du $N^{* \circ} 1688$ et du $N^{* \circ} 1520$, et pratiquement pas celles du Δ° . Avec l'hypothèse $\rho_{55} = 1/2$ (qui s'applique uni-

quement au N^{*1688}) les variations de la section efficace sont plus grandes : $\sim 10\%$. Ajoutons que ces variations sont en général les mêmes pour les canaux avec ρ^0 ou avec f^0 .

En conclusion : dans la production de quasi-deux corps $N^{*0} M^0$ nous avons établi la dominance des réactions $N^{*01688} \rho^0$ et $N^{*01688} f^0$, qui a été aussi observée dans une expérience précédente ⁽²⁹⁾ à plus basse énergie (8 GeV/c). L'étude des désintégrations des mésons ρ^0 et f^0 d'une part, ainsi que la comparaison de nos résultats des simulations avec les désintégrations observées des baryons Δ^0 et N^{*0} (qui semblent donner un meilleur accord avec l'hypothèse $\rho_{11} = 1/2$) d'autre part, suggèrent que le mécanisme dominant est l'échange de nucléon non polarisé.

V.3.2. ETUDE DES PROCESSUS $\pi^- p \rightarrow (p_R \pi^+ \pi^-) (\pi^+)$

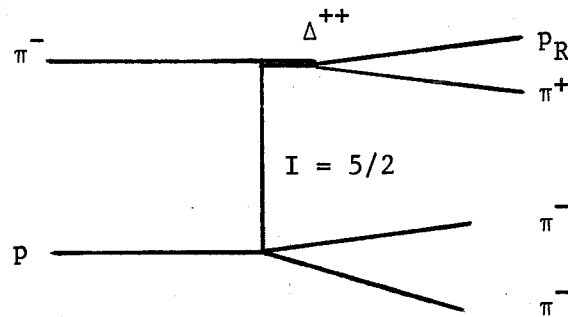
Nous étudierons dans cette partie la production de baryons rapides se désintégrant en trois particules $p_R \pi^+ \pi^-$. En principe on se trouve devant un système pouvant donner lieu à des baryons d'isospin $I = 1/2$ (ce seront alors des $N^{*+} \rightarrow p \pi^+ \pi^-$) ou à des baryons d'isospin $I = 3/2$ et ils pourraient apparaître dans le système $\Delta^- \rightarrow p \pi^- \pi^-$, ainsi que dans $\Delta^+ \rightarrow p \pi^+ \pi^-$.

Nous avons déjà commenté les spectres de masse $p_R \pi^+ \pi^-$ (figure 34) et $p_R \pi^- \pi^-$ (figure 35) sur lesquels on ne décèle pas de signaux pouvant d'identifier à des baryons. Mais nous pouvons rechercher la production de baryons avec la contrainte du mécanisme intermédiaire

$$N^{*+} \rightarrow \Delta(1232) + \pi \quad \text{ou encore} \quad \Delta^+ \rightarrow \Delta(1232) + \pi$$

c'est à dire avec la paire $p_R \pi^+$ ou $p_R \pi^-$ formant un $\Delta(1232)$.

En effet, l'hypothèse de l'existence de baryons N^{*+} et Δ^+ se désintégrant en $\Delta^{++} 1232 + \pi^-$, nous était suggérée par le spectre de masse $p_R \pi^+$ (figure 33), où l'on voit un signal très clair du $\Delta^{++} 1232$. Cette hypothèse peut être supposée a priori plus raisonnable que la production directe du $\Delta^{++} 1232$ par un mécanisme du type



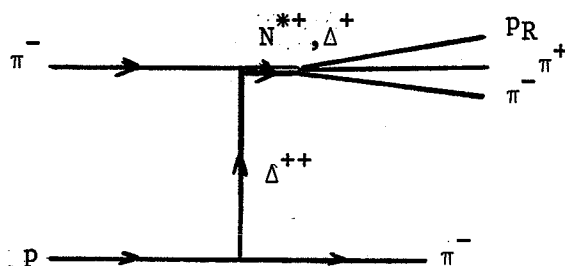
qui exigerait l'échange d'un baryon d'isospin $I = 5/2$, car aucun baryon n'a été découvert avec ce nombre quantique. Par ailleurs l'hypothèse de production de baryons $\Delta\pi$ est supportée par l'étude des spectres de masse obtenus quand on sélectionne les événements du secteur 4 du L.P.S. (tableau 5.1), associé à la production du système $p_R \pi^+ \pi^-$ à l'avant. On constate dans ce cas une production très nette du $\Delta^{++} 1232$ en calculant les masses $p_R \pi^+$.

Nous avons donc calculé les masses invariantes $(p_R \pi^+ \pi^-)$ et $(p_R \pi^- \pi^-)$ pour les événements ayant une masse $(p_R \pi^+)$ ou $(p_R \pi^-)$ dans la région du $\Delta 1232$: plus précisément dans l'intervalle $1150 < M(p_R \pi^\pm) < 1300$ MeV. Les trois spectres obtenus ont été portés sur la figure 45, groupant les combinaisons $\Delta^{++} \pi^-$, $\Delta^0 \pi^+$ et $\Delta^0 \pi^-$. Dans ces spectres nous avons retenu uniquement les événements les plus périphériques : $u'_{\pi^-, p_R \pi^+ \pi^-} < 0,5 \text{ GeV}^2$ et nous avons choisi de montrer uniquement les événements de l'expérience à 9 GeV/c car la statistique est meilleure. Néanmoins nous avons vérifié que les mêmes conclusions que nous allons tirer pourraient être déduites des données à 12 GeV/c.

Il est clair que ces spectres ont des structures nettes ; en particulier celui de la masse $\Delta^{++} \pi^-$ montre des accumulations d'événements que l'on peut associer aux baryons déjà étudiés : $N^{*+} 1520$ et $N^{*+} 1688$ ainsi qu'un autre pic de même intensité vers 1900 MeV. Il est très intéressant de constater que ce dernier apparaît aussi, très nettement, dans le spectre de masse $\Delta^0 \pi^-$: il doit alors nécessairement correspondre à un baryon d'isospin $I = 3/2$. Avec notre statistique, nous ne pouvons pas procéder à une détermination du spin de cet état Δ , mais d'après les candidats possibles ⁽²⁴⁾ que l'on a établis vers 1900 MeV, le choix $\Delta_{5/2^+} (1890)$ semble être plus adéquat que le $\Delta_{1/2^+} (1910)$ parce que le spin du premier est plus élevé et donc est favorisé à la production et également parce que le premier est plus fortement couplé à $\Delta\pi$. Nous admettrons donc que le troisième baryon mis en évidence dans nos spectres est le $\Delta_{5/2^+} (1890)$. Quant au spectre $\Delta^0 \pi^+$, nous

observons un pic à la masse du N^{*1520}, ainsi que l'indication peu claire de l'existence des deux autres baryons étudiés, compte tenu que le fond est plus important dans ce spectre. L'interprétation de ces bosses sera discutée plus loin.

L'étude des deux modes de désintégration $\Delta^{\circ}\pi^{+}$ et $\Delta^{++}\pi^{-}$ peut donner un renseignement sur le spin isotopique du baryon N^{*+} ou Δ^{+} initial. En effet, cette production doit avoir lieu par échange de Δ^{++} et par les coefficients de



Clebsh - Gordan, nous avons les rapports de désintégration suivants :

$$\left. \begin{aligned} I = 1/2 (N^{*+} \text{ produit}) &\Rightarrow \Delta^{++}\pi^{-} / \Delta^{\circ}\pi^{+} = 9 \\ I = 3/2 (\Delta^{+} \text{ produit}) &\Rightarrow \Delta^{++}\pi^{-} / \Delta^{\circ}\pi^{+} = 9/4 \end{aligned} \right\} (5.13)$$

Pour connaître les différentes proportions de résonances, nous avons donc ajusté les spectres de masse $\Delta\pi$ (figure 45) avec la contribution de trois Breit - Wigner (N1520, N1688, Δ 1890) et d'un fond polynomial suivant la forme paramétrique $f(M)$ donnée dans (5.3). Nous avons obtenu les résultats suivants :

	Nombre d'événements		
	$\Delta^{++}\pi^{-}$	$\Delta^{\circ}\pi^{+}$	$\Delta^{\circ}\pi^{-}$
N1520	239 ± 32	243 ± 38	-
N1688	280 ± 28	107 ± 37	-
Δ 1890	376 ± 35	110 ± 48	535 ± 49

D'après (5.13) on devrait s'attendre, pour le N1520, à un rapport $\Delta^{++}\pi^{-} / \Delta^{\circ}\pi^{+} = 9$, ce qui manifestement n'est pas le cas puisque le rapport est voisin de 1.

Pour comprendre cela, il faut sans doute regarder de près les conséquences de la sélection des bandes $\Delta^{++}1232$ et $\Delta^{\circ}1232$ sur le Dalitz-Plot pour le système $p_R \pi^+ \pi^-$ de masse M_0 . Si l'on calcule les contours du Dalitz-Plot : $M_{p\pi^+}^2$ en fonction de $M_{p\pi^-}^2$, pour des masses $M_0 = 1520, 1700$ et 1900 MeV, on obtient les trois courbes dessinées sur la figure 46. On constate que toute sélection sur la bande de masse du $\Delta^{++}1232$ implique la réflexion d'une résonance produite dans le mode $\Delta^{++} \pi^-$, sur le mode $\Delta^{\circ}1232 \pi^+$ (ou vice-versa). Ceci est d'autant plus vrai que la masse M_0 est plus proche du seuil $\Delta\pi$. Dans notre cas, avec l'intervalle $M(p\pi)$ choisi pour définir le $\Delta 1232$ nous pouvons estimer que cette réflexion est de 90 % pour $M_0 = 1520$ MeV, 10 % pour $M_0 = 1700$ MeV et 0 % pour $M_0 = 1900$ MeV.

On peut donc expliquer le rapport obtenu par nos ajustements : $\Delta^{++} \pi^- / \Delta^{\circ} \pi^+ \sim 1$ pour le baryon N1520, comme dû à une réflexion complète $\Delta^{++} \leftrightarrow \Delta^{\circ}$. En d'autres termes ce rapport est pratiquement indépendant du spin isotopique du N1520.

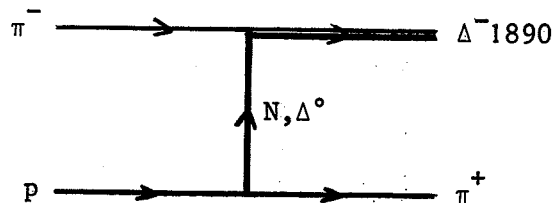
Pour le N1688, après soustraction des réflexions estimées d'un canal sur l'autre et négligeant tout facteur d'acceptance qui pourrait être différent entre ces deux modes, nous obtenons expérimentalement $\Delta^{++} \pi^- / \Delta^{\circ} \pi^+ = 4.1 \pm 1.5$ qui serait plutôt une indication pour $I = 3/2$. Cependant le fond dans $\Delta^{\circ} \pi^+$ est très important, et d'autres réflexions entre ces deux modes tel que la projection de la bande $\pi^+ \pi^-$ du Dalitz-Plot sur les deux canaux, qui correctement soustraite ferait augmenter le rapport, rendent ce résultat très peu concluant. Un résultat plus significatif indique un isospin $I = 1/2$ pour le N*1688. En effet aucun signal de production d'un Δ vers 1688 ne se décèle sur la masse $\Delta^{\circ} \pi^-$, dont on a tout lieu d'espérer une production, aussi importante que dans la voie $\Delta^{++} \pi^-$, comme c'est le cas pour le $\Delta 1890$.

Enfin pour le $\Delta 1890$ on trouve $\Delta^{++} \pi^- / \Delta^{\circ} \pi^+ = 3.4 \pm 1.5$ en accord avec la prédiction $9/4$ pour un état $I = 3/2$.

Nous avons vérifié que ces baryons sont produits périphériquement, leurs spectres de production en u' , transfert du π^- au système $\Delta\pi$, suivent bien des exponentielles, avec des pentes semblables à la production des baryons $N^{*\circ}$, de l'ordre de 3 GeV^{-2} .

Etudions maintenant les conclusions que l'on peut obtenir sur le mécanisme de production des états Δ^+1890 et Δ^-1890 .

Nous avons vu que la production de l'état Δ^+1890 intervient seulement par l'échange du Δ . La production de l'état Δ^-1890 peut avoir lieu par un échange de N ou de Δ



Si l'on admet que les deux états Δ^+ et Δ^-1890 sont produits par un échange de Δ seulement, nous pouvons estimer le rapport

$$\Delta^0\pi^- / (\Delta^{++}\pi^- + \Delta^0\pi^+) = 1/13$$

en appliquant simplement les coefficients de Clebsch - Gordan à la production et à la désintégration du baryon. Par contre, le rapport expérimental que nous obtenons est = 1.1. Donc, si nous supposons que dans la production du Δ^- les deux mécanismes d'échange N ou Δ n'interfèrent pas, nous pouvons conclure que 90 % du Δ^- est produit par échange de nucléon.

De cette étude de la production des systèmes $(p_R\pi^\pm\pi^-)$, nous pouvons donc tirer les conclusions suivantes :

1) Mise en évidence de la production d'un autre baryon $\Delta_{5/2}^\pm 1890$, identifié dans le mécanisme de désintégration intermédiaire $\Delta 1232 + \pi$. L'état $\Delta^0\pi^-$ assure qu'il s'agit bien d'un Δ .

2) Observation des baryons $N^{*+}1520$, $N^{*+}1688$ et Δ^+1890 dans les deux états intermédiaires de charge $\Delta^{++}\pi^- / \Delta^0\pi^+$, dans des rapports compatibles avec leur isospin compte tenu des fortes réflexions d'un état sur l'autre pour les deux premier baryons.

3) Production de l'état Δ^-1890 dominée par un mécanisme d'échange de nucléon, responsable de $\sim 90\%$ de sa production, face au mécanisme d'échange de Δ .

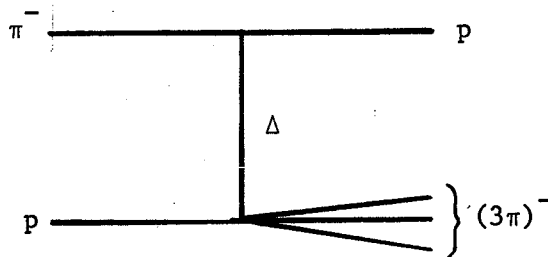
V.3.3. ETUDE DES PROCESSUS $\pi^- p \rightarrow p_R (\pi^+ \pi^- \pi^-)$

Nous abordons dans ce paragraphe une des études les plus intéressantes de notre réaction : il s'agit de la production du système $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ à l'arrière, dont nous avons déjà montré que $\sim 30\%$ des événements peuplent le secteur du L.P.S. associé à leur production à l'arrière.

Le spectre de masse $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ pour le lot total porté sur la figure 36, montre une indication de la production du méson A_2^- à l'arrière. Si l'on sélectionne uniquement les événements les plus périphériques, $|u_{\pi^-, p_R}| < 0,5 \text{ GeV}^2$, on observe un signal clair correspondant à la production du A_2^- (figure 47).

Il est intéressant de noter que notre expérience observe la production à l'arrière du A_2 par une analyse exclusive dans les collisions $\pi^- p$. En effet, cette production a été mise en évidence uniquement dans une expérience en masse manquante ⁽³⁰⁾ $\pi^- p \rightarrow p X^-$, qui étudiait la production de mésons X^- par échange baryonique. Une autre expérience semblable à la notre ⁽²⁹⁾ avec beaucoup moins de statistique, et à plus basse énergie (8 GeV/c) n'avait pas réussi à observer la production à l'arrière du A_2 ; donnant comme limite supérieure $\sigma_{A_2} < 0.7 \text{ } \mu\text{b}$.

Mis à part cette confirmation de la production du A_2^- , l'étude du système $\pi^+ \pi^- \pi^-$ produit à l'arrière par un mécanisme d'échange de Δ est intéressante



pour voir s'il y a aussi production des mésons controversés ⁽²⁴⁾ A_1 1100 et A_3 1680. Leur mise en évidence peut contribuer à clarifier leur nature. En effet, la plupart des expériences réalisées à l'heure actuelle ont étudié le système (3π) produit diffractivement ⁽³¹⁾ et elles trouvent des structures près du seuil $\rho\pi$ et $f\pi$, appelées A_1 et A_3 respectivement, et semblent mettre en doute la nature résonante de ces phénomènes.

Nous discuterons plus en détail l'interprétation de ces états dans le prochain chapitre, et nous passerons en revue les modèles théoriques qui ont été proposés pour expliquer ces phénomènes. Nous comparerons nos résultats, et les conséquences qui en découlent, avec les résultats d'autres expériences

semblables à la nôtre .

Nous exposerons ici les résultats de notre analyse .

A) Revue des spectres de masse

Si on examine à nouveau la figure 47, montrant le spectre de masse $(3\pi)^-$ avec la sélection des événements plus périphériques, il est évident en dehors de la production du A_2^- qu'il existe un épaulement significatif vers 1100 MeV. Cependant, aucune conclusion ne peut raisonnablement être tirée, sans une étude du fond, qui est très important.

L'étude des processus $N^{*0}\rho^0$ et $N^{*0}f^0$, a mis en évidence leur production importante. Afin d'éviter toute réflexion de ces mécanismes sur le spectre de masse $\pi^+\pi^-\pi^-$, nous avons éliminé les événements ayant au moins une combinaison $M_{p\pi} < 1.8$ GeV. Ce critère est très sévère : il élimine 72 % des événements ; ajoutons aussi que cette sélection permet en même temps de supprimer les événements du signal $\Delta^{++}1232$ visible dans la figure 33, ainsi que tous les événements avec des baryons à trois corps étudiés dans V.3.2, soit : $N^{*+}1520$, $N^{*+}1688$ et $\Delta^{\pm}1890$.

Cette première coupure doit nous garantir que tout signal dans le spectre de masse $(3\pi)^-$ qui resterait, ne peut pas provenir d'une fausse projection d'un signal dans une autre voie. En effet, la figure 48 montre le spectre de masse $(3\pi)^-$ avec le critère défini. Les indications de l'existence d'une bosse associée au A_1 persistent, et quant au A_2 il n'existe pas de doute non plus de sa production. La figure 49, qui montre le spectre de masse des événements rejetés (avec au moins une combinaison $M_{p\pi} < 1.8$ GeV) ne contient pas d'indication de structures dans la région du $A_1 - A_2$.

Nous avons donc une confirmation du bien fondé de notre coupure en masse $M_{p\pi}$ - puisqu'elle n'introduit pas de biais dans la région de faibles masses (3π) . En contre partie, une telle coupure biaise les distributions angulaires de désintégration du système 3π . Nous verrons plus tard la localisation de ce biais, et comment nous l'avons corrigé.

Il est bien connu que le A_1 s'interprète comme une structure au seuil de la masse $\rho\pi$ (100 %) et celle-ci est aussi le mode dominant de désintégration du A_2 (70.9 %). Il est naturel donc que la sélection du mode $\rho\pi$, renforce les

signaux du A_1 et du A_2 si vraiment ils existent.

Compte tenu de la sélection que nous avons imposé : éliminer les événements avec $M_{p\pi^-} < 1.8$ GeV, on peut s'interroger s'il reste une indication du ρ^0 et du f^0 dans la masse $\pi^+\pi^-$ des événements retenus. La réponse, bien que partiellement visible dans le diagramme triangulaire de la figure 30, nous est donné par la figure 50, où on observe une production très forte du ρ^0 , tandis qu'on ne voit pas d'indication claire du f^0 , ce qui nous laisse très peu d'espoir d'étudier convenablement le A_3 , qui devrait se manifester dans le mode $f\pi$.

Dans le but d'améliorer le rapport signal/fond nous avons donc sélectionné les événements avec au moins une combinaison $0,6 \leq M(\pi^+\pi^-) < 0,9$ GeV qui définit notre intervalle du ρ^0 .

Le spectre de masse $\rho^0\pi^-$, avec les événements $M_{p\pi^-} < 1.8$ GeV éliminés, est montré dans la figure 51. Dans cette même figure, en traits discontinus, nous avons porté le même spectre de masse avec en plus une sélection des événements les plus périphériques $u'_{\pi^-, P_R} < 0,5$ GeV².

Il n'existe pas de doute, d'après ces figures, de l'existence aux deux énergies étudiées, d'un signal vers $M \sim 1100$ MeV que nous identifions au candidat A_1 ainsi que la confirmation du signal correspondant au A_2 1310. Cette mise en évidence est étayée par le fait que ces signaux deviennent clairement significatifs (surtout le signal A_1) quand on sélectionne la masse $\rho\pi$.

Pour illustrer que l'acceptance des chambres à étincelles de l'Oméga ne perturbe pas outre-mesure le spectre de masse $\rho^0\pi^-$, nous avons calculé le poids moyen expérimental lié à la détection d'un événement dans l'appareillage Oméga et de reconstruction dans nos programmes, comme nous l'avons discuté au chapitre IV. Nous avons calculé ce poids pour les événements satisfaisant aux coupures décrites dans ce chapitre ci, et les résultats sont portés sur la figure 52. On constate que le poids moyen de détection est de ~ 2.6 pour $M(\rho^0\pi^-)$ autour de la masse du A_1 et de ~ 2.2 pour la masse du A_2 . De même, le spectre de masse 3π des événements quasi-deux corps N^*_ρ, N^*_f rejetés ici ne montre pas de discontinuité entre le A_1 et le A_2 (figure 49). Donc aucune structure ne peut expliquer une discontinuité capable de créer un trou de détection entre la masse du A_1 et celle du A_2 .

Nous avons donc tenté plusieurs lissages des spectres de masse $\rho^0 \pi^-$, à l'aide de deux Breit - Wigner. La reproduction exacte du fond non résonant pose des problèmes. Cependant la forme analytique la mieux adaptée à reproduire ces spectres a été

$$f(M) = K(M - M_0)^\alpha (M_1 - M)^\beta Q(M) \left[1 + BW_{A_1} + BW_{A_2} \right]$$

avec $Q(M)$, un polynôme de deuxième degré qui assure le comportement du fond multiplié par les deux premiers facteurs qui donnent le comportement correct aux extrémités du spectre. La forme de Breit - Wigner utilisée a été

$$BW_A = \frac{N \Gamma_A/2}{(M - M_A)^2 + (\Gamma_A/2)^2}$$

Les résultats de nos meilleurs ajustements ont été les suivants :

	A_1	A_2
9 GeV/c	$M = 1040 \pm 25 \text{ MeV} \quad \Gamma = 192 \pm 11 \text{ MeV}$	$M = 1306 \pm 12 \text{ MeV} \quad \Gamma = 90 \pm 30 \text{ MeV}$
12 GeV/c	$M = 1060 \pm 14 \text{ MeV} \quad \Gamma = 200 \pm 8 \text{ MeV}$	$M = 1300 \pm 15 \text{ MeV} \quad \Gamma = 114 \pm 8 \text{ MeV}$

Les erreurs sont purement statistiques. On constatera le bon accord des paramètres obtenus pour le A_2 avec les moyennes mondiales ($M = 1310 \pm 5 \text{ MeV}$, $\Gamma = 102 \pm 5 \text{ MeV}$).

B) Distribution du quadrimoment de transfert u'

Il est très intéressant de constater que les spectres du quadrimoment de transfert u du π^- incident au proton rapide sortant (en l'occurrence identique au transfert du proton cible au système 3π) montrent une production périphérique du A_1 et du A_2 .

Si nous examinons les diagrammes de Chew-Low, transfert u en fonction de la masse 3π , portés dans la figure 53, sans aucun critère de sélection, on constate la production abondante dans les petites valeurs des transferts. Mais plus remarquable est le fait que le même diagramme de Chew-Low dans la figure 54 avec les événements $M_{p\pi^-} < 1.8 \text{ GeV}$ éliminés montre deux accumulations

à faible transfert associées aux résonances A_1 et A_2 .

L'ajustement des spectres en $u' = u_{\max} - u$ a été fait, pour les événements se trouvant dans la région du A_1 : $0.95 < M_{\rho\pi} < 1.15$ GeV et du A_2 : $1.2 < M_{\rho\pi} < 1.4$ GeV. Ces spectres s'ajustent bien à une loi exponentielle $d\sigma/du' \sim \exp(-Bu')$, et les valeurs des pentes obtenues en fonction de l'énergie sont

	A_1	A_2
9 GeV/c	$B = 3.30 \pm 0.16 \text{ GeV}^{-2}$	$B = 2.01 \pm 0.13 \text{ GeV}^{-2}$
12 GeV/c	$B = 4.00 \pm 0.26 \text{ GeV}^{-2}$	$B = 2.79 \pm 0.22 \text{ GeV}^{-2}$

Ces pentes semblent augmenter sensiblement avec l'énergie du faisceau incident (c'est-à-dire il y a une indication de "shrinking"). Aussi ces pentes sont systématiquement plus élevées pour le A_1 que pour le A_2 ce qui est compatible avec une étude inclusive réalisée avec les données à 12 GeV/c dans $\pi^- p \rightarrow p_R X^-$ de notre collaboration ⁽¹⁷⁾. Cependant, nos résultats ont une grande incertitude parce-que le fond non résonant est très important ; d'après nos estimations, il est de ~ 65 % dans la région du A_1 et de ~ 75 % dans la région du A_2 .

C) Spin-parité

Toute tentative d'étude du spin-parité des structures A_1 , A_2 dans les spectres de masse $\rho^0 \pi^-$ semble exclue, puisque nous ne disposons pas d'une statistique suffisante et que le fond est important.

L'examen des variations des harmoniques sphériques est peu concluant à cause des erreurs statistiques importantes. Le fond sur les structures peut aussi influencer beaucoup les résultats. Cependant, si nous nous limitons à des aspects qualitatifs, l'observation des spectres des distributions angulaires de désintégration, en fonction de la masse $\rho^0 \pi^-$ (figure 55) qui seront analysés plus tard, montrent des comportements assez uniformes. Autrement dit, les puissances en $\cos\theta$ nécessaires pour rendre compte de ces spectres ne sont pas très élevées. Si l'on tient compte du théorème de complexité maximale, qui prouve que pour une particule de spin S, l'harmonique sphérique Y_L^M avec la valeur maximum de L nécessaire pour reproduire sa distribution angulaire est

donné par $L = 2S$, on peut simplement conclure que le spin de ces structures n'est pas très élevé.

Des tests simples, tels que celui proposé par Berman - Jacob (32) pour l'étude des désintégrations séquentielles $A \rightarrow \rho\pi$, $\rho \rightarrow \pi\pi$, n'apporte pas de résultats convaincants à cause des erreurs trop grandes.

Signalons enfin que si le A_1 est une résonance $\rho^0\pi^-$ dans l'onde S, la distribution angulaire du ρ^0 par rapport à la direction du A_1 dans le centre de masse du A_1 doit être isotrope. Nous avons vérifié cela. Cependant, la coupure $M_{p\pi} < 1.8$ GeV, élimine tous les événements avec $\cos\theta^* > 0.8$ comme il faut s'y attendre. La comparaison du spectre $\cos\theta^*$ avec les résultats de nos simulations confirment bien que ce spectre, compte tenu des coupures et de l'acceptance, est isotrope. Ces effets ne sont pas clairement visibles dans la figure 55, où on montre les angles de Jackson de la normale au plan de désintégration des (3π) .

D) Distributions angulaires de désintégration

Nous supposons que le spin-parité de la structure que nous avons trouvé dans le A_1 est 1^+ . Quant à la structure A_2 , il est bien établi qu'il s'agit d'une particule de spin parité 2^+ .

L'étude des distributions angulaires de désintégration des systèmes à trois particules, tel que celui qui nous concerne peut se mener de façon analogue à celle que nous avons discuté dans V.3.1 concernant les désintégrations du ρ^0 et du f^0 . Nous utiliserons ici les mêmes conventions d'axe suggérées par Gottfried - Jackson, et nous définirons simplement les angles de Jackson $(\cos\theta_J, \phi_J)$ comme ceux portés par la normale au plan de désintégration du système $(\pi^+\pi^-\pi^-)$ dans son centre de masse.

La distribution angulaire de désintégration que doit suivre la normale au plan de désintégration pour une particule de $J^P = 1^+$ suit la forme (33)

$$W_{1^+}(\cos\theta_J, \phi_J) = (3/8\pi) \left\{ \rho_{00} \sin^2\theta_J + \rho_{11} (1 + \cos^2\theta_J) + \sqrt{2}\text{Re}\rho_{10} \sin 2\theta_J \cos\phi_J + \rho_{1,-1} \sin^2\theta_J \cos 2\phi_J - 2\sqrt{2}\gamma \text{Im}\rho_{10} \sin\theta_J \sin\phi_J \right\}$$

où γ est un facteur dépendant du mécanisme de désintégration, qui dans notre cas est $\gamma = 0$ parcequ'il y a deux particules identiques dans l'état étudié.

La forme de la matrice densité reste la même que celle du ρ^0 étudié dans V.3.1. La condition de trace est aussi la même (5.5). La méthode de moments (5.8) est applicable, et avec la convention (5.9) nous arrivons aux expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \rho_{00} &= 2 - 5 \langle Z^2 \rangle \\ \rho_{11} + \rho_{1,-1} &= 2 - 5 \langle Y^2 \rangle \\ \rho_{11} - \rho_{1,-1} &= 2 - 5 \langle X^2 \rangle \\ \text{Re} \rho_{10} &= 5\sqrt{2} \langle ZX \rangle / 2 \end{aligned}$$

Le résultat de ces valeurs moyennées obtenues pour le A_1 , par la sélection $0,95 < M(\rho^0 \pi^-) < 1,15$ GeV, et toujours avec les coupures décrites dans cette partie, est le suivant :

	ρ_{00}	$\rho_{11} + \rho_{1,-1}$	$\rho_{11} - \rho_{1,-1}$	$\text{Re} \rho_{10}$
9 GeV/c	0.50 ± 0.06	$0.38 \pm .07$	$0.12 \pm .07$	$.10 \pm .04$
12 GeV/c	0.34 ± 0.10	$0.54 \pm .10$	$0.12 \pm .10$	$-.05 \pm .06$

Le spectre de $\cos\theta_J$ correspondant étant celui de la figure 55 a).

Ces derniers résultats, malgré la présence d'un fond important, indiquent que la production du A_1 se fait avec des populations non négligeables de ρ_{00} et ρ_{11} comme il faut s'attendre naïvement d'un mécanisme d'échange de Δ .

Nous avons effectué la même études pour le A_2 . A nouveau nous étudierons la désintégration du système $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$ à travers la normale au plan de désintégration de ce système. Les angles de Jackson seront donc définis comme dans le A_1 . De plus la distribution de ces angles doit suivre la même forme que celle utilisée pour le f^0 (5.11) et les éléments de la matrice densité du A_2 seront calculés suivant les mêmes expressions (5.12). La définition de l'intervalle de masse a été $1.2 < M(\rho^0 \pi^-) < 1.4$ GeV. Le spectre $\cos\theta_J$ a été porté sur la figure 55.b), et les résultats obtenus sont :

	ρ_{00}	$\rho_{11}^{+\rho_{1,-1}}$	$\rho_{11}^{-\rho_{1,-1}}$	$\rho_{22}^{+\rho_{2,-2}}$	$\rho_{22}^{-\rho_{2,-2}}$	$\text{Re}\rho_{2,-1}^0$	$\text{Re}\rho_{10}^0$	$\text{Re}\rho_{20}^0$	$\text{Re}\rho_{21}^0$
9 GeV/c	.16±.03	.18±.03	.26±.03	.21±.03	.13±.03	-.01±.02	-.02±.02	-.04±.02	.07±.02
12 GeV/c	.25±.05	.26±.05	.12±.04	.20±.05	.17±.05	.06±.03	-.01±.03	-.06±.03	.06±.03

Au contraire du f^0 , on trouve ici des éléments ρ_{22} du même ordre de grandeur que ρ_{ii} avec $i < 2$. Ceci est tout à fait raisonnable puisque le A_2 est produit par échange de Δ , indiquant ainsi que l'annihilation $p\bar{\Delta}$ est à l'origine du peuplement de tous les états de polarisation permis pour le A_2 .

E) Sections efficaces de production du A_1 et du A_2 .

Pour estimer les sections efficaces de production du A_1 et du A_2 à l'arrière, nous avons fait usage d'un programme de simulation par Monte-Carlo de ces deux réactions.

Dans ce programme on simule ces réactions suivant le mécanisme de production que nous avons déterminé (loi exponentielle : $\exp(-Bu')$). La désintégration du système A_1 ou A_2 est faite suivant une Breit - Wigner, dans le mode $\rho^0\pi^-$. Les distributions angulaires sont celles définies par les éléments de la matrice densité calculée.

On applique les mêmes coupures faites lors de l'analyse sur la masse ($p_R\pi^-$) (permettant de corriger les biais dans la désintégration de A_1 et du A_2), le transfert, la sélection du ρ^0 . Enfin, on calcule l'acceptance du déclenchement ainsi que l'acceptance de détection de 4 ou 3 branches dans l'Oméga et dans notre chaîne d'analyse. A partir des nombres d'événements ajustés nous arrivons aux sections efficaces suivantes :

	9 GeV/c			12 GeV/c		
	N. éven.	N. év. corrigés	$\sigma(\mu\text{b})$	N. éven.	N. év. corrigés	$\sigma(\mu\text{b})$
$A_1^-(\rho^0\pi^-)$	160 ± 13	1518	0.28 ± .014	105 ± 10	830	0.21 ± .013
$A_2^-(\rho^0\pi^-)$	120 ± 11	828	0.16 ± .012	60 ± 8	357	0.10 ± .012

Si en plus nous tenons compte du rapport de branchement

$$\frac{A_2^- \rightarrow \rho^0 \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-}{A_2^- \rightarrow \text{total}} = 0.709 \times \frac{1}{2} = 0,35$$

et si nous supposons que le seul mode du A_1 est $\rho\pi$ soit $\frac{A_1^- \rightarrow \rho^0 \pi^-}{A_1^- \rightarrow \text{total}} = 1/2$

nous obtenons :

	9 GeV/c	12 GeV/c
$\pi^- p \rightarrow p_R A_1^-$	$0.56 \pm 0.04 \mu\text{b}$	$0.42 \pm 0.05 \mu\text{b}$
$\pi^- p \rightarrow p_R A_2^-$	$0.46 \pm 0.04 \mu\text{b}$	$0.29 \pm 0.04 \mu\text{b}$

Les erreurs portées dans ce tableau ne contiennent pas l'incertitude sur la normalisation globale de notre expérience ($\sim 12\%$)

Si nous calculons l'exposant n , paramétrisant la variation de la section efficace avec l'énergie $\sigma \sim s^{-n}$, nous obtenons

$$n = 1.08 \pm 0.20 \quad \text{pour le } A_1$$

$$n = 1.74 \pm 0.28 \quad \text{pour le } A_2$$

Le résultat pour le A_2 est en accord avec les prédictions du modèle de Regge. On s'attend en effet à ce que l'échange d'une trajectoire Δ soit à l'origine de variations plus douces de la section efficace, que l'échange d'une trajectoire N , parce que d'après le modèle de Regge

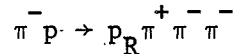
$$\sigma \sim s^{2\alpha_0 - 2}$$

avec α_0 = intercept de la trajectoire échangée. Dans l'hypothèse simple de l'échange de Δ_δ pur, $\alpha_0 \sim 0.1$ et $n \sim 1.8$ et la variation de σ est moins forte que si la trajectoire échangée est N_α ($\alpha_0 \sim -0.3$ et $n \sim 2.6$). Ce résultat est compatible avec les exposants n plus élevés que nous avons obtenu pour les canaux $N^* \rho^0$ et $N^* f^0$, dominés par un échange de nucléon.

Nous avons déjà vu le spectre de masse $\pi^+\pi^-$ (figure 50) après la sélection nécessaire pour mener à bien l'étude de ce système à l'arrière. Nous avons remarqué que le signal f^0 n'était pas très visible. Il est tout à fait exclu que nous puissions faire une étude du système $f^0\pi^-$, puisque le fond est trop important. Néanmoins, nous montrons la figure 56 qui donne le spectre de masse $f^0\pi^-$, avec les mêmes critères suivis pour l'étude faite avec le système $\rho^0\pi^-$, et nous remarquons que en dehors de la faible statistique, il est très difficile de déceler un signal quelconque dans ce spectre.

CONCLUSION

L'étude exhaustive de la production de quasi-deux corps présents dans la réaction



à 9 GeV/c et à 12 GeV/c a montré que

1) La production des baryons $\Delta^{\circ}1232$, $N^{*\circ}1520$ et $N^{*\circ}1688$ avec un ρ° ou un f° de recul, domine dans ces événements. Le mécanisme de production est compatible avec l'échange dominant d'un nucléon non polarisé pour le f° et faiblement polarisé pour le ρ° . Les sections efficaces augmentent avec la masse du baryon et diminuent avec celle du méson de recul.

2) Le baryon $\Delta^{\pm}1890$ est produit, et il a été aussi établi que le mécanisme de production de l'état Δ^- est $\sim 90\%$ par échange de nucléon.

3) L'étude du système $(3\pi)^-$ à l'arrière présente une production du A_2^-1310 ainsi que la présence d'un signal dans la masse $\rho^{\circ}\pi^-$ avec des propriétés

$$M_{\rho\pi} = 1060 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \Gamma_{\rho\pi} = 200 \text{ MeV}$$

compatible avec le méson A_11100 , et avec des sections efficaces de production de l'ordre de $0,5 \mu\text{b}$ pour ces deux états.

4) Les variations des sections efficaces avec l'énergie sont qualitativement en accord avec les prédictions du modèle de Regge. En particulier nous avons trouvé une décroissance en $\sim s^{-3}$ pour les mécanismes $N^{\circ}\rho$ et $N^{\circ}f$, dominés par un échange de N, et une décroissance $\sim s^{-1.5}$ pour les mécanismes pA_1 et pA_2 qui sont produits par un échange de Δ .

5) La réaction $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ est dominée par des productions d'états quasi-deux corps. La production d'états non résonants en quasi-deux corps est estimée à moins de 30 %.

En dehors de la richesse spectroscopique de ces résultats, il apparaît dans l'ensemble de ces données une régularité très intéressante. En effet si

nous acceptons les nombres quantiques des baryons produits par échange de nucléon comme mécanisme dominant, tout porte à croire que cet échange favorise la production de baryons avec une naturalité

$$n = \tau \cdot P = +$$

avec τ la signature du baryon produit $\tau = (-1)^{J-1/2}$ et P sa parité intrinsèque. Cette règle serait à l'origine de la dominance du $N^{*0}1688$, et de la production de $N^{*0}1520$ ainsi que du $\Delta 1890$. Le seul baryon qui échappe à cette règle est le $\Delta^0 1232$ qui a une naturalité $n = -$ et qui est produit avec une section efficace très faible. Une conclusion similaire a pu être tirée dans l'étude des baryons produits dans la réaction $\pi^- p \rightarrow N^{*0} \pi^0$ (18), faite par notre collaboration, où le baryon $\Delta^0 1232$ est très faiblement produit et en plus on a chiffré à 70 % l'échange de Δ dans sa production.



- CHAPITRE VI -

DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

VI-1 REVUE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU SYSTEME ($\pi \pi \pi$)

VI.1.1. PRODUCTION DIFFRACTIVE

VI.1.2. PRODUCTION NON DIFFRACTIVE

VI-2 BREF APERCU THEORIQUE

VI.2.1. PREDICTIONS DU MODELE DE QUARKS

VI.2.2. L'EFFET DECK. GENERALISATIONS.

CONCLUSIONS GENERALES.

VI. DISCUSSION DES RESULTATS OBTENUS

Ce dernier chapitre commentera nos résultats sur la réaction

$$\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$$

en les comparant à ceux qui ont été publiés par d'autres expériences. Dans une première partie nous passerons en revue les résultats sur le système $(\pi \pi \pi)$ suivant le mécanisme de production, et dans une deuxième partie, nous décrirons brièvement les modèles théoriques proposés pour rendre compte des résultats obtenus.

VI.1 REVUE EXPERIMENTALE DE LA PRODUCTION DU SYSTEME $(\pi^+ \pi^- \pi^-)$.

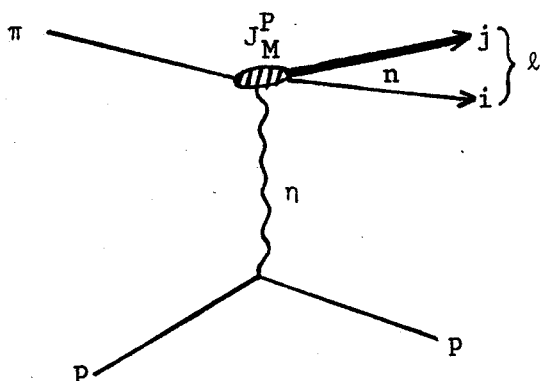
Nous commenterons d'abord les résultats acquis par les expériences qui ont étudié la production du système (3π) par des mécanismes diffractifs (à l'avant) et nous comparerons ces résultats avec les expériences non-diffractives tel que la nôtre.

VI.1.1. PRODUCTION DIFFRACTIVE

Depuis 1965, de nombreuses études ont été faites sur le système $(3\pi)^\pm$ produit par des faisceaux de π^\pm allant de ~ 5 à 40 GeV/c (voir par ex. : réf. (31)), utilisant des détecteurs classiques, sans déclenchement, tels que la chambre à bulles. La production de (3π) est alors dominée par des mécanismes diffractifs.

Les analyses de ce système ont été faites suivant la méthode de décomposition en ondes partielles, telle que G. Ascoli et al (34) et les résultats recouvrent la région $M_{3\pi} < 2$ GeV.

Les méthodes d'analyse reposent sur l'hypothèse de production du système (3π) , suivie d'une désintégration en deux corps (ex. : $A_2 \rightarrow \rho\pi$). Le nombre de paramètres nécessaires pour définir une onde partielle est donné et illustré ci-dessous :



n : naturalité de l'échange (+, -)

J^P : spin-parité de (3π)

M : hélicité voie t (0, 1)

n : nombre de combinaisons de 2π sur les 3π (=3)

j : spin du système 2π

l : moment angulaire entre j et le pion célibataire i

Les conclusions que l'on tire de l'ensemble des expériences diffractives se résument ainsi :

- 1) le nombre d'ondes nécessaires qui expliquent les spectres (3π) est inférieur à 10 ;
- 2) les ondes de la série J^P non-naturelle : 0^- , 1^+ , 2^- , ... dominant. Elles sont produites par un échange de parité naturelle (ex. : Pomeron)
- 3) les états $(3\pi)^\pm$ dominants sont :
 A_1 (~ 1.15 GeV) $J^P = 1^+$, $\rho\pi$ onde S
 A_2 (~ 1.31 GeV) $J^P = 2^+$, $\rho\pi$ onde P
 A_3 (~ 1.65 GeV) $J^P = 2^-$, $f\pi$ onde S
et pratiquement avec la même intensité en charge + qu'en charge -.

Ces dernières ondes dominantes ont des intensités qui suivent parfaitement des Breit-Wigner, plus ou moins larges. Par contre, le comportement des phases est surprenant.

Toutes les expériences sont d'accord sur la nature résonante du A_2 , seul état de spin-parité naturelle produit, dont la phase (2^+) varie brusquement de $-\pi/2$ à $\pi/2$ au passage par la valeur centrale de la masse $M = 1310$ MeV. Par contre, les phases des ondes $1^+(A_1)$ et $2^-(A_3)$ sont presque constantes, tout le long de l'intervalle de masse correspondant.

Les résultats des expériences diffractives se résument donc ainsi : production d'états A_1 , A_3 près du seuil des masses $\rho\pi$ et $f\pi$ respectivement, avec des largeurs de Breit-Wigner élevées ($\Gamma > 300$ MeV) et avec des phases variant très lentement avec la masse. On a été ainsi amené à interpréter ces états A_1 et A_3 non pas comme des résonances, mais comme des états composés $\rho\pi$ ou $f\pi$, donnant lieu à un accident cinématique au seuil, explicable par exemple par des effets du type Deck⁽³⁵⁾, qui ont été par la suite un peu plus élaborés et ont conduit aux modèles de double échange de Regge⁽³⁴⁾ qui semblent expliquer la plupart des résultats diffractifs (voir § VI.2.2.).

Toutefois, certains auteurs des expériences commentées n'excluent pas l'hypothèse que la structure appelée A_1 ne soit en réalité, composée d'une vraie résonance étroite sur un "fond" non résonant, du type Deck, de mêmes nombres quantiques J^P .

Il est donc évident, d'après ces considérations, que l'établissement de la bosse du A_1 comme une résonance demande une confirmation dans d'autres mécanismes. Pour le A_3 , les conclusions sont encore moins nettes que pour le A_1 , même dans les expériences diffractives⁽³⁶⁾.

VI.1.2. PRODUCTION NON-DIFFRACTIVE

Une expérience, utilisant la méthode de décomposition en ondes partielles, a étudié la réaction $\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0) \Delta^{++}$ 1232 avec des π^+ de 7.1 GeV/c⁽³⁷⁾. La statistique était de 12800 événements avec $|t| < 0.8 \text{ GeV}^2$. Aucun signal de production des états A_1^0 et A_3^0 n'a été vu, contrairement à la résonance A_2^0 , qui est produite. Le système $(3\pi)^0$ produit dans cette expérience est dominé par l'échange de parité non naturelle, à l'opposé des expériences diffractives. Une autre expérience⁽³⁷⁾ $\pi^+ n \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0) p$ à 4 GeV/c ne trouve pas le A_1^0 .

Les expériences que nous commenterons par la suite, sont semblables à la nôtre : il s'agit de la production par échange baryonique, et on tirera les différentes conclusions de leur comparaison aux expériences diffractives.

La première expérience donnant des résultats de la production à l'arrière est celle de Anderson et al⁽³⁰⁾ qui utilisant un spectromètre de masse manquante, n'a pas étudié le système 3π proprement dit. Ce groupe analyse la production $\pi^- p \rightarrow p X^-$ avec un déclenchement sur le proton rapide à deux énergies : π^- de 8 GeV/c (acceptance $u > -0.4 \text{ GeV}^2$) et π^- de 16 GeV/c ($u > -0.73 \text{ GeV}^2$). Leurs résultats concernant $\pi^- p \rightarrow p \pi^-$ et $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$ sont compatibles avec les résultats obtenus par notre collaboration⁽¹⁸⁾. Le plus intéressant est que dans leurs données à 16 GeV/c ils trouvent la production du A_1 et du A_2 avec

$$\begin{array}{lll}
 M_{A_1} = 1115 \pm 20 \text{ MeV} & \text{et } \Gamma = 98 \begin{array}{l} + 45 \\ - 20 \end{array} \text{ MeV} & \sigma = 0.35 \text{ } \mu\text{b} \\
 M_{A_2} = 1295 \pm 20 \text{ MeV} & \Gamma = 90 \begin{array}{l} + 10 \\ - 50 \end{array} \text{ MeV} & \sigma = 0.21 \text{ } \mu\text{b}
 \end{array}$$

qui sont en accord avec nos résultats. La seule différence avec nos données est la pente dans la production du A_1 . Ils ont ajusté $d\sigma/du \propto \exp(Bu)$ et ils ont trouvé

$$B = 16.9 \pm 6.8 \text{ GeV}^{-2} \text{ pour le } A_1 \qquad B = 4.0 \pm 1.32 \text{ GeV}^{-2} \text{ pour le } A_2$$

Cependant leurs erreurs sont grandes, et situent ces valeurs à moins de deux écarts des nôtres ($B = 4.00 \pm 0.26$ pour le A_1 , $B = 2.70 \pm 0.22$ pour le A_2) Leurs données à 8 GeV/c ne montrent d'indication ni du A_1 ni du A_2 , donnant une limite $\sigma < 0.5 \begin{smallmatrix} + 0.5 \\ - 0.3 \end{smallmatrix} \mu\text{b}$, et ils ont raison de suspecter que c'est le fond important de N^* qui les empêche de les détecter. Rappelons ici que nos résultats indiquent une dominance de l'échange de nucléon dans la production de N^* et que par conséquent leur décroissance avec l'énergie est plus forte que la production du A_1^- et A_2^- (échange de Δ).

Une autre expérience⁽²⁹⁾ réalisée aussi avec des π^- de 8 GeV/c utilisant un déclenchement sur un proton rapide, plus restreint que le nôtre (leur acceptation angulaire est : $\theta_p < 35$ mrad comparée à la nôtre : $\theta_p < 150$ mrad) et utilisant une chambre à streamer. L'étude des 1227 événements $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^- \pi^-$ obtenus, ne donne pas d'indication du A_1 ni du A_2 . Leur limite supérieure est $\sigma < 0.9 \mu\text{b}$.

Finalement, des résultats tous récents⁽³⁸⁾ de la collaboration $K^- p$ à 4.2 GeV/c ont été publiés sur l'analyse de la réaction $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$, à petit u (transfert du K^- au Σ^-), obtenue dans la chambre à bulles de 2 m. à hydrogène du CERN et dont la statistique correspond à 128 ev/ μb . De leur étude du spectre $(3\pi)^+$ ils concluent que des signaux correspondant au A_1^+ ($J^P = 1^+$) et au A_2^+ ($J^P = 2^+$) sont mis en évidence par leur étude des amplitudes de Zemach⁽³⁹⁾ en fonction de la masse $\rho^0 \pi^+$. Cette expérience donne les paramètres suivants pour le A_1

$$M = 1041 \pm 13 \text{ MeV et } \Gamma = 230 \pm 50 \text{ MeV}$$

tout à fait compatibles avec nos résultats. Ils donnent aussi une section efficace $K^- p \rightarrow \Sigma^- A_1^+$ de $3.6 \pm 0.5 \mu\text{b}$.

Des résultats préliminaires de cette même expérience, indiquent des conclusions semblables dans l'étude de la réaction $K^- p \rightarrow \Sigma^- 1385 \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

Pour être complets signalons que quelques expériences d'annihilation $p\bar{p}$, avec de faibles statistiques, donnent une indication de pics autour de 1.05 GeV dans la masse $(\rho\pi)^\pm$ ⁽⁴⁰⁾.

En conclusion, bien que l'expérience $K^- p$ commentée ci-dessus, soit la seule à prouver que l'état A_1 correspond bien à une amplitude 1^+ , formée par le système $\rho\pi$ dans l'onde S, aucune des expériences à l'arrière n'a encore établi la nature résonante du A_1 .

On dégage de ces expériences non diffractives, y compris la nôtre, que l'état $\rho\pi$ produit vers 1050 MeV est systématiquement plus étroit que celui produit diffractivement, et ceci est peut-être une indication très favorable à l'interprétation résonante du $A_1^{(41)}$, comme nous le verrons dans ce qui suit.

VI.2. BREF APERCU THEORIQUE

Nous rassemblerons ici une revue des idées théoriques que nous avons mentionné à diverses reprises dans notre exposé.

Nous verrons d'abord comment le modèle de quarks prédit l'existence du A_1 . Puis nous décrirons les conséquences expérimentales de l'effet Deck et ses généralisations suivant le modèle de Regge.

VI.2.1. PREDICTIONS DU MODELE DE QUARKS

Le modèle de quarks donne une classification des baryons comme membres de supermultiplets $SU(6)$ construits par les états liés de 3 quarks : $q q q$. Les mésons sont classés comme des états quark-antiquark $q\bar{q}$ liés par des forces invariantes $SU(3)$ et invariantes de spin des quarks. Si nous nous limitons aux mésons non charmés, on peut les classer dans des nonets $3 \times \bar{3} = 1 + 8$ et ces états seront des singlets ou triplets de spin : $1/2 \times 1/2 = 0 + 1$.

Si en plus on suppose un moment angulaire L entre q et \bar{q} , il apparaît une spectroscopie de multiplets que l'on caractérise par ⁽⁴⁵⁾

$$(1 + 8, 2S + 1L_J)$$

$s = 0, 1$ étant le spin du système $q\bar{q}$, et $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ le spin total.

Considérons l'état fondamental : $L = 0$. Il y a deux nonets :

$$(1 + 8, 1S_0) \text{ singlet de spin}$$

$$(1 + 8, 3S_1) \text{ triplet de spin}$$

La parité $P = (-1)^{L+1}$ et la conjugaison de charge $C = (-1)^{L+s} = (-1)^s$, ces deux nonets contiennent donc les mésons pseudo-scalaires (0^-) et vectoriels (1^-), et ils sont complets

$$(1 + 8, 1S_0) \implies K \pi \eta ; \eta'$$

$$(1 + 8, 3S_0) \implies K^* \rho \omega ; \phi$$

Une phénoménologie assez développée explique la brisure de masses :

par ex. : $\eta_8^2 = (4K^2 - \pi^2)/3$ (formule de Gellmann-Okubo) et les propriétés de mixing η, η' et ω, ϕ , etc...

Si nous considérons $L \neq 0$, on fait apparaître quatre nonets pour chaque L :

un singlet de spin : $(1 + 8, {}^1L_L)$

trois triplets de spin : $(1 + 8, {}^3L_{L+1}), (1 + 8, {}^3L_L), (1 + 8, {}^3L_{L-1})$

La parité est $P = (-1)^{L+1}$, et la conjugaison de charge $C = (-1)^{L+S}$: on a deux nonets qui tout en ayant les mêmes nombres quantiques J^P auront une C-parité opposée, à l'origine de propriétés différentes.

La situation expérimentale de ces quatre nonets peut se résumer dans le tableau suivant :

$J^P C$	$I=1, Y=0$	$I=0, Y=0$	$I=1/2, Y =1$	$I=0, Y=0$	I=isospin Y=hypercharge
2^{++}	A_2 (1310)	f (1270)	K^* (1420)	f' (1516)	$(1+8, {}^3P_2)$
1^{+-}	B (1237)	-	Q_B (1400)	-	$(1+8, {}^1P_0)$
1^{++}	A_1 (1100)	-	Q_A (1240)	-	$(1+8, {}^3P_1)$
0^{++}	δ (976)	S (993)	χ (1300)	-	$(1+8, {}^3P_0)$

Uniquement le nonet 2^{++} est complet. Les nombres quantiques du A_1 sont bien 1^{++} . En plus, la séparation des masses devraient s'expliquer phénoménologiquement par un couplage spin-orbite qui lèverait la dégénérescence entre ces quatre nonets suivant :

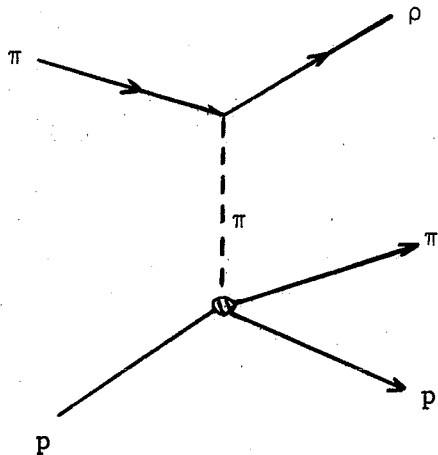
$$(m_{A_2}^2 - m_B^2) : (m_B^2 - m_{A_1}^2) : (m_{A_1}^2 - m_\delta^2) = 1 : 1 : 1$$

qui se trouve satisfaite.

Ajoutons au passage que la controverse expérimentale sur le A_1 est également posée par l'étude du système $(K\pi\pi)$, dans l'état $Q^{(42)}$, membre du même nonet que le A_1 .

VI.2.2. L'EFFET DECK - GENERALISATIONS

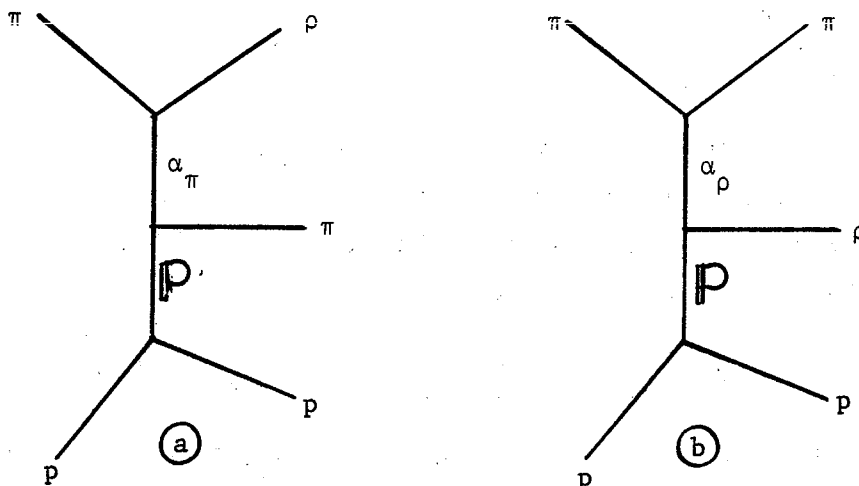
Les résultats des expériences diffractives faisant apparaître un pic à faible masse ($\pi\rho$) dans la réaction $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \rho^+ p$ ont été d'abord expliqués par un mécanisme de type Drell-Hiida-Deck, ou simplement effet Deck⁽³⁵⁾ (DHD) expliquant la production d'un pic au seuil $\pi\rho$ très périphérique par un diagramme d'échange d'un pion (voir diagramme) qui subit postérieurement une diffusion diffractive avec le nucléon :



diffRACTIVE avec le nucléon : on trouve que la masse $\pi\rho$ est centrée vers 1.15 GeV et a une largeur de 700 à 800 MeV. Ce modèle, en plus, prédit que la largeur doit augmenter avec l'énergie.

Une généralisation de ce modèle a été proposée⁽⁴³⁾, qui explique plus correctement les résultats diffractifs : il s'agit de "Reggeiser" l'échange du pion dans le diagramme précédent. Ce sont les modèles de Double Regge (DR) qui ont pu se développer grâce aux prescriptions multipériphériques déduites des idées de la dualité⁽⁴⁴⁾.

Les modèles DR considèrent ainsi les diagrammes d'échange des trajectoires de Regge suivants :



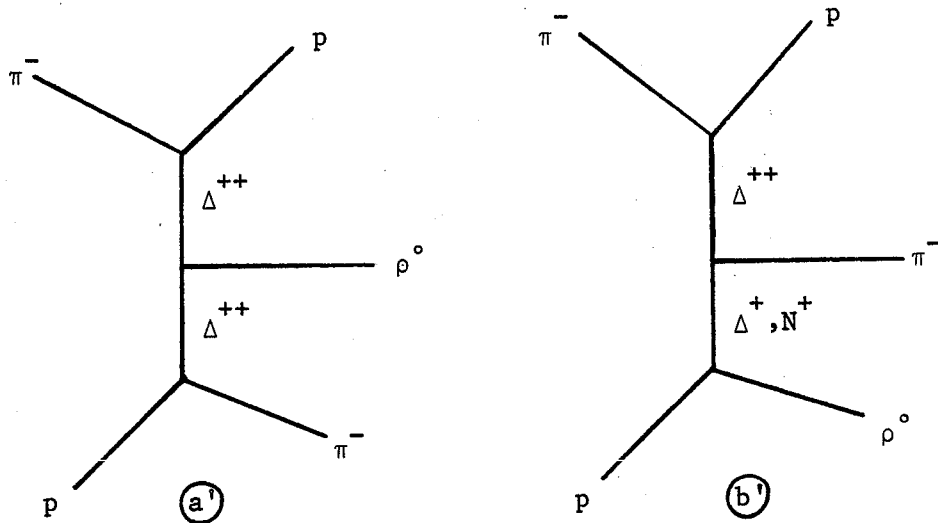
En fait, uniquement le diagramme (a) permet d'obtenir au bon accord avec les mesures : il reproduit mieux la forme de la masse $\pi\rho$ que le diagramme (b).

Les prédictions de ce modèle DR semblent mieux expliquer la production diffractive. Ainsi, la masse $\rho\pi$ calculée à l'aide de ce diagramme a les propriétés suivantes :

$m_{\pi\rho} \sim 1.08 \text{ GeV}$ et $\Gamma_{\pi\rho} \sim 450 \text{ MeV}$, beaucoup moins large que dans le simple cas de l'échange d'un π . Les auteurs de ces calculs insistent sur le fait qu'il est impossible en tout cas de reproduire un effet avec $\Gamma_{\pi\rho} < 350 \text{ MeV}$ par des mécanismes D.R.

Toutefois certains auteurs vont jusqu'à avancer que la dualité implique que l'effet Deck ne serait que la manifestation de la présence de résonances ⁽⁴⁴⁾.

Les conséquences d'un double échange de Regge ont été étudiées aussi à l'arrière ⁽⁴¹⁾, et si on se limite à notre cas particulier le mécanisme pourrait être :



On prouve que le diagramme (a') est le mieux adapté à reproduire les faibles masses ($\rho\pi$). Avec un tel mécanisme on arrive pratiquement aux mêmes prédictions sur les paramètres du système $\rho\pi$ produit que celles obtenus par les mécanismes DR à l'avant :

$$m_{\rho\pi} \sim 1070 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\rho\pi} \sim 450 \text{ MeV}$$

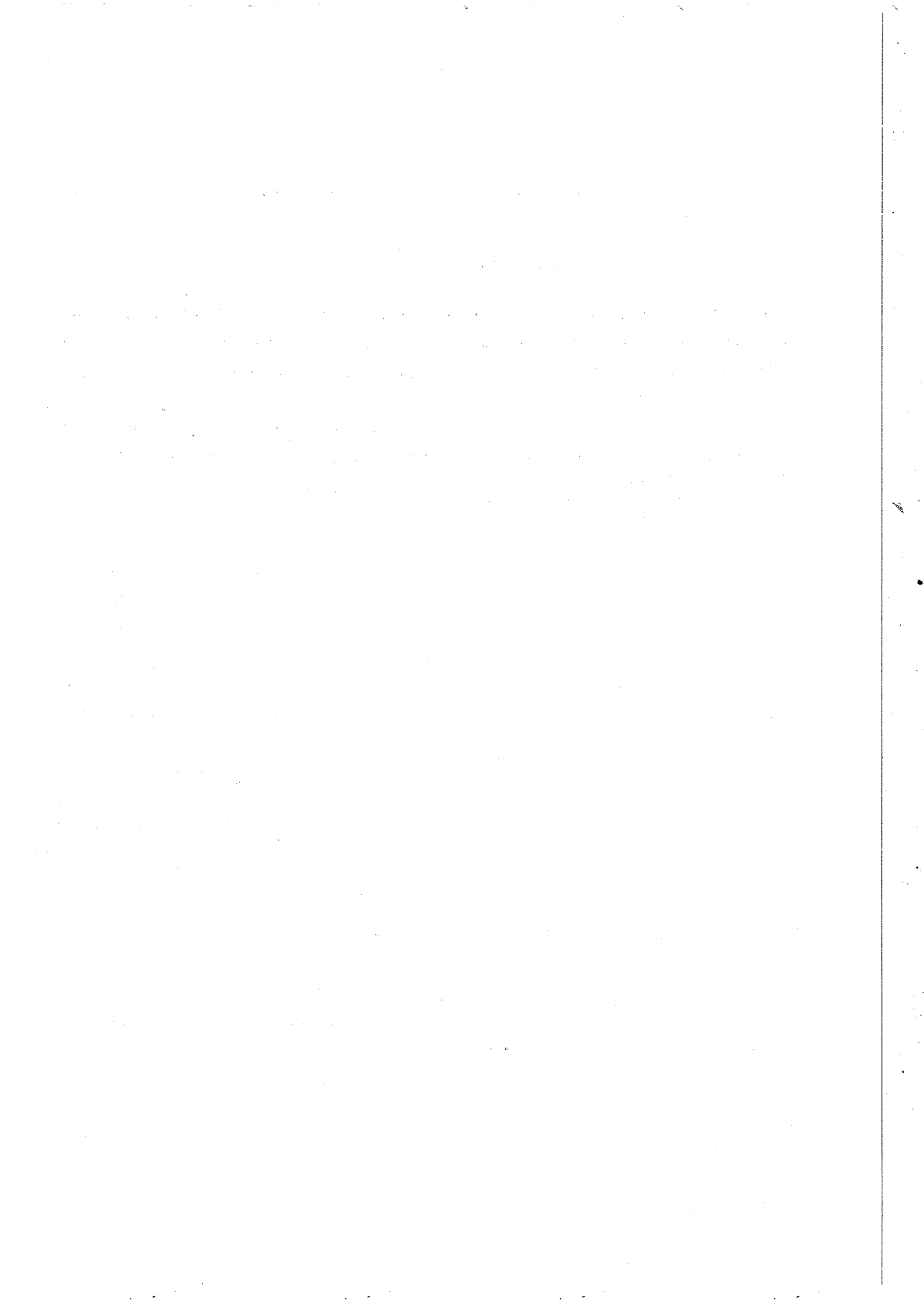
après les nombreuses approximations que l'on est obligé de faire quand on calcule des diagrammes d'échange baryonique.

Une conséquence intéressante de ce mécanisme DR à l'arrière est qu'il prédit :

$$\sigma(\rho^-\pi^0) / \sigma(\rho^0\pi^-) \approx 0.6$$

et non pas =1 comme on devrait l'attendre d'une particule d'isospin $I=1$. D'autre part, on prédit que la variation de la section efficace doit être du même ordre que dans les échanges simples de Regge comme par exemple dans $\pi^- p \rightarrow p \rho^-$.

Du fait que nous trouvons expérimentalement $\Gamma_{A_1} \sim 200$ MeV on peut donc conclure qu'une explication de nos résultats par un mécanisme DR à l'arrière, qui prédit $\Gamma_{A_1} \sim 450$ MeV, semble difficile.



CONCLUSIONS FINALES

Le travail que nous venons de présenter a été fait en exploitant les données de l'expérience "proton-rapide" mise en oeuvre dans le spectromètre Ω du CERN. Le but de cette expérience était l'étude systématique des réactions πp produites par échange baryonique.

Les données ont été prises à deux impulsions 9 GeV/c et 12 GeV/c du faisceau P9 non séparé en masse, arrivant à l' Ω sur une cible à hydrogène liquide de 30 cm de longueur. Nous avons utilisé les données avec faisceau négatif, dont la composition en π^- était 98,5 %. Un système de déclenchement a été conçu pour sélectionner les réactions πp avec production d'un proton vers l'avant d'impulsion $p > p_{inc}/2$. Les deux ingrédients fondamentaux de ce déclenchement étant :

- (1) deux compteurs \checkmark Čerenkov à seuil mis en veto afin d'éliminer les π^+ et K^+ rapides, dominants, avec un bon pouvoir de rejet (99.9 et 99. % respectivement)
- (2) deux matrices de coïncidence qui sélectionnent les particules positives à grande impulsion, construites : l'une avec deux grands plans de chambres à fils (permettant une mesure de l'impulsion à ~ 10 % près) mise en oeuvre par notre collaboration, et l'autre avec deux plans de 33 hodoscopes à scintillation, utilisée surtout pour corrélérer le passage d'une particule positive avec le \checkmark Čerenkov à pression atmosphérique qu'ils encadrent, fournie aux utilisateurs de l' Ω par la collaboration Freiburg-Glasgow-Saclay.

Le nombre total de déclenchements avec faisceau négatif obtenu a été :

$$1.6 \times 10^6 \text{ à } 9 \text{ GeV/c}$$

$$1.1 \times 10^6 \text{ à } 12 \text{ GeV/c}$$

qui équivalent à 9400 év/ μ b et 5800 év/ μ b respectivement. Le taux d'acquisition moyen des données était ~ 150.000 déclenchements/jour.

Un grand effort a été fait lors de la prise des données pour surveiller le fonctionnement des appareillages de l' Ω : Plumbicons, chambres à étincelles,

compteurs faisceau, compteurs de déclenchement, et contrôler la qualité des enregistrements obtenus avec la logique proton-rapide. Ceci a été en partie assuré par l'utilisation des programmes FASTP et RAPIDE.

Nous avons concentré notre attention sur la chaîne de programmes d'analyse de ces événements : la reconnaissance des traces, la reconstruction géométrique (ROMEO) et l'ajustement cinématique (KOMECA). En particulier, nous avons effectué des développements du premier de ces programmes en vue de le rendre plus efficace pour le traitement des topologies propres à notre expérience (e.g. traces avec une faible impulsion, grand angle avec la perpendiculaire aux plaques des chambres à étincelles, etc...) et nous avons inséré une partie originale de recherche et d'ajustement des vertex. Beaucoup de problèmes ont donc dû être surmontés du fait que notre expérience appartient à la première génération des expériences réalisées dans le spectromètre Ω .

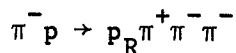
Nous avons ensuite sélectionné les événements avec 4 branches dans l'état final, pour extraire les réactions

- (i) $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$
- (ii) $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$
- (iii) $\pi^- p \rightarrow p_R p \bar{p} \pi^-$

Puis nous avons étudié les événements avec 3 branches, c'est-à-dire avec une particule chargée manquante (ce qui est possible à l' Ω , compte tenu de la géométrie des chambres à étincelles) pour en extraire les événements de la réaction (i) augmentant ainsi d'un facteur de près de 3 la statistique.

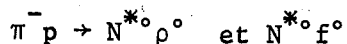
Une étude très poussée de l'acceptance du déclenchement sur le proton rapide et de celle des chambres à étincelles et des programmes pour la reconstruction de nos événements a été menée à bien, ce qui nous a permis de déterminer les sections efficaces pour $|u_{\pi^-}, p_R| < 1 \text{ GeV}$ (tableau 4.5). Nous avons étudié ensuite les spectres du quadrimoment de transfert u_{π^-, p_R} et compte tenu de la dépendance en u de l'espace de phase pour ces réactions à quatre corps, nous avons montré que ces distributions présentent des accumulations d'événements aux faibles valeurs de u , autrement dit qu'elles montrent des pics à l'arrière.

Les conclusions que nous avons tirées de l'étude exposée au chapitre V concernant la réaction



qui constitue l'objet central de nos recherches, sont les suivantes :

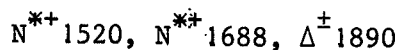
1)- Dominance des processus



Croissance de la section efficace de production des baryons neutres : $\Delta^\circ 1232$, $N^{*\circ} 1520$, $N^{*0} 1688$ avec leur masse et décroissance avec la masse du méson de recul : ρ° , f° (tableau 5.5).

2)- Dominance du mécanisme d'échange de nucléon non polarisé dans ces derniers processus suggérée par l'étude des distributions angulaires de désintégration du baryon et du méson.

3)- Mise en évidence de la production des baryons :



dans les modes de désintégration $\Delta^{++} 1232 + \pi^-$ et $\Delta^\circ 1232 + \pi^+$, $\Delta^\circ 1232 + \pi^-$ pour le $\Delta^- 1890$. La production de ce dernier état est dominée par un échange de nucléon ($\sim 90\%$) comme le suggère son rapport de production en $\Delta^+ 1890$ qui ne peut procéder que par échange de Δ .

4)- Production du A_2^- à l'arrière avec des sections efficaces

$$\sigma = 0,46 \pm 0,04 \mu\text{b} \quad \text{à} \quad 9 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma = 0,29 \pm 0,04 \mu\text{b} \quad \text{à} \quad 12 \text{ GeV/c}$$

5)- Présence d'un signal dans la masse $\rho^\circ \pi^-$ avec les paramètres

$$M_{\rho^\circ \pi^-} = 1040 \pm 25 \text{ MeV} \quad \Gamma_{\rho\pi} = 192 \pm 11 \text{ MeV} \quad \text{à} \quad 9 \text{ GeV/c}$$

$$M_{\rho^\circ \pi^-} = 1060 \pm 14 \text{ MeV} \quad \Gamma_{\rho\pi} = 200 \pm 8 \text{ MeV} \quad \text{à} \quad 12 \text{ GeV/c}$$

qui peut s'identifier au méson A_1^- avec des sections efficaces de production du même ordre de grandeur que celles du A_2^- . Les largeurs $\Gamma_{\rho\pi}$ sont environ deux fois plus faibles que celles prédites par des modèles de double échange de baryon.

6)- Accord qualitatif des dépendances des sections efficaces des quasi-deux corps en fonction de l'énergie avec les prédictions du modèle de Regge :

$\sigma \sim S^{-3}$ pour les mécanismes $N^* \rho^0$, $N^* \omega f^0$ dominés par l'échange de nucléon

$\sigma \sim S^{-1.5}$ pour les mécanismes pA_1^- , pA_2^- d'échange de Δ_8 .

Il semble donc nécessaire que des calculs des sections efficaces suivant les divers mécanismes de production du " A_1^- " à l'arrière soient disponibles, ainsi que leur variation avec l'énergie, pour être confrontés à nos résultats.

D'un point de vue expérimental, il serait très intéressant de rechercher le A_1^0 qui est le seul état de charge du A_1 n'ayant pas été jusqu'ici établi.

Nous sommes convaincus par ailleurs que l'étude de la production d'états résonants à l'arrière doit être poursuivie pour l'intérêt spectroscopique que présentent ces mécanismes d'échange baryonique. Ces mécanismes sont le moyen d'étude de réactions baryon-antibaryon dans un domaine où l'antibaryon est hors de sa couche de masse. Comme il est bien connu, ce domaine est à la fois riche et complexe. Qu'il nous suffise de citer en plus des sujets étudiés dans cette thèse le spectre des résonances $B\bar{B}$ dont deux nouveaux états⁽⁴⁶⁾ étroits $p\bar{p}$ ont été mis en évidence dans cette expérience.

- R E F E R E N C E S -

- (1) CERN - Collège de France - Ecole Polytechnique - ORSAY Collaboration
Exp. 117 CERN Int. Doc. PH I/COM 71/8 (1971).
- (2) THE OMEGA PROJECT CERN-NP Int. Report 68-11 (1.5.1968).
O. GISDEMEISTER, Int. Conf. on Instr. for high Energy Phys. Frascati (1973)
- (3) M. MORPURGO, The design of the Superconducting Magnet for the OMEGA Project
Part. Acc. 1 255-263 (1970).
- (4) B. GROSSETETE, B. BENKHEIRI, Parametrization of Ω - field map. (non publié).
- (5) J. GARVEY, TV Cameras in High Energy Phys. experiments Int. Conf. on
Instrumentation for High Energy Phys. Frascati (1973).
- (6) J.M. THENARD, Thèse 3ème cycle, Faculté des Sciences, ORSAY (février 1974).
- (7) P. ROUDEAU, Thèse 3ème cycle, Faculté des Sciences, ORSAY LAL - RI 75/5
(juin 1975).
- (8) F. BOURGEOIS, A. CORRE, J. EADES, Omega Multiuser Electronics
CERN NP/OM 391 (10.12.73).
- (9) A. DALLUGE, J.P. DUFÉY, M. JEANRENAUD, Omega Survey Measurements
CERN NP/OM 381 (29.11.73).
- (10) F. BOURGEOIS, H. GROTE, J.C. LASSALLE, Pattern recognition methods for
Omega and SEM spark chambers experiments, Int. Conf. on Data Handling
Systems in High Energy Phys. CERN 70-21 (1970).
- (11) P. ASTBURY et al., Nucl. Instr. and Methods 46, 61 (1967).

- (12) F. BOURGEOIS, J.C. LASSALLE, A track match program for spark chamber events OM-AP-1 CERN (22.07.1970).
- (13) W.G. MOORHEAD, Least Squares fit of Bubble Chamber Tracks taking into account energy loss and magnetic field Inhomogeneity, CERN - DD/DP/67/6.
- (14) P. RIVET, A. FERRER, Recherche et ajustement de vertex pour Oméga "fast-p" (non publié).
- (15) HYDRA, Application Library, Vol.II (CERN).
- (16) P. BENKHEIRI, Thèse de Doctorat d'Etat.
- (17) H. YOSHIDA, Thèse de Doctorat d'Etat, LAL 1292 (1977).
- (18) A. JACHOLKOWSKI et al, Results on π^-p backward elastic scattering and search for $\pi^-p \rightarrow d\bar{p}$ at 9 and 12 GeV/c (à paraître dans Nucl. Phys.).
A. ROUGE et al, Baryon exchange in the reaction $\pi^-p \rightarrow N^*\pi^0$ at 9 GeV/c and 12 GeV/c (à paraître dans Phys. Lett.)
P. BENKHEIRI et al, Backward ρ^- production in reaction $\pi^-p \rightarrow p\rho^-$ at 9 GeV/c and 12 GeV/c (idem).
- (19) Compilation of cross sections VI - π^- induced reactions CERN/HERA 70-7.
- (20) I. CORBETT, Communication privée.
- (21) F. JAMES, FOWL, A general Monte-Carlo Phase Space Program (CERN - program Library).
- (22) D.R.O. MORRISON, Phys. Lett. 22, 528 (1966).
T. HOFMOKL, A. WROBLEWSKI, Phys. Lett. 31B, 391 (1970).
J.D. HANSEN, W. KITTEL, D.R.O. MORRISON, Nucl. Phys. B25, 605 (1971).
- (23) G. BIALKOWSKI, R. SOSNOWSKI, Phys. Lett. 25B, 519 (1967)
A. ZIEMINSKI, Nucl. Phys. B14, 75 (1969).

- (24) Particle Properties, Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 48, 1 (1976).
- (25) L.V. HOVE, Phys. Reports 1, 347 (1971) ; Nucl. Phys. B9, 331 (1969).
W. KITTEL et al, Nucl. Phys. B30, 333 (1971).
G. TOMASINI et al, Nuovo Cimento 7A, 651 (1972).
- (26) K. GOTTFRIED, J.D. JACKSON, Nuovo Cimento 33, 309 (1964).
J.D. JACKSON, Nuovo Cimento 34, 1644 (1964).
- (27) S.B. TREIMAN, C.N. YANG, Phys. Rev. Lett. 8, 140 (1962).
- (28) M.G. DONCEL, L. MICHEL, P. MINNAERT, Ecole de Gif-sur-Yvette (1970).
- (29) A. ABASHIAN et al, Phys. Rev. Lett. 34, 691 (1975) ; Phys. Rev. D13, 5 (1976).
- (30) A.W. ANDERSON et al, Phys. Rev. Lett. 22, 102 ; 22, 1390 (1969).
- (31) G. ASCOLI et al, Phys. Rev. D7, 669 (1973) ; Phys. Rev. Lett. 26, 929 (1971).
Yu. M. ANTIPOV et al, Nucl. Phys. B63, 141 (1973).
G. OTTER et al, Nucl. Phys. B80, 1 (1974).
M. DEUTSCHMANN et al, Nucl. Phys. B99, 397 (1975) ; B86, 221 (1975).
H. GRÄSLER et al, Nucl. Phys. B113, 365 (1976).
- (32) S.M. BERMAN, M. JACOB, SLAC PUB 43 (1965).
- (33) S.M. BERMAN, M. JACOB, Phys. Rev. 139, 1023 (1965).
- (34) G. ASCOLI et al, Phys. Rev. D8, 3894 (1973) ; D9, 1963 (1974).
- (35) R.T. DECK, Phys. Rev. Lett. 13, 169 (1964).
- (36) S.U. CHUNG, Preprint BNL-20171 (1975).
- (37) F. WAGNER et al, Phys. Lett. 58B, 201 (1975).
M.J. EMMS et al, Phys. Lett. 58B, 117 (1975) ; id. 60B, 109 (1975).

- (38) Amsterdam - CERN - Nijmegen - Oxford Collaboration, Preprint CERN/EP/PHYS/77 (15.4.1977).
- (39) C. ZEMACH, Phys. Rev. 133, B1201 (1964).
- (40) R.A. DONALD et al, Nucl. Phys. B11, 551 (1969).
A. FRIDMAN et al, Phys. Rev. 167, 1268 (1968).
- (41) C. SHIH, B. YOUNG, Phys. Rev. D1, 2631 (1970).
- (42) J.L. BASDEVANT, E.L. BERGER, FERMILAB PUB 76/39 THY (May 1976).
- (43) E.L. BERGER, Phys. Rev. 166, 1525 (1968).
- (44) G.F. CHEW, A. PIGNOTTI, Phys. Rev. Lett. 20, 1078 (1968).
- (45) R.H. DALITZ, High Energy Physics, Editeurs C. de WITT and M. JACOB (Gordon and Breach, New York, 1965).
- (46) CERN - Collège de France - Ecole Polytechnique - ORSAY Collaboration, Evidence for two narrow $p\bar{p}$ resonances at 2020 MeV and 2200 MeV, Preprint LAL P-1977/3 (21.4.77), à paraître dans Phys. Lett.

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1. Schéma du faisceau P9 de l' Ω .
2. Détecteurs le long de la ligne du faisceau.
 3. Enceinte de la cible à hydrogène.
 4. Schéma de l' Ω avec appareillage "proton rapide".
 5. Chambres à étincelles de la géométrie I : a) vue longitudinale
b) vue transversale
 6. Chambres à étincelles de la géométrie II: a) vues longitudinale et transversale
b) caractéristiques détaillées d'un module
 7. Position des barres fiducielles et des caméras de l' Ω .
 8. Schéma des calculateurs et les liaisons pour l'acquisition des données.
 9. Paramètres des traces faisceau reconstruites par ROMEO (9 GeV/c).
 10. Paramètres des traces faisceau reconstruites par ROMEO (12 GeV/c).
 11. Résolution du plumbicon.
 12. Résidus des traces après reconstruction géométrique.
 13. Distribution d'erreurs de mesures des traces : a) traces rapides
b) traces "lentes"
 14. Distribution des "pulls" après ajustement cinématique.
 15. Spectre d'impulsion des particules rapides (π^- 9 GeV/c).
 16. Spectre d'impulsion des particules rapides (π^- 12 GeV/c).
 17. Spectre des coordonnées X du point d'interaction.
 18. a) Masse , b) impulsion et c) longueur de vol des Λ^0 reconstruits (π^- , 12 GeV/c)

Fig. 19. Spectre d'impulsion des K^+ et π^+ rapides après ajustement cinématique.

20. Masse manquante au carré dans $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ (MM) (π^- , 9 GeV/c).
21. Masse manquante au carré dans $\pi^- p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ (MM) (π^- , 12 GeV/c).
22. Acceptance géométrique pour la particule rapide en fonction de U et M_X^2 pour $\pi^- p \rightarrow p + X^-$ à 9 GeV/c.
23. Acceptance géométrique pour la particule rapide en fonction de U et M_X^2 pour $\pi^- p \rightarrow p + X^-$ à 12 GeV/c.
24. Efficacité des chambres à étincelles : a) géométrie I.
b) géométrie II.
25. Probabilité de détection de 4 branches dans $1'\Omega$ pour
a) $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$ b) $\pi^- p \rightarrow p_R K^+ K^- \pi^-$ c) $\pi^- p \rightarrow p_R p \pi^- \pi^-$.
26. Peyrou-plot montrant les limites de l'acceptance : a) 9 GeV/c
b) 12 GeV/c
27. Spectres de U et "F(U)" à 9 GeV/c.
28. Spectres de U et "F(U)" à 12 GeV/c.
29. Spectre d'impulsion du proton rapide dans $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$.
30. Diagramme triangulaire de masse : $M(p_R \pi_a^-)$ en fonction de $M(\pi^+ \pi_b^-)$
a) π^- 9 GeV/c , b) π^- 12 GeV/c.
31. Masse invariante ($p_R \pi^-$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
32. Masse invariante ($\pi^+ \pi^-$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
33. Masse invariante ($p_R \pi^+$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
34. Masse invariante ($p_R \pi^+ \pi^-$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
35. Masse invariante ($p_R \pi^- \pi^-$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
36. Masse invariante ($\pi^+ \pi^- \pi^-$) a) π^- 9 GeV/c b) π^- 12 GeV/c
37. Diagrammes d'échange baryonique dans $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$.
38. Acceptance du déclenchement pour un baryon $N^* \rightarrow p \pi^-$ en fonction de la masse du N^* .
39. Spectre de masse ($p_R \pi_a^-$) avec sélection de la masse ($\pi^+ \pi_b^-$) de recul :
a) dans le ρ^0 b) dans le f^0 à 9 GeV/c
c) dans le ρ^0 d) dans le f^0 à 12 GeV/c

40. Spectre de $\cos\theta_J$, ϕ_J de désintégration du baryon dans le système de Gottfried - Jackson et distribution du transfert u' au baryon pour les six réactions à quasi-deux-corps.
 Les courbes tracées sur les spectres en $\cos\theta_J$ correspondent aux simulations : — : $\lambda = 1/2$
 ---- : $\lambda = 3/2$
 +++++ : $\lambda = 5/2$
 π^- , 9 GeV/c.
41. Idem, π^- 12 GeV/c
42. Angles de Jackson du π^+ de désintégration du ρ^0 et du f^0 pour les six réactions à quasi-deux-corps étudiées. π^- , 9 GeV/c.
43. Idem, π^- 12 GeV/c.
44. Acceptance du déclenchement par le proton rapide en fonction du $\cos\theta_J$ pour les baryons Δ^0 1232, N^{*0} 1520, N^{*0} 1688.
45. a) Masse $\Delta^{++}\pi^-$ b) Masse $\Delta^0\pi^+$ c) Masse $\Delta^0\pi^-$
 événements π^- , 9 GeV/c et $u'_{\pi^-, p\pi^+\pi^-} < 0.5 \text{ GeV}^2$.
46. Chevauchement des bandes Δ^{++} et Δ^0 sur le Dalitz-Plot $M_{p\pi^+}^2$ en fonction de $M_{p\pi^-}^2$, pour $M_{p\pi^+\pi^-} = 1520, 1700$ et 1900 MeV .
47. Masse $(\pi^+\pi^-\pi^-)$, événements avec $|u_{\pi^-, p}| < 0,5 \text{ GeV}^2$: a) π^- , 9 GeV/c
 b) π^- , 12 GeV/c
48. Masse $(\pi^+\pi^-\pi^-)$, événements $M(p_R\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$ éliminés a) π^- , 9 GeV/c
 b) π^- , 12 GeV/c
49. Masse $(\pi^+\pi^-\pi^-)$, événements $M(p_R\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$ seulement a) π^- , 9 GeV/c
 b) π^- , 12 GeV/c
50. Masse $(\pi^+\pi^-)$, événements $M(p_R\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$ éliminés a) π^- , 9 GeV/c
 b) π^- , 12 GeV/c
51. Masse $(\rho^0\pi^-)$, événements $M(p_R\pi^-) < 1.8 \text{ GeV}$ éliminés a) π^- , 9 GeV/c
 — tous b) π^- , 12 GeV/c
 ---- événements avec $u'_{\pi^-, p_R} < 0,5 \text{ GeV}^2$
52. Poids expérimental W_{exp} en fonction de $M(\rho^0\pi^-)$
53. Chew-Low Plot : u en fonction de $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$ tous les événements
 a) π^- , 9 GeV/c , b) π^- 12 GeV/c

Fig. 54. Chew-Low Plot u en fonction de $M(\pi^+\pi^-\pi^-)$ événements $M(p_R\pi^-) < 1.8$ GeV éliminés a) π^- , 9 GeV/c (6868 événements)
b) π^- , 12 GeV/c (3580 événements)

55. Angles de Jackson de la normale au plan de désintégration du système $(\pi^+\pi^-\pi^-)$; événements dans le ρ^0 avec $u'_{\pi, p_R} < 0.5$ GeV² et $M(p_R\pi^-) < 1.8$ GeV éliminés.

- a) $0.9 < M(\rho^0\pi^-) < 1.15$ GeV
- b) $1.15 < M(\rho^0\pi^-) < 1.4$ GeV
- c) $1.4 < M(\rho^0\pi^-) < 1.65$ GeV
- d) $1.65 < M(\rho^0\pi^-) < 1.9$ GeV

56. Masse ($f^0\pi^-$) événements $M(p_R\pi^-) < 1.8$ GeV éliminés.

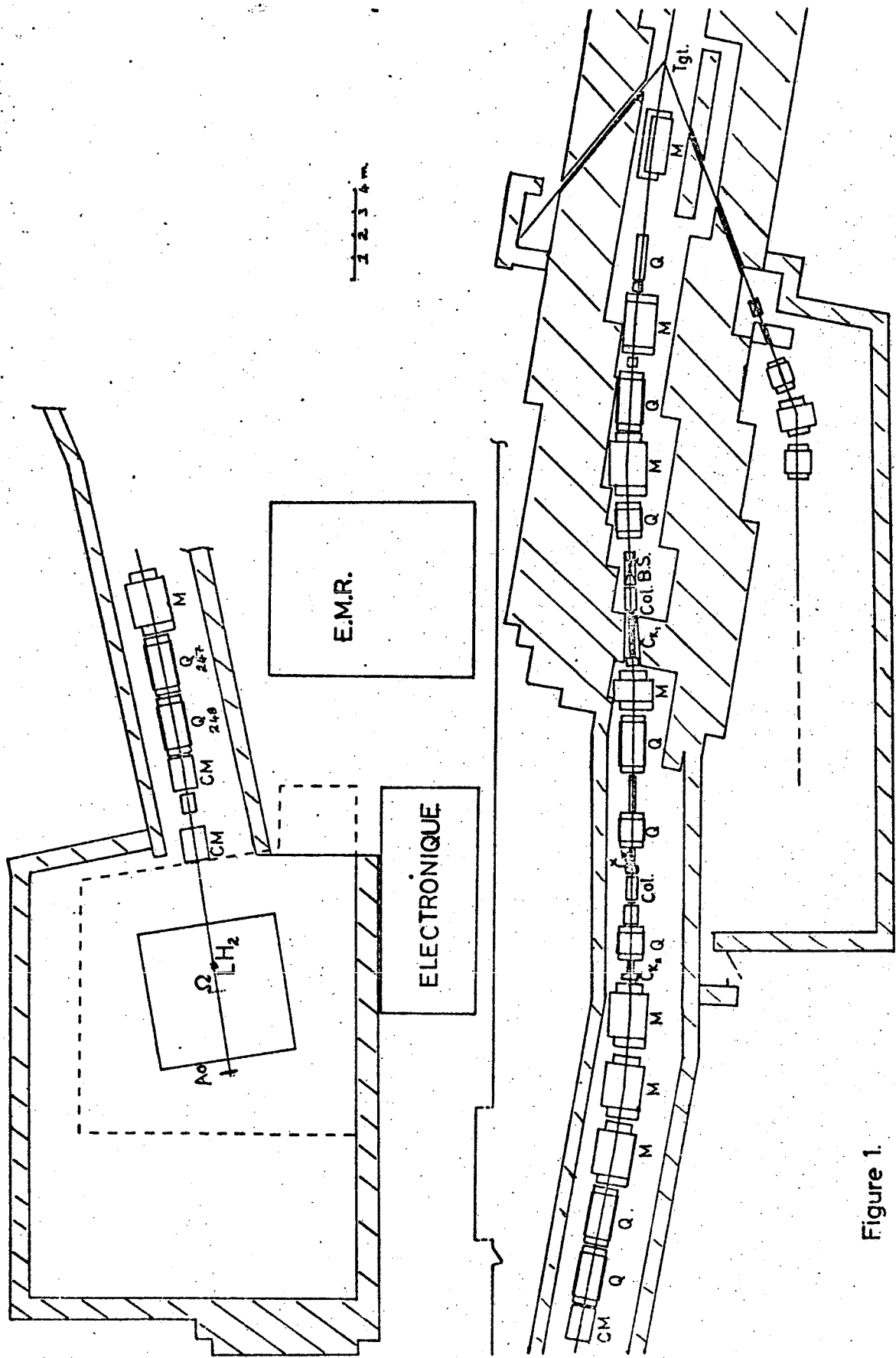
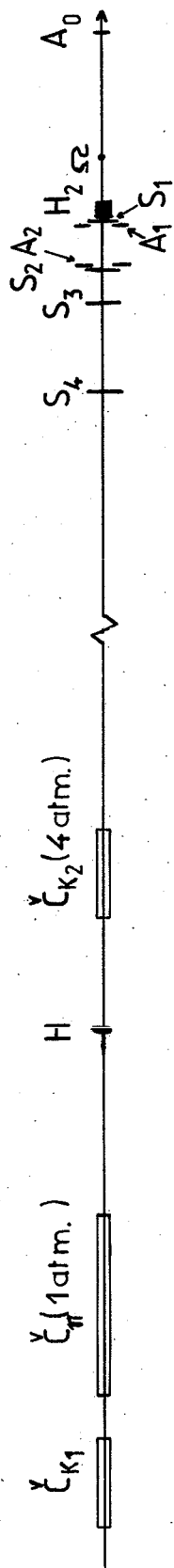


Figure 1.

FAISCEAU P9 DE L'OMEGA



4 2 12 02 = distance en m.
 au centre de la cible à H_2

23

27

33

37

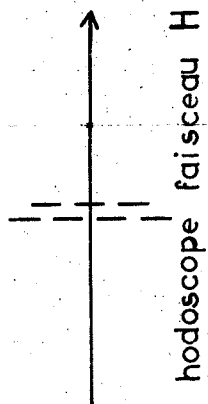


Fig. 2

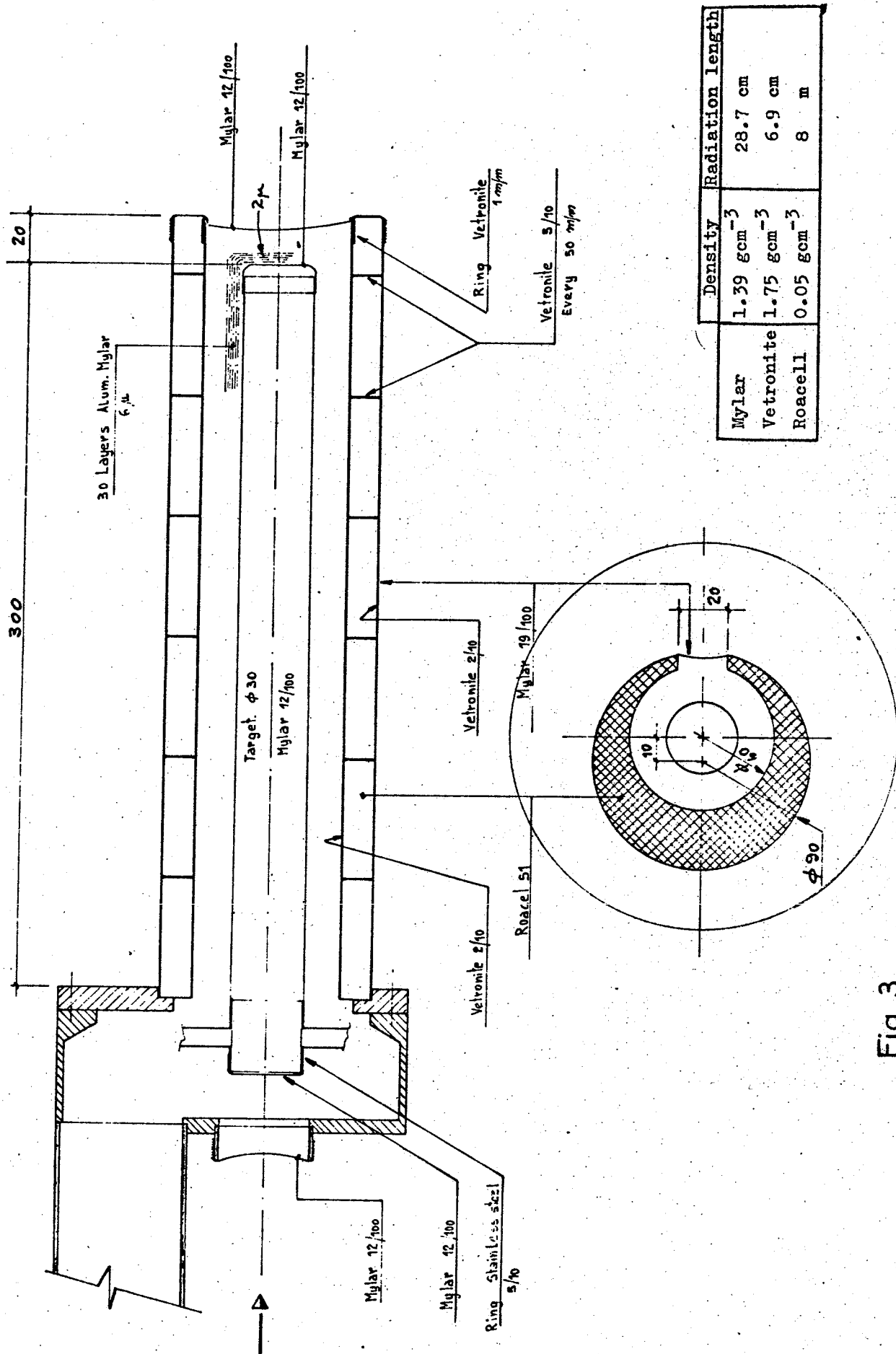


Fig. 3

Hodoscopes faisceau

Cible, entourée des compteurs L1, L2.

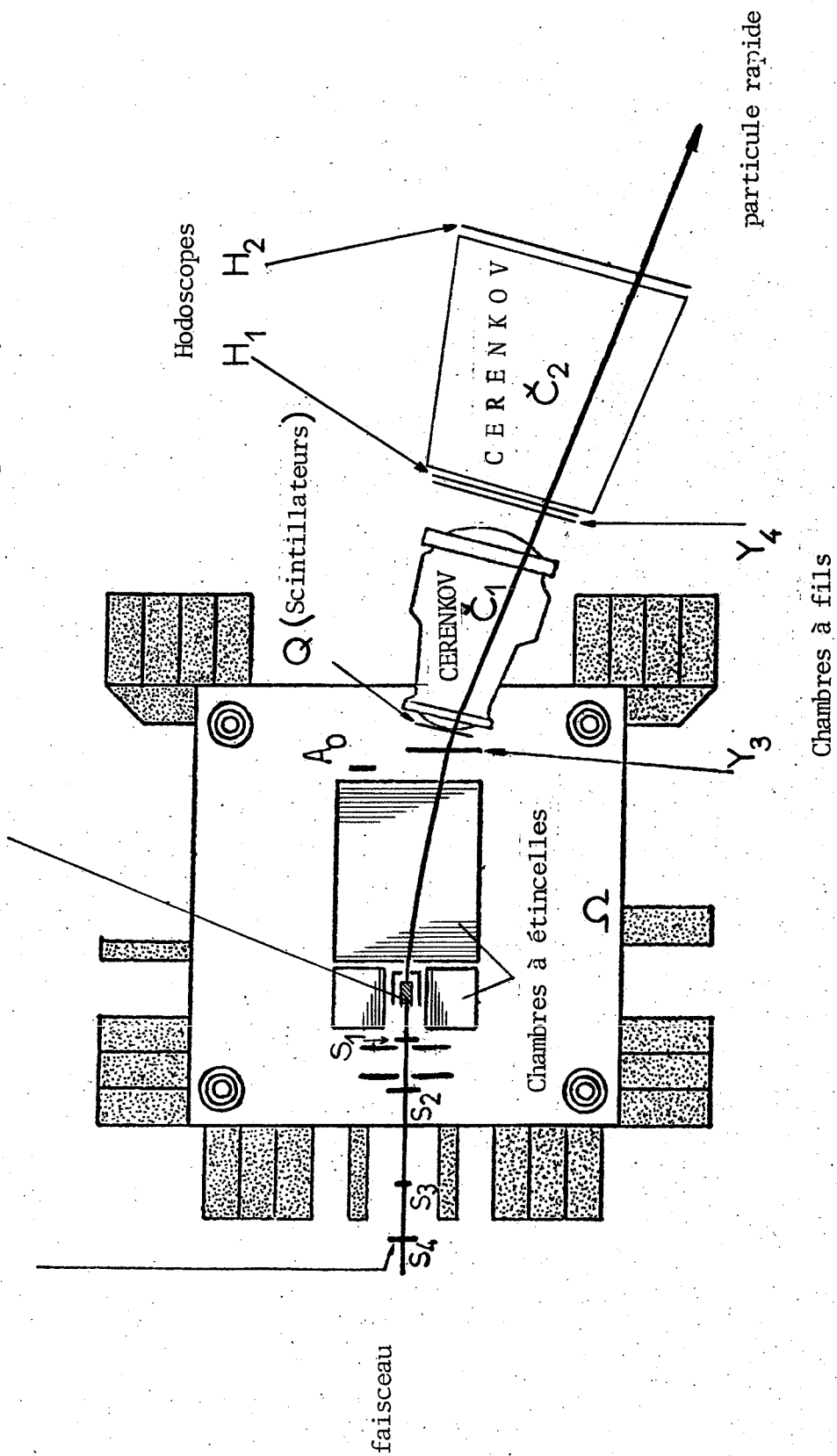


Fig. 4 Schéma de l' Ω avec appareillage "proton - rapide".

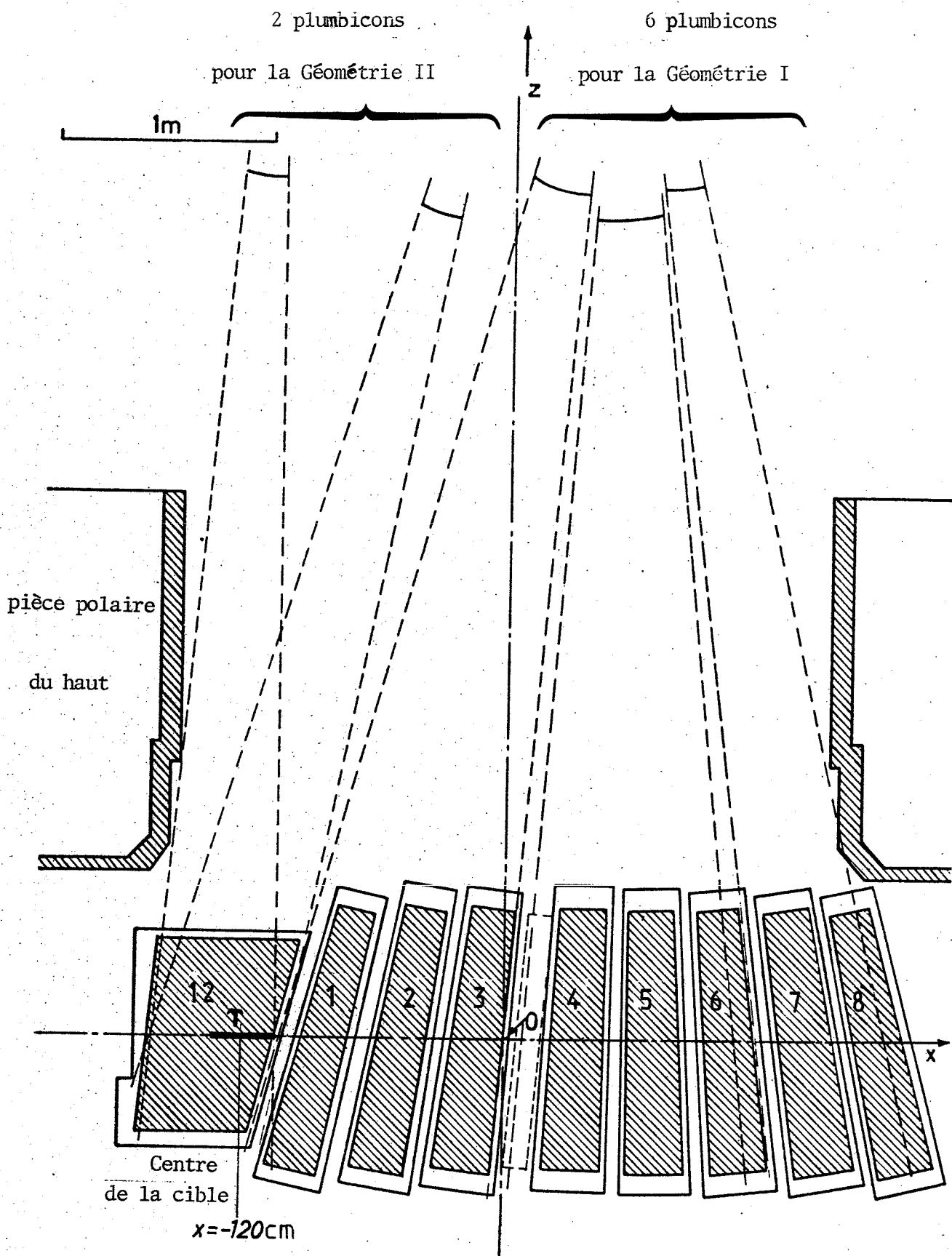


Fig. 5 a. Vue latérale de l'ensemble des chambres à étincelles.

Plan vertical XZ

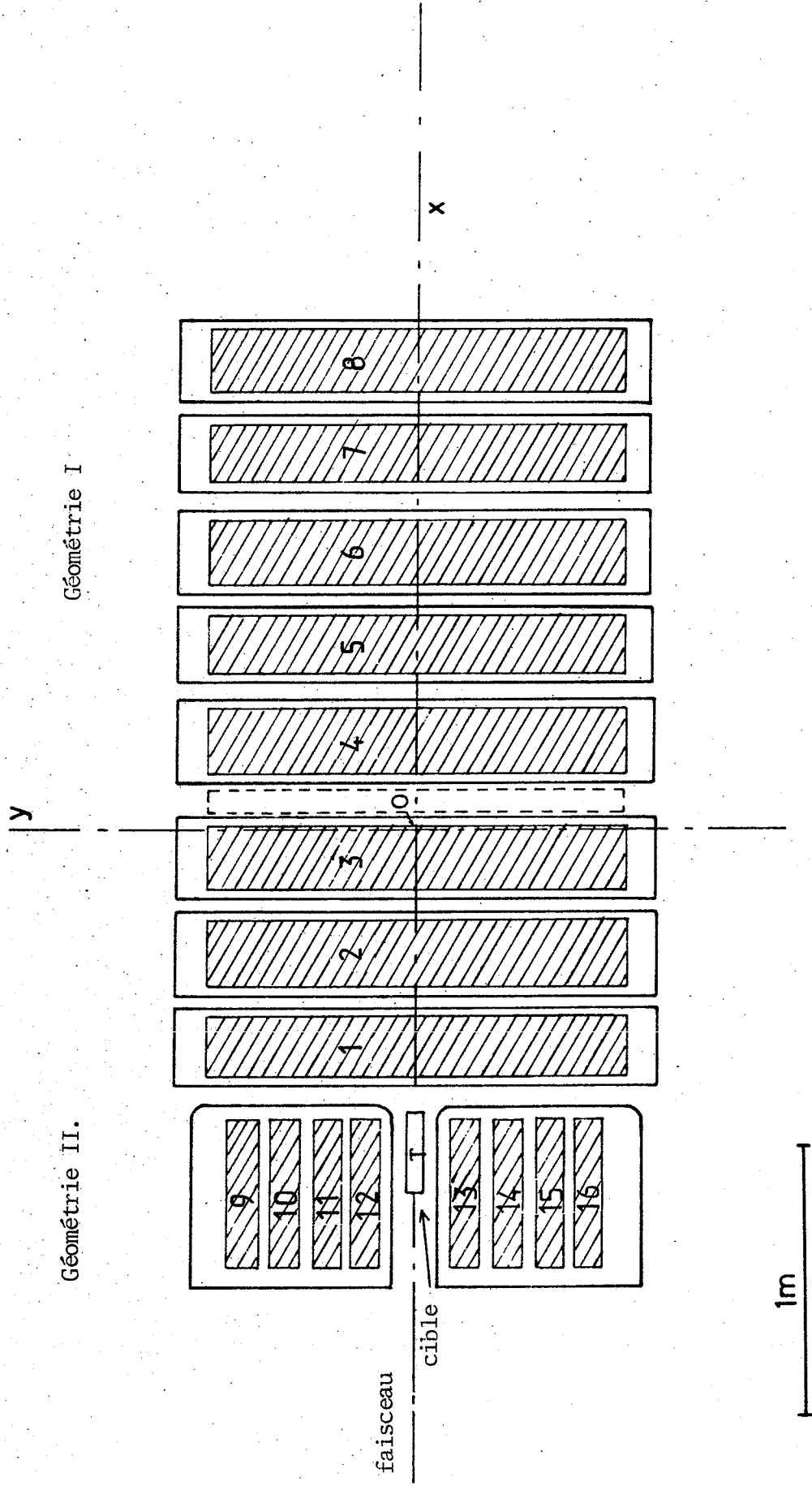


Fig. 5b. Système de coordonnées de l'Oméga
Plan horizontal XY

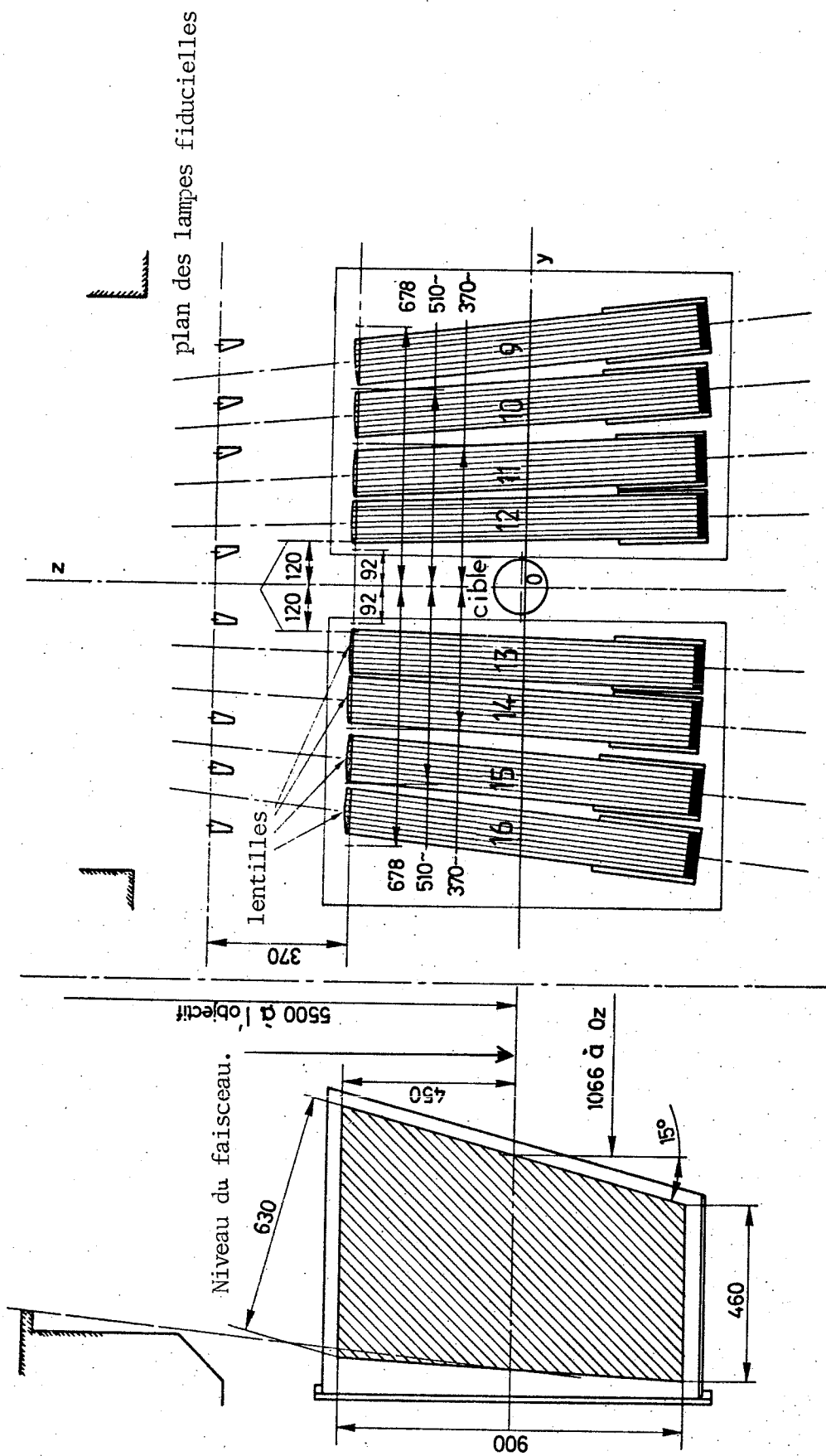


Fig. 6 a. Montage des modules de Géométrie II entourant la cible

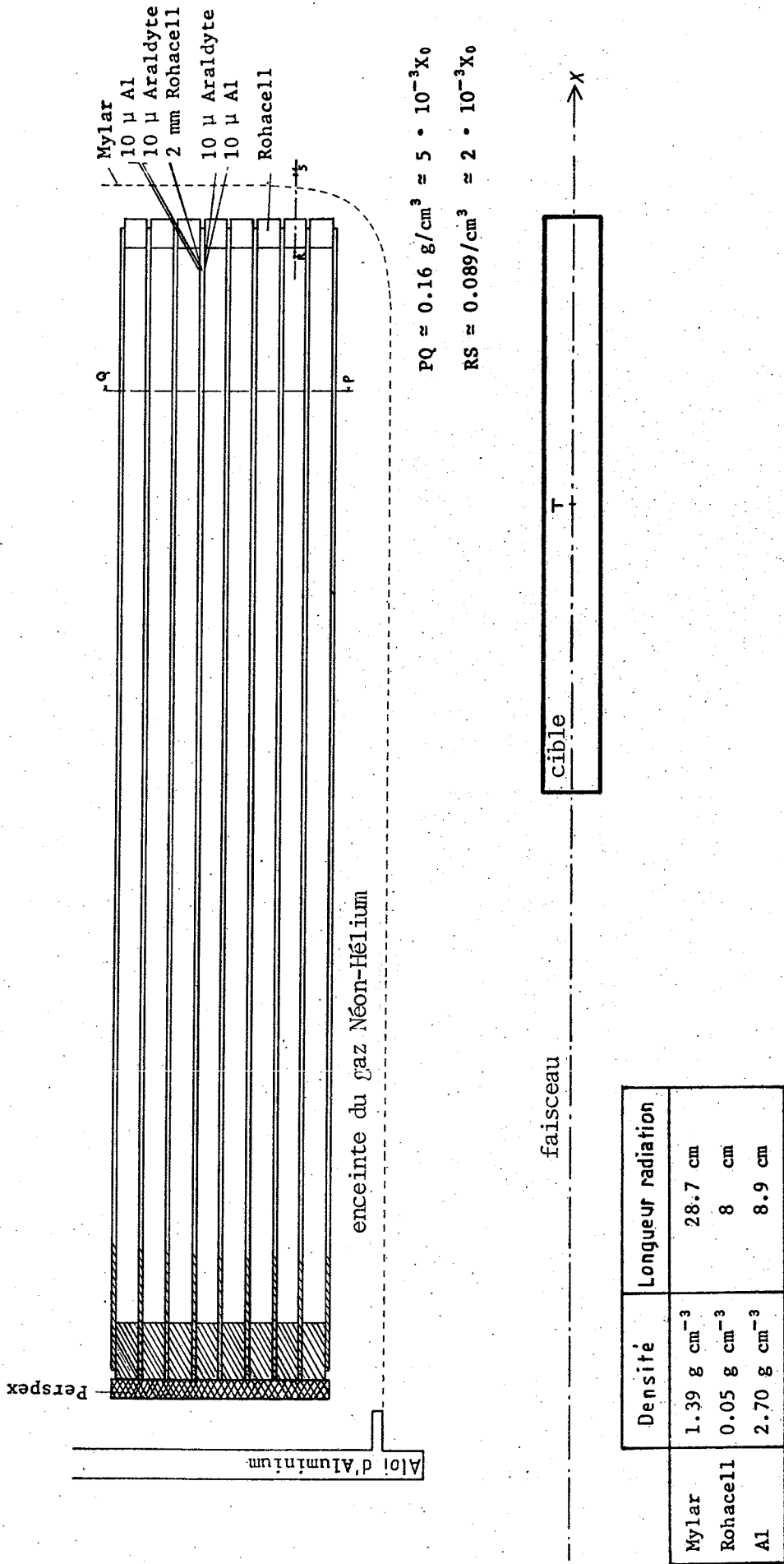
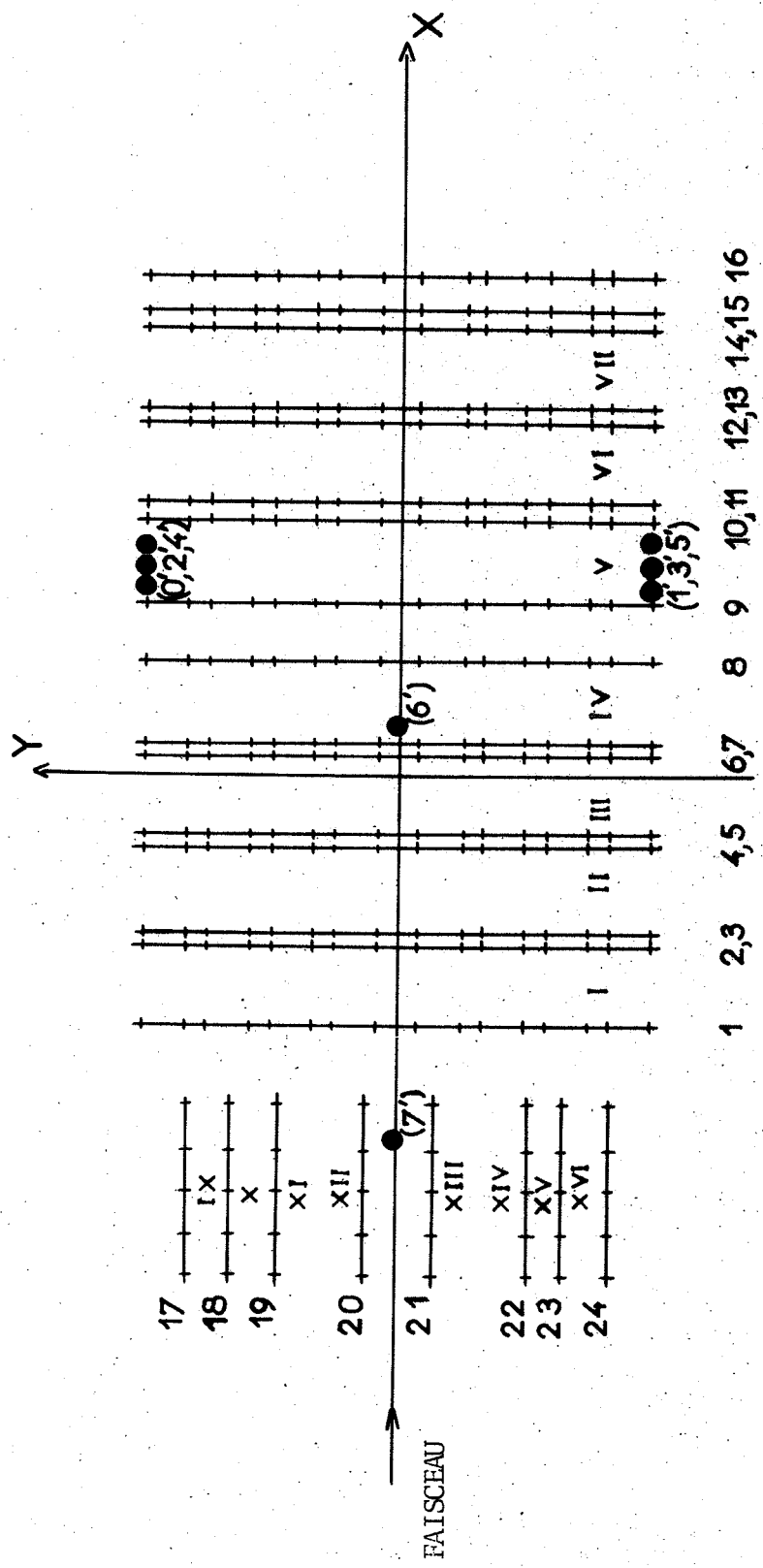


Fig. 6 b. Structure d'un module de Géométrie II
(coupe horizontale)

POSITION DES BARRES FIDUCIELLES ET DES CAMERAS DE L'OMEGA, PROJETEES DANS LE PLAN $Z = 0$



1 - 24 : barres fiducielles avec marques fiducielles (-)

I - XVI : Modules chambres à étincelles

● : Position projetée des plumbicons

$\left\{ \begin{array}{l} (0', 2', 4', 6') \text{ vue 1} \\ (1', 3', 5', 7') \text{ vue 2} \end{array} \right.$

Fig : 7

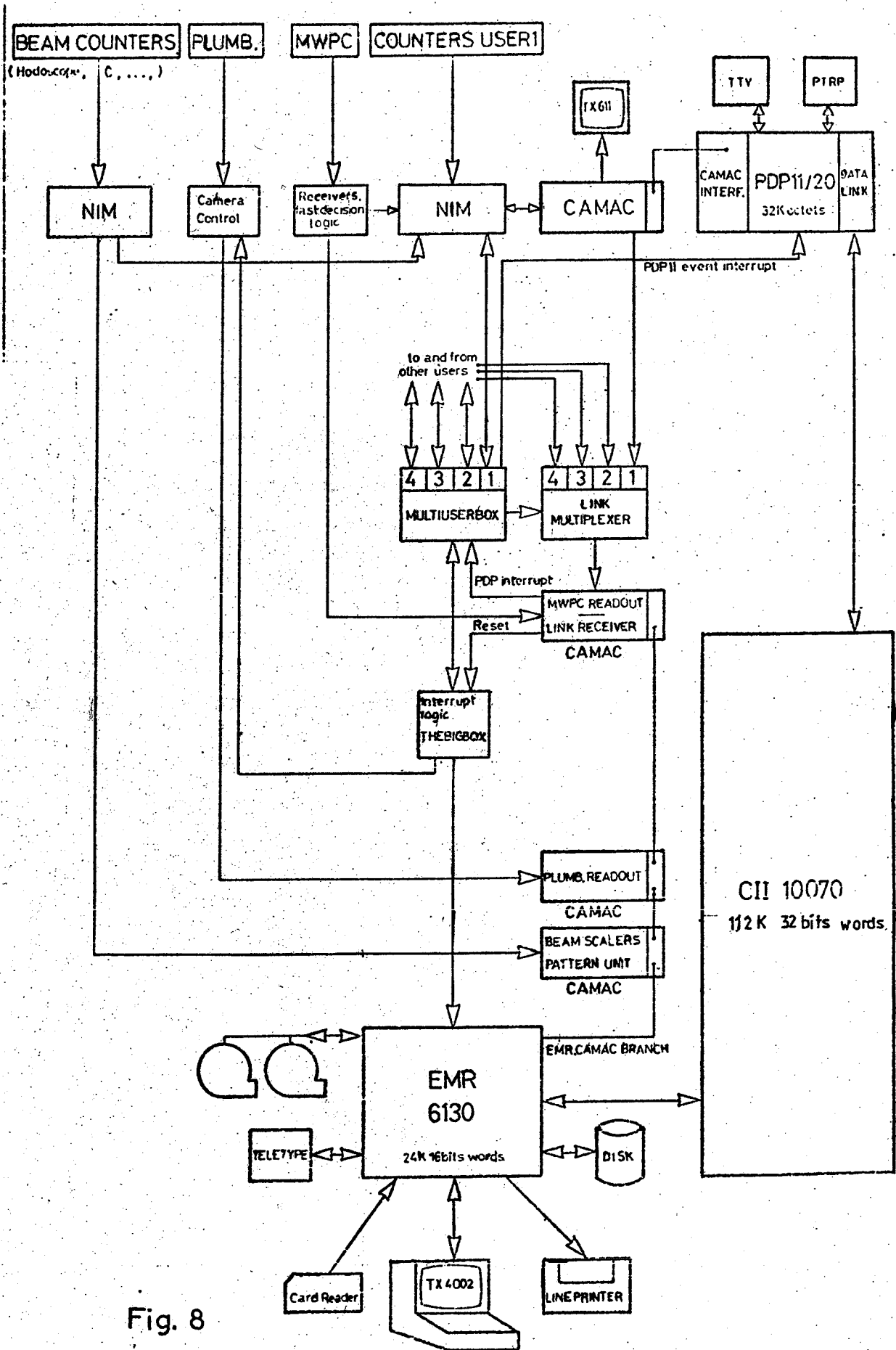


Fig. 8

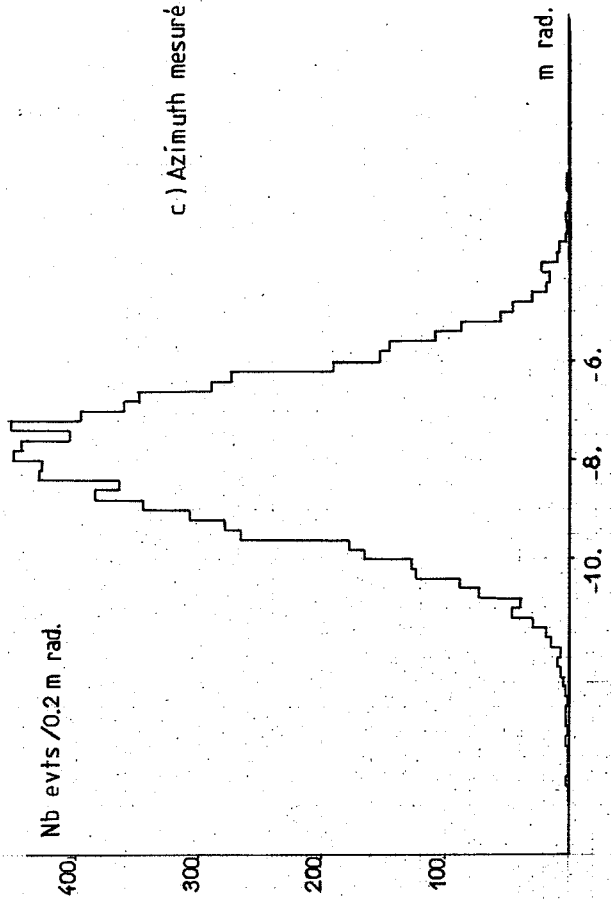
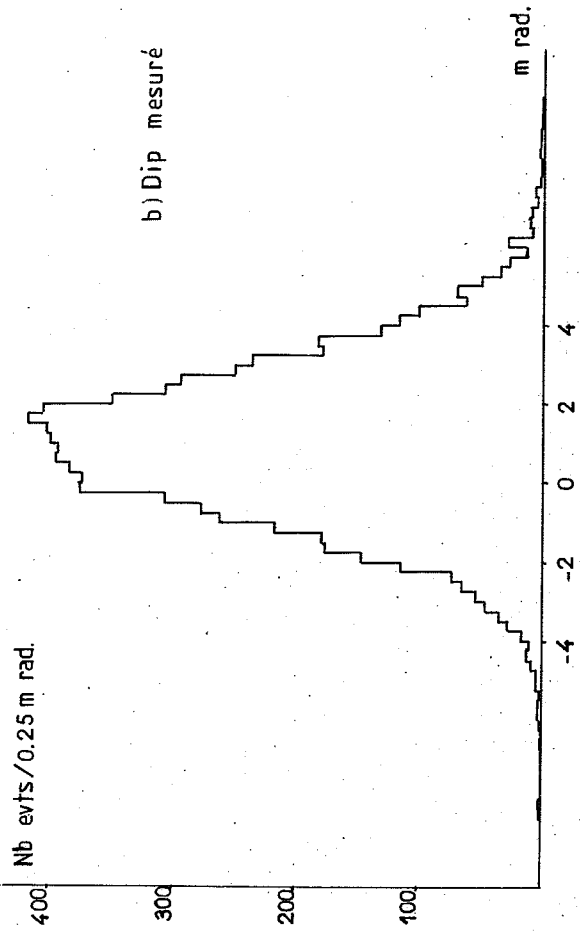
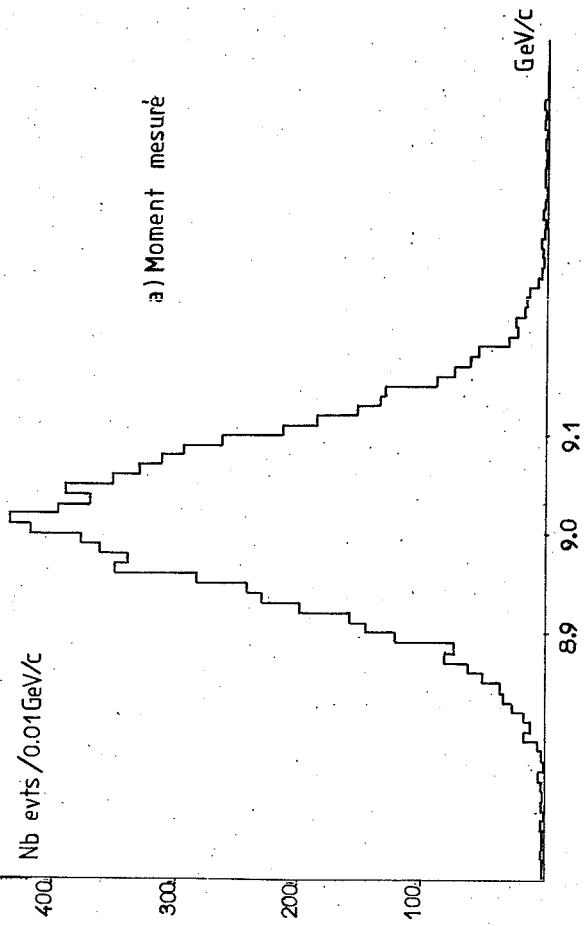
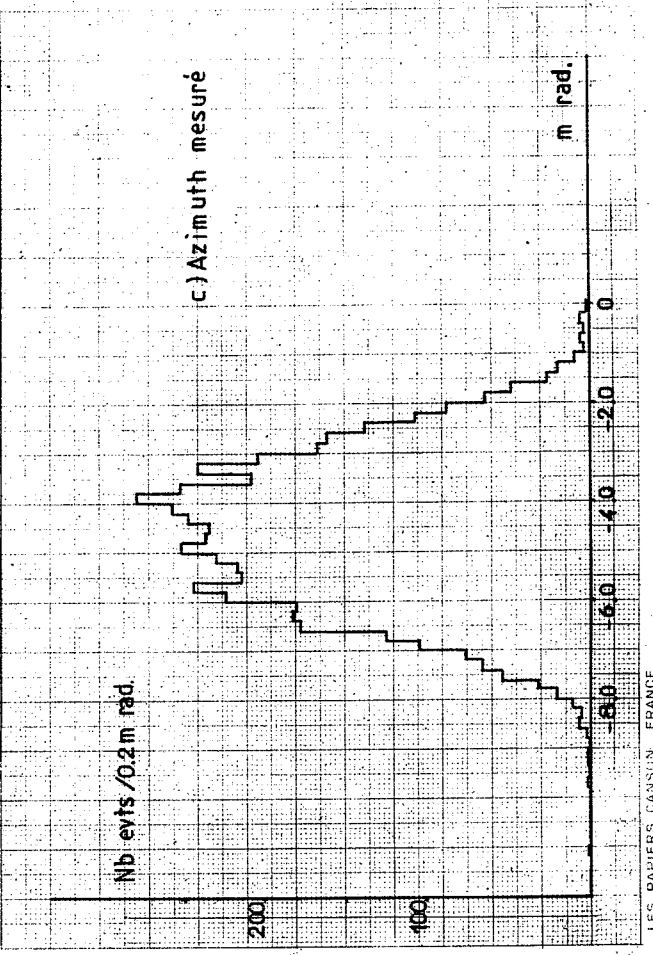
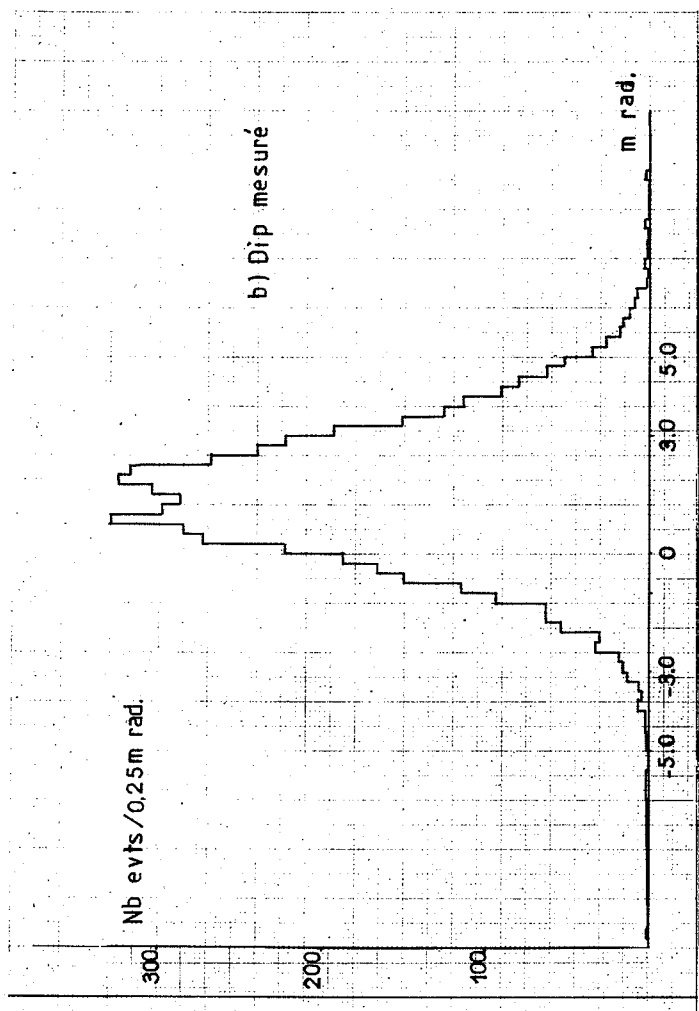
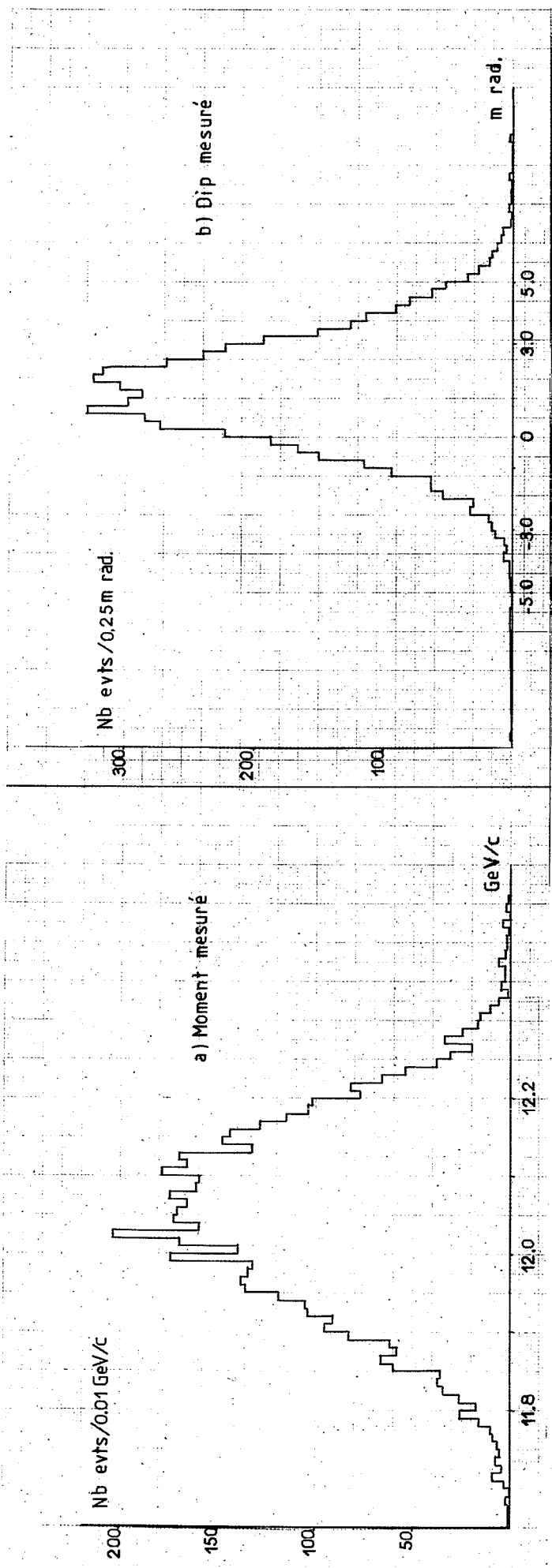


Fig. 9 PARAMETRES DU FAISCEAU INCIDENT
de π^- à 9 GeV/c



LES PAPIERS CANSUN - FRANCE

Fig. 10 PARAMETRES DU FAISCEAU INCIDENT
de π^- à 12 GeV/c

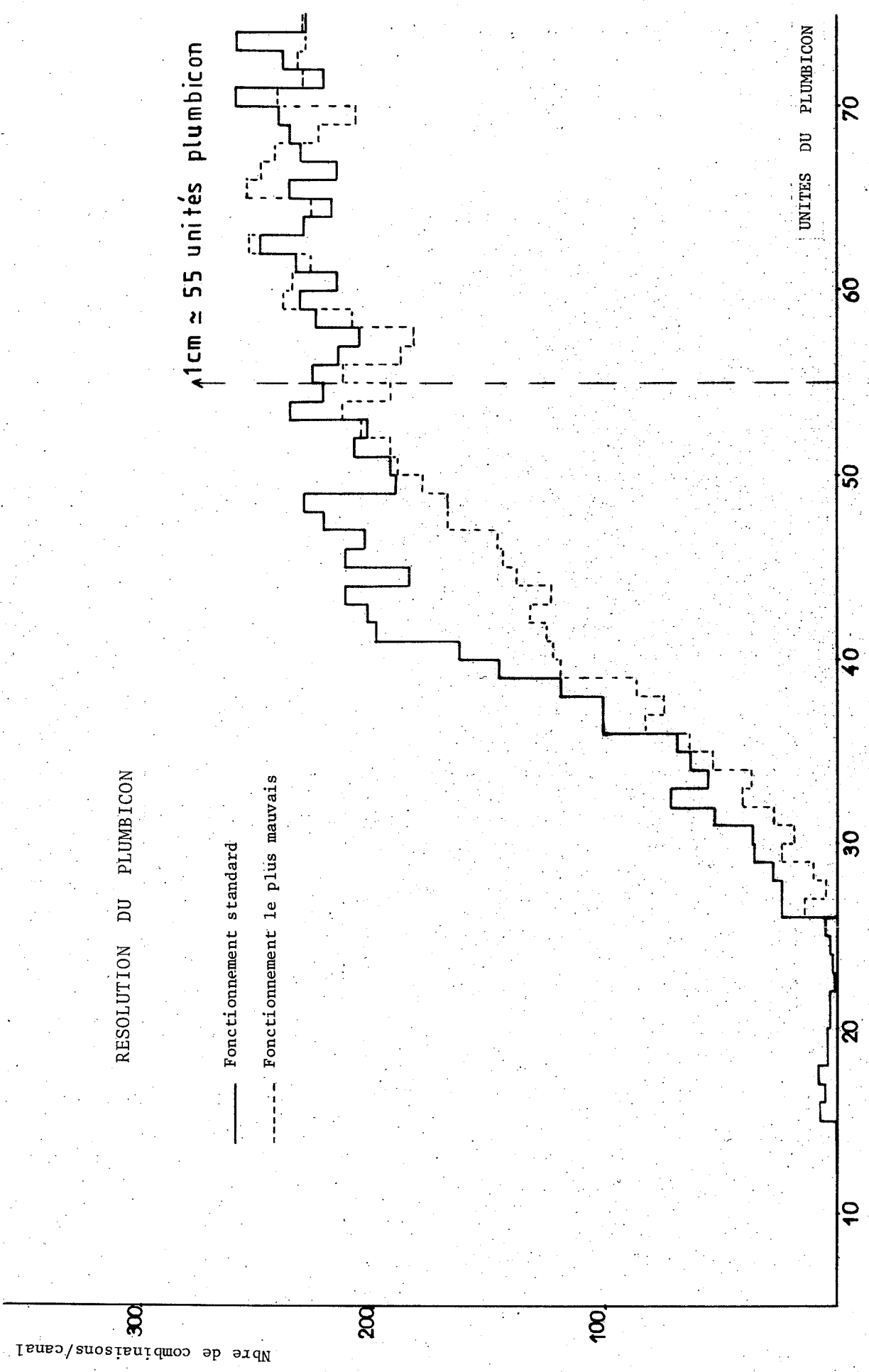


Fig. 11

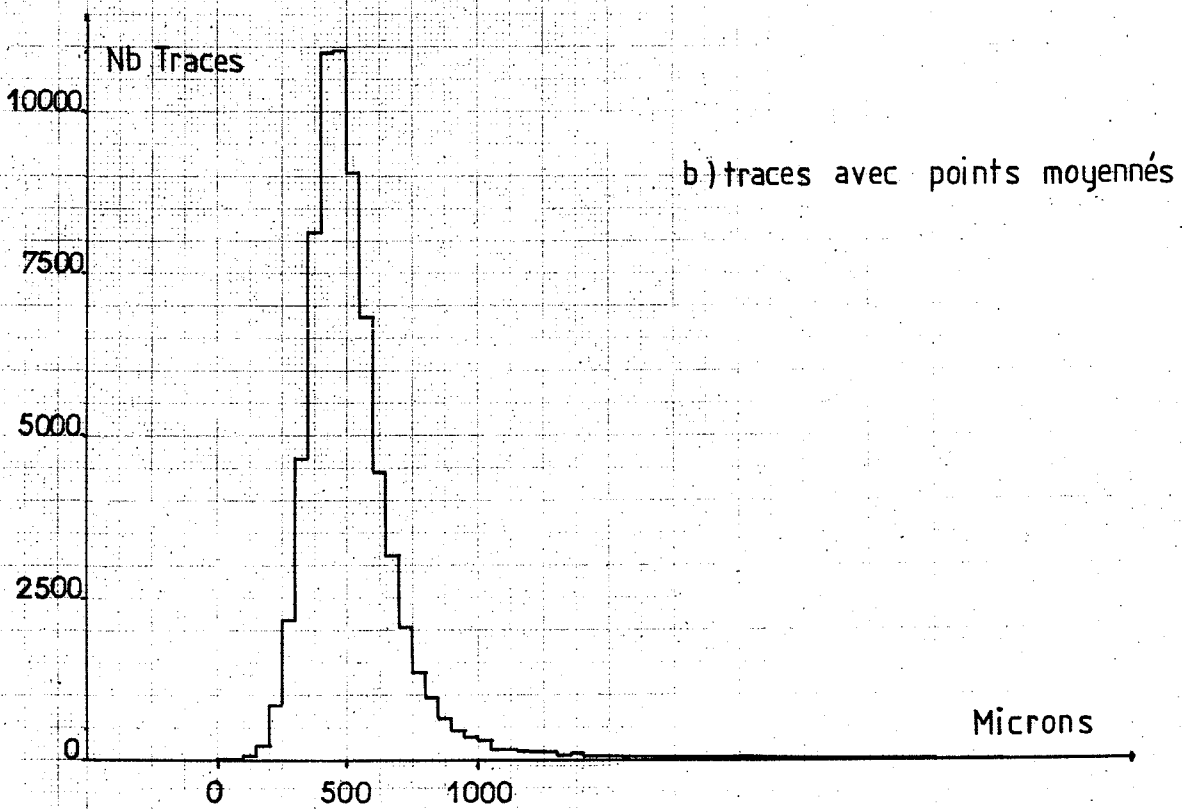
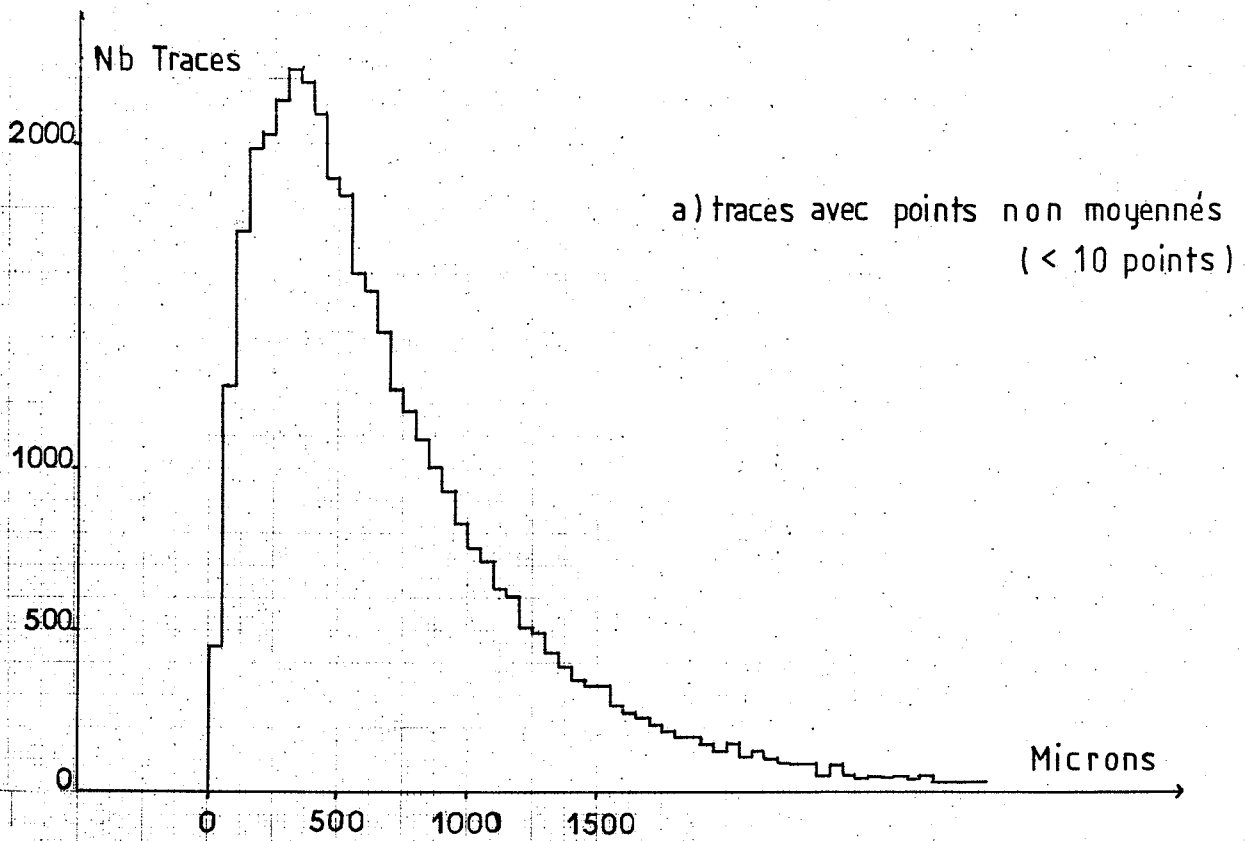


Fig. 12 RESIDUS

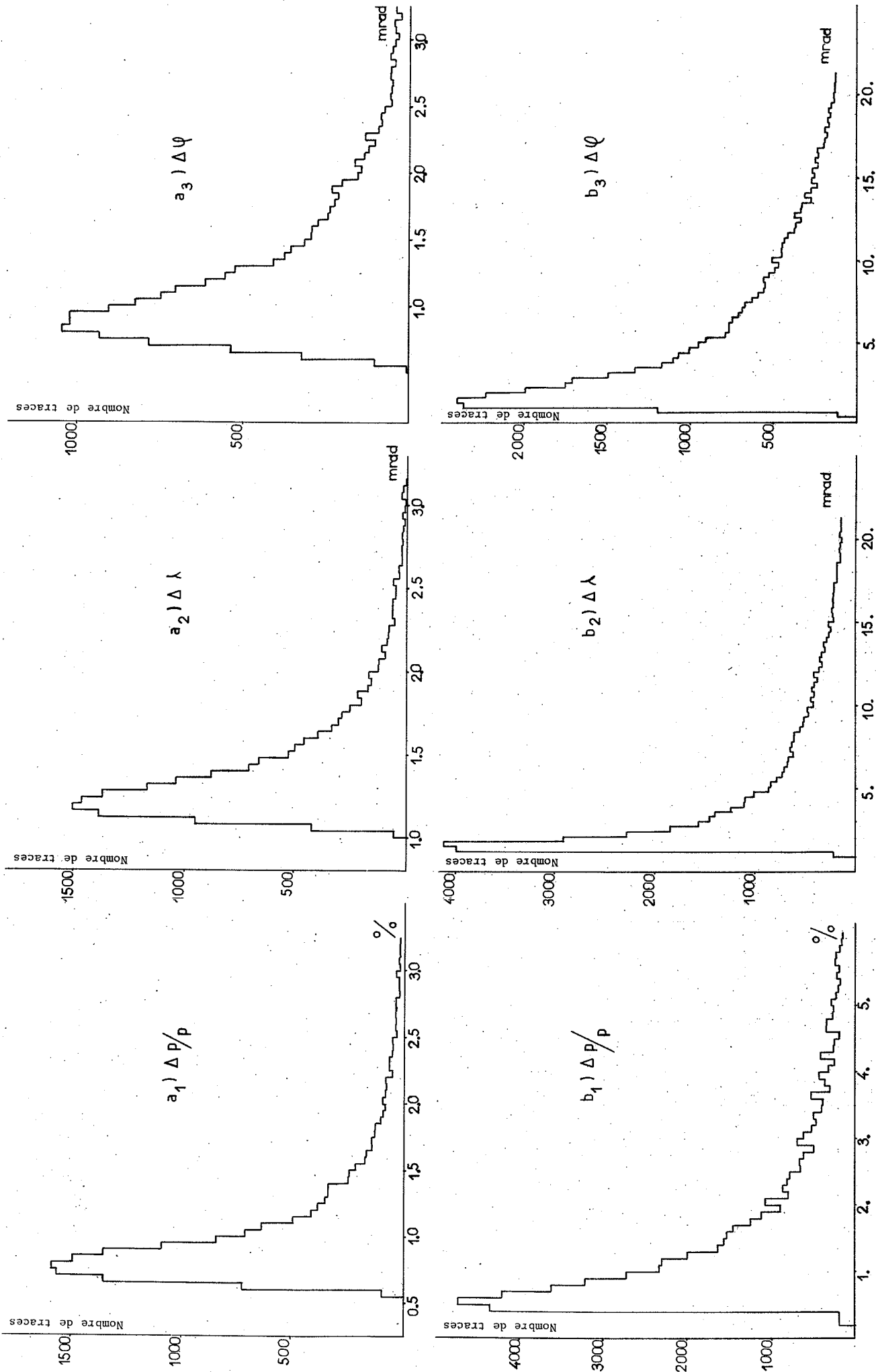


Fig. 13 DISTRIBUTIONS D'ERREURS. a) particules rapides. b) particules lentes.

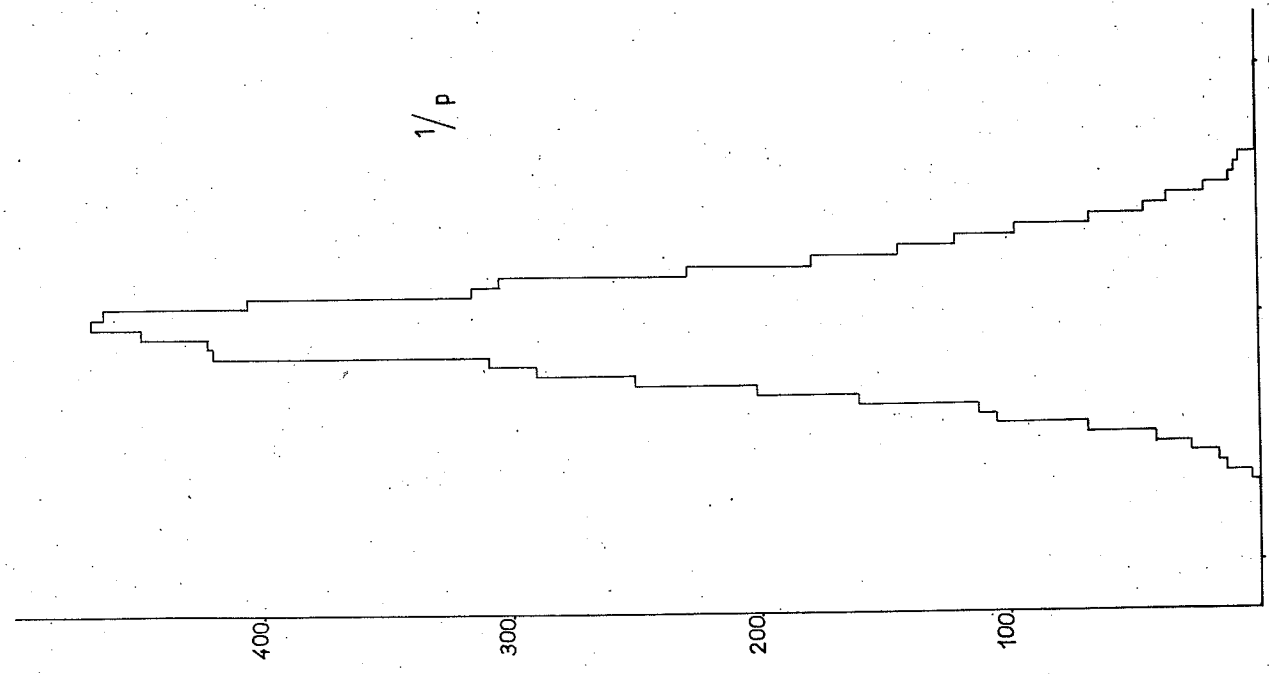
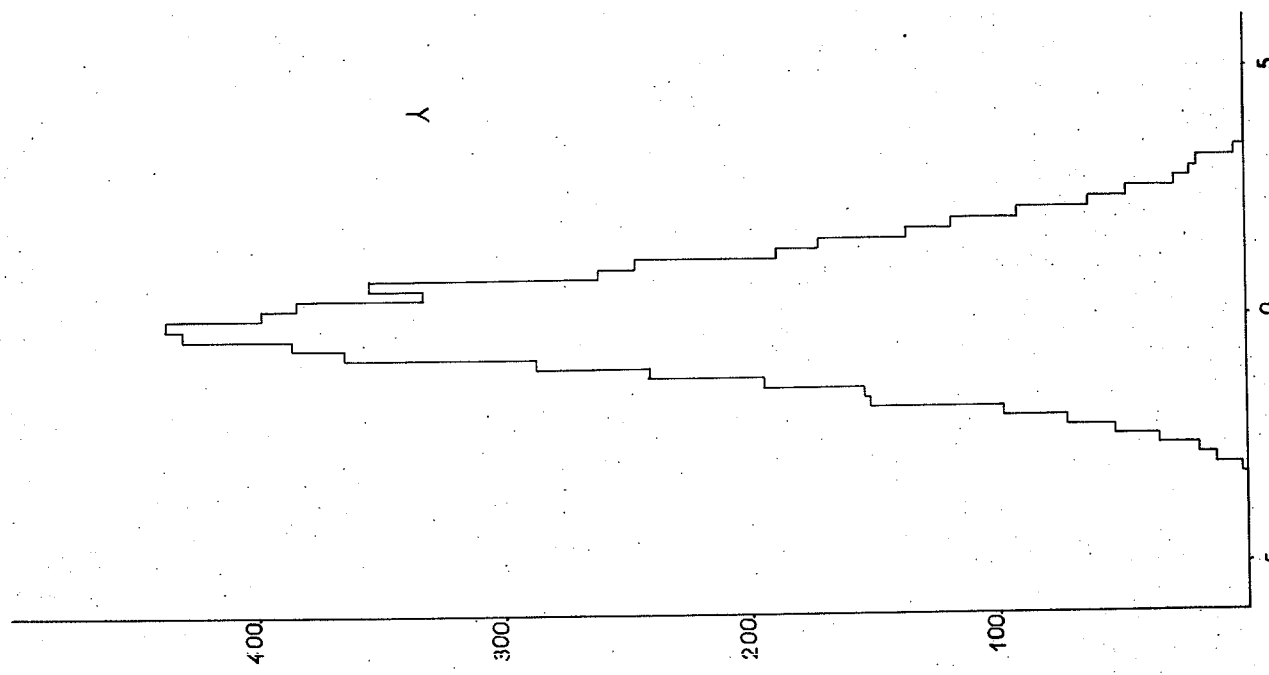
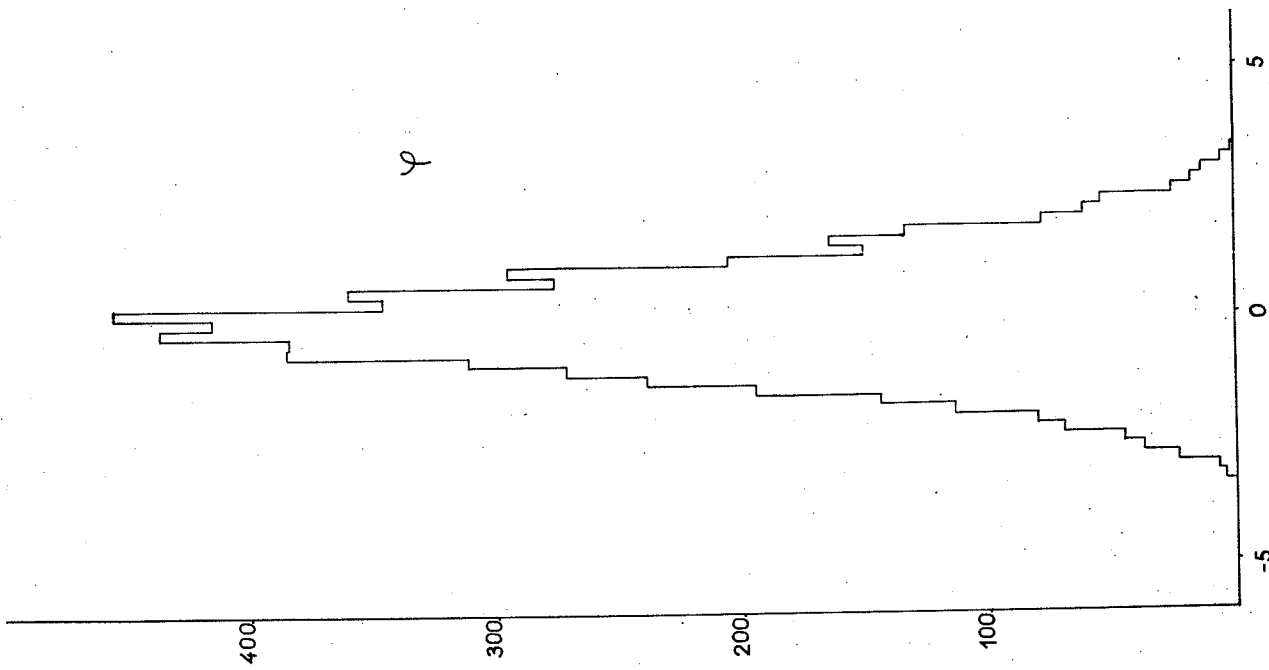


Fig. 14 DISTRIBUTIONS DE PULLS

Fig. 15

SPECTRE D'IMPULSION DE LA PARTICULE RAPIDE

$\pi^- p \rightarrow p_{rap} X$ à 9 GeV/c

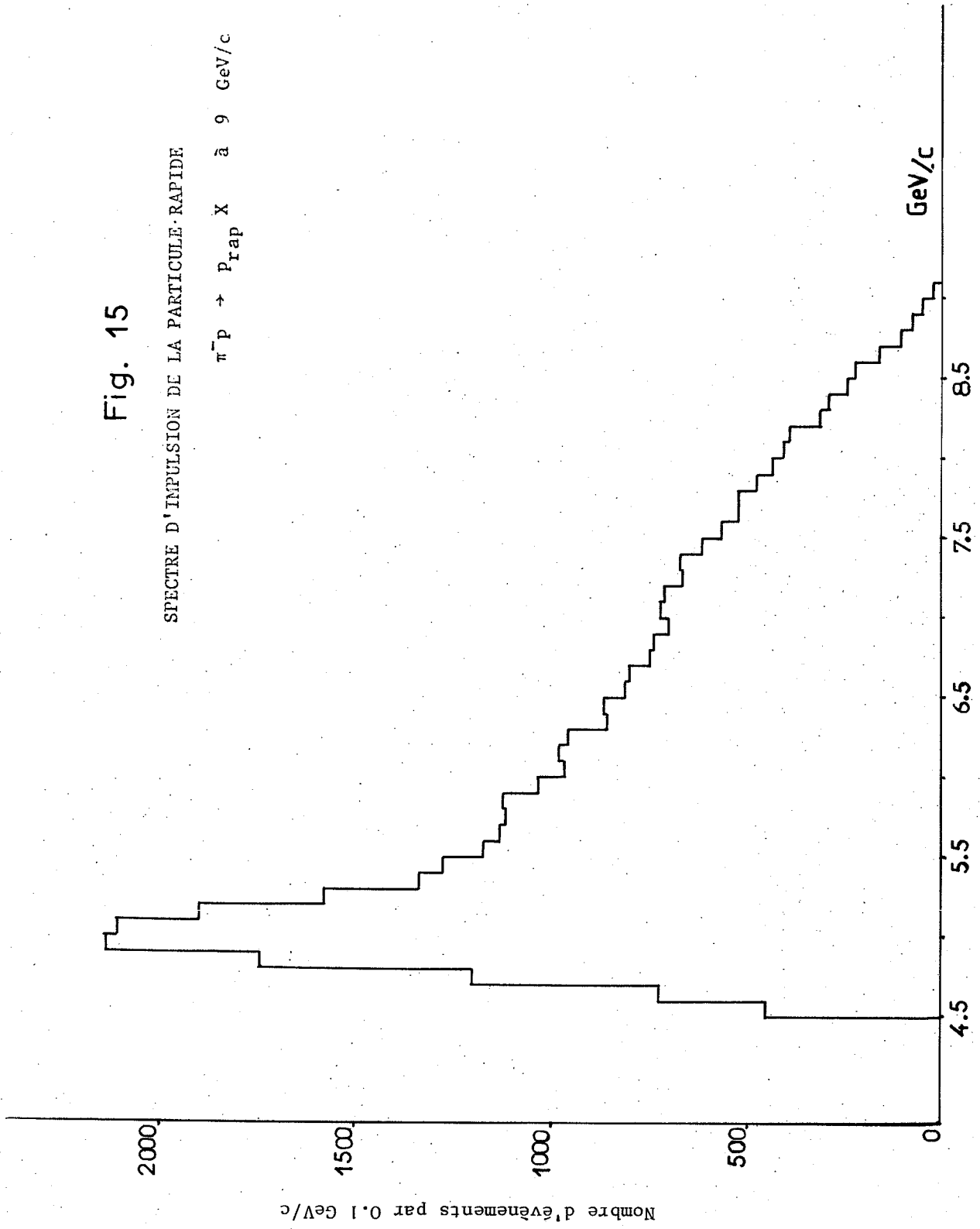
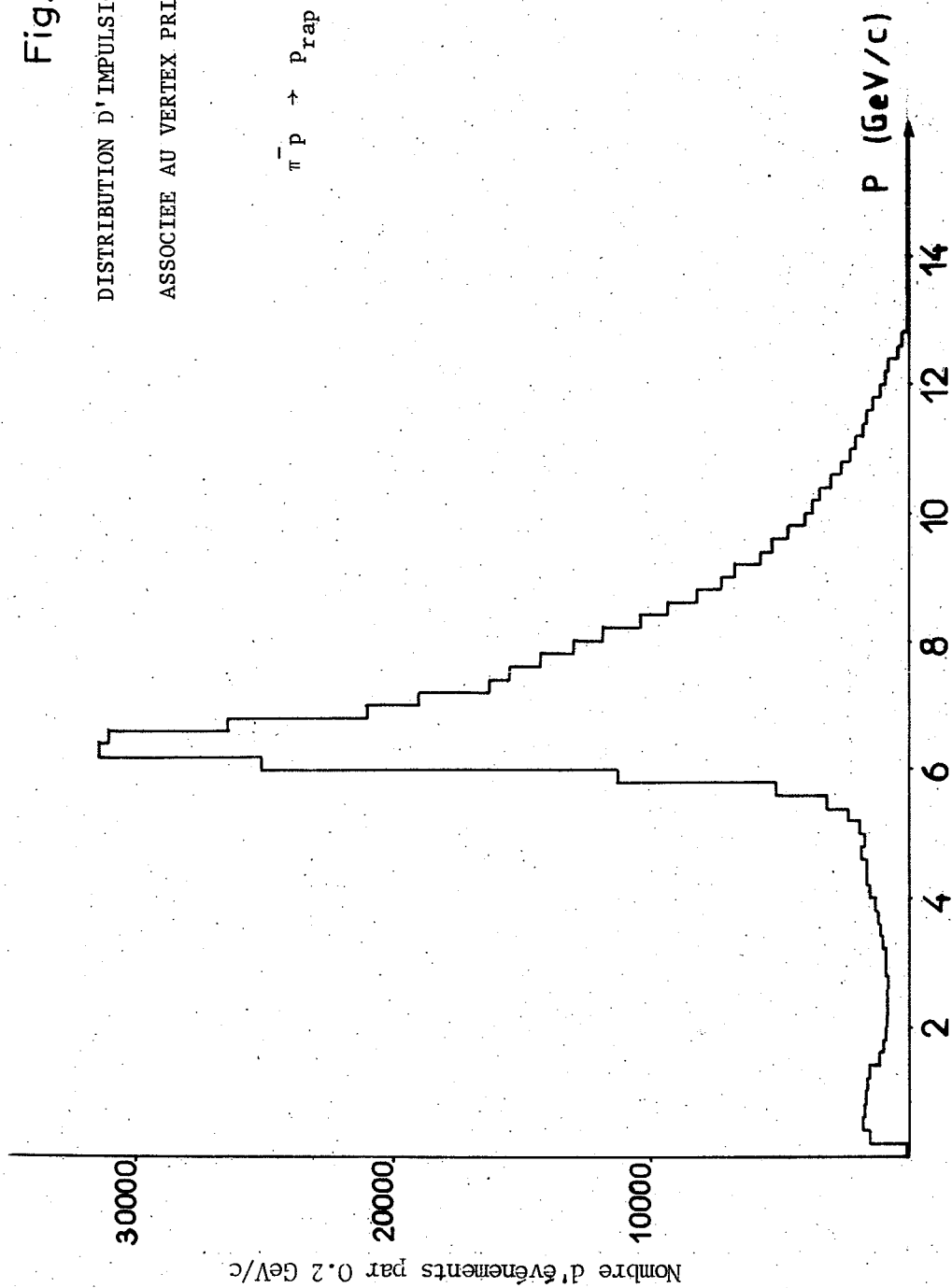


Fig. 16

DISTRIBUTION D'IMPULSION DE LA TRACE LA PLUS RAPIDE
ASSOCIEE AU VERTEX PRINCIPAL

$$\pi^- p \rightarrow p_{rap} + X \text{ à } 12 \text{ GeV/c}$$



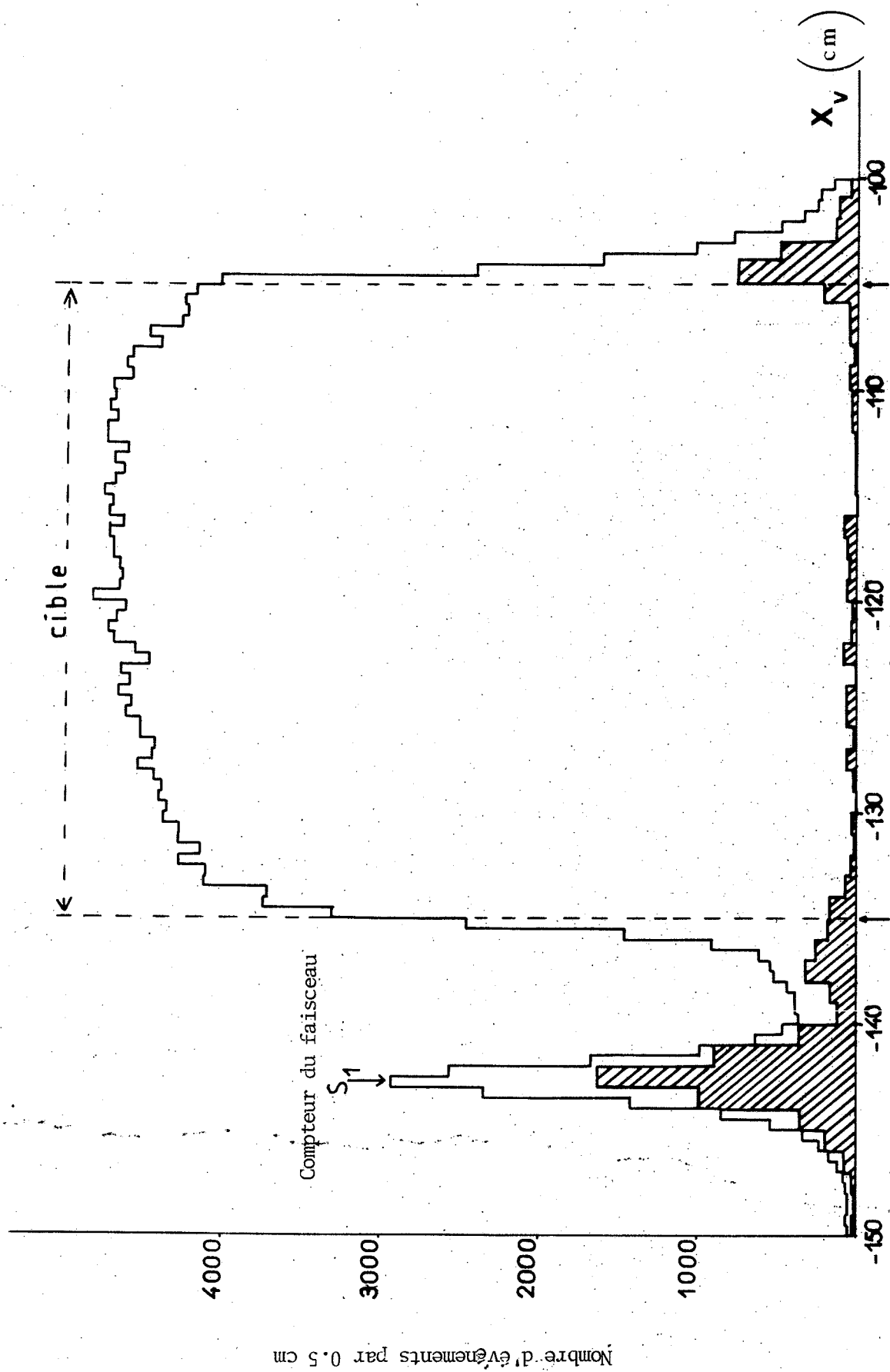


Fig. 17 Coordonnée x_V du vertex principal pour tous les événements et pour les événements avec la cible vide. (Les normalisations ne sont pas égales).

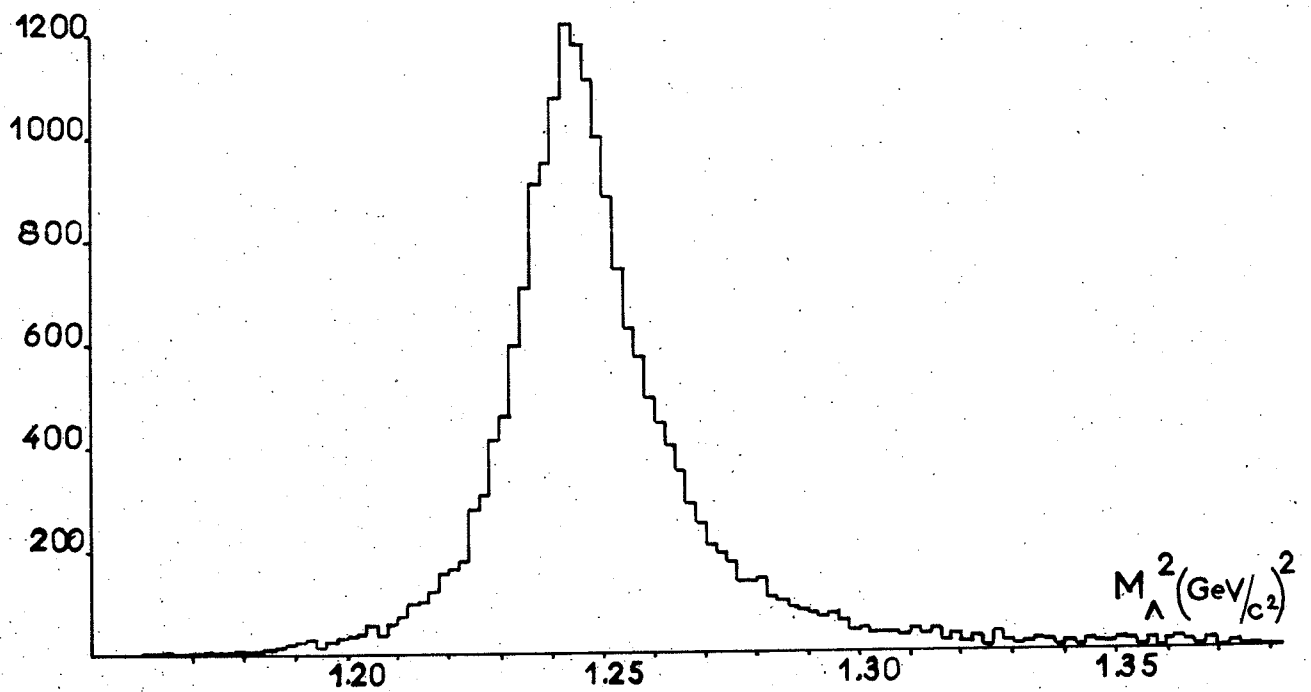


Fig. 18 a Masse carrée du Λ°

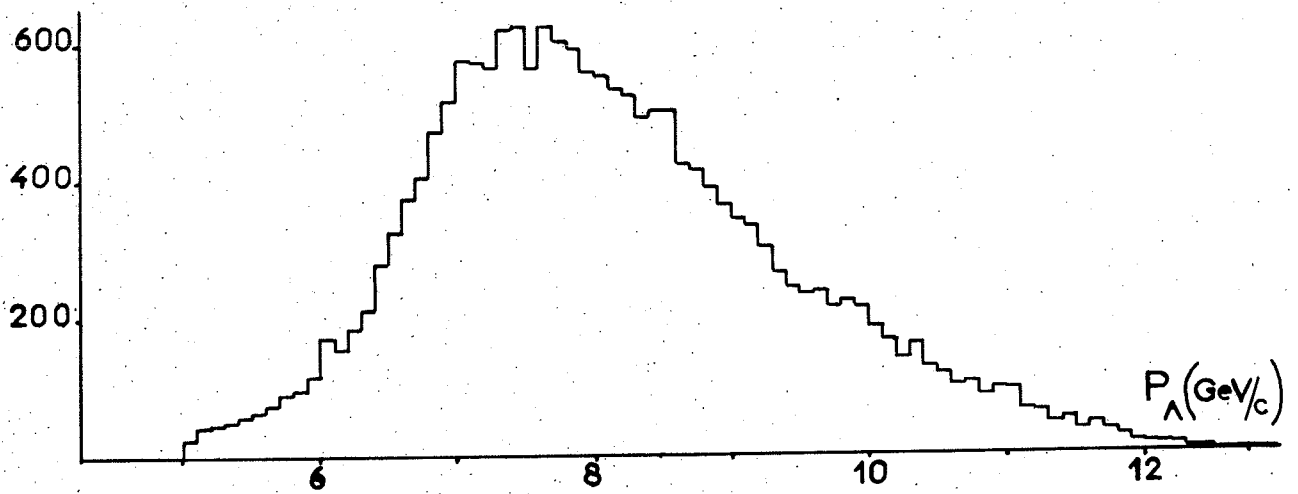


Fig. 18 b Impulsion du Λ° .

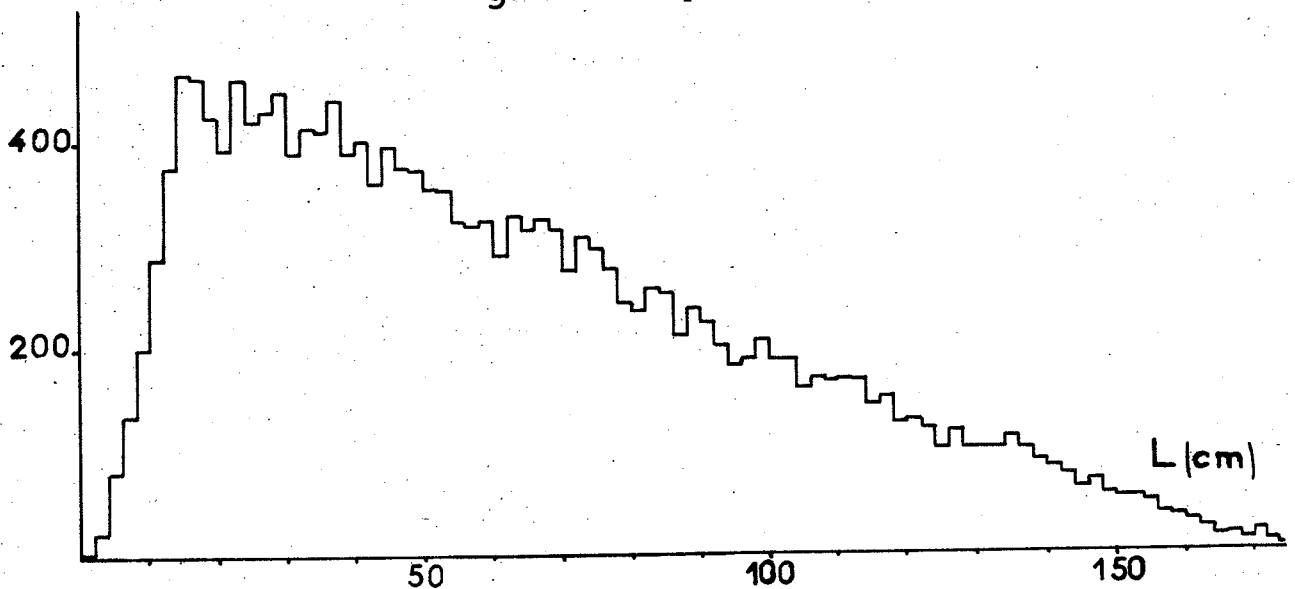


Fig. 18 c Longueur de vol.

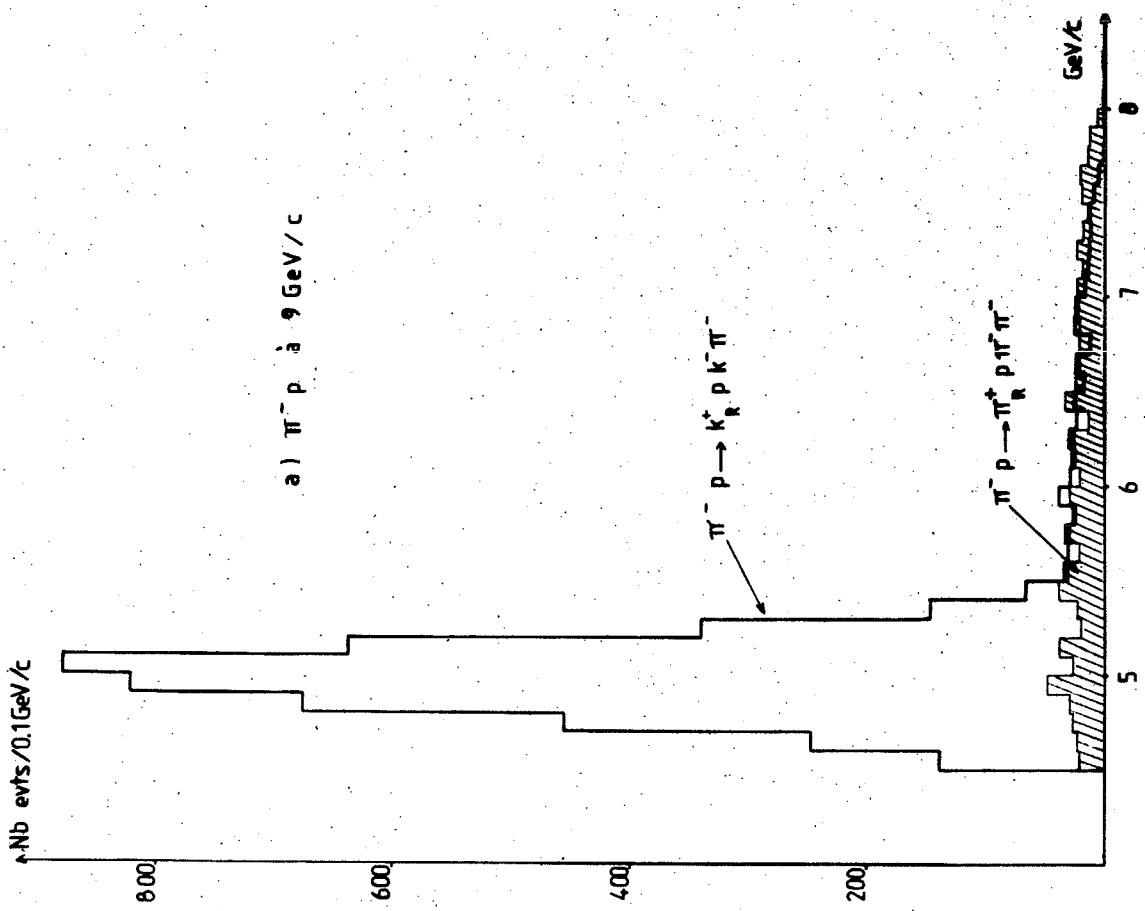
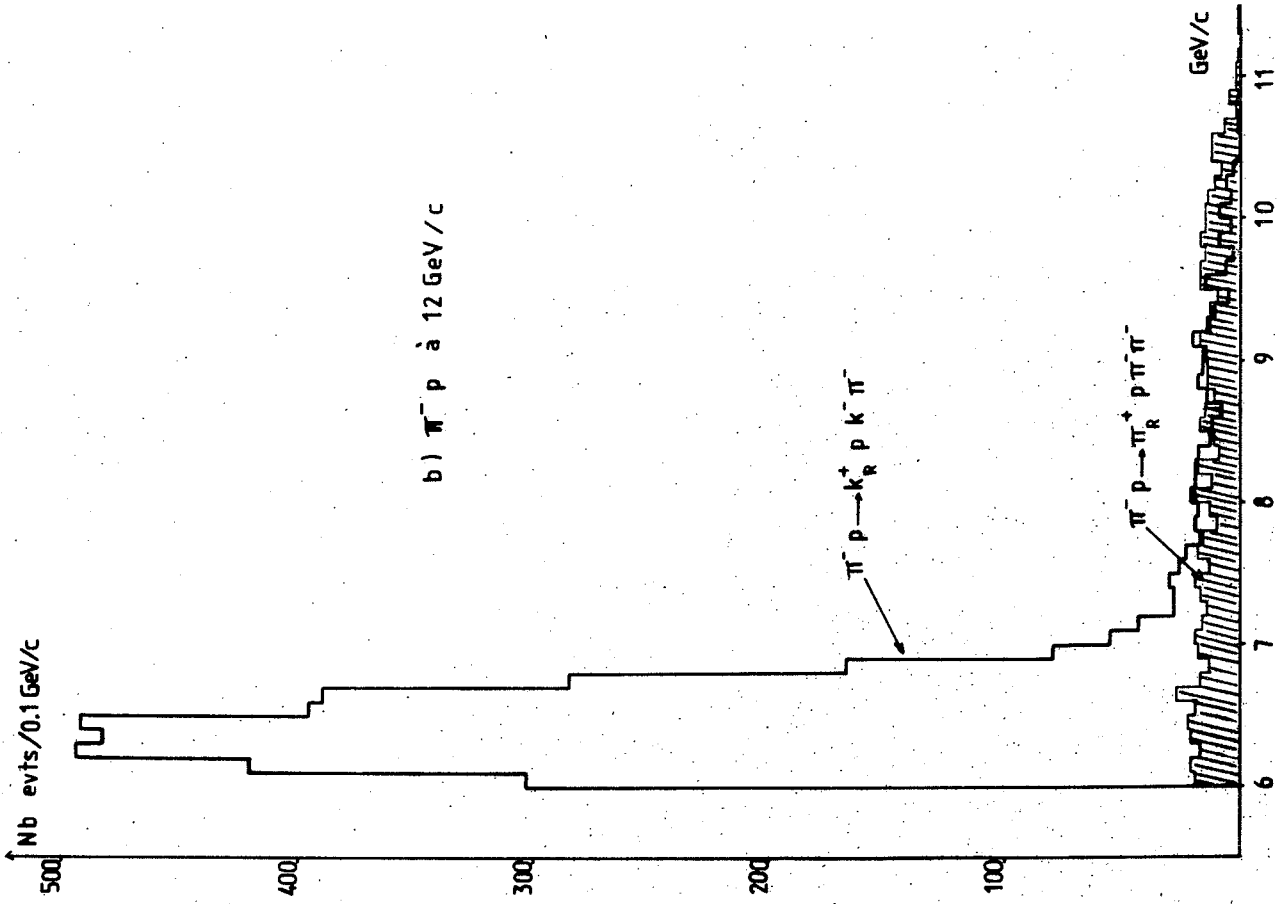


Fig. 19 IMPULSION DES K^+ ET π^+ RAPIDES

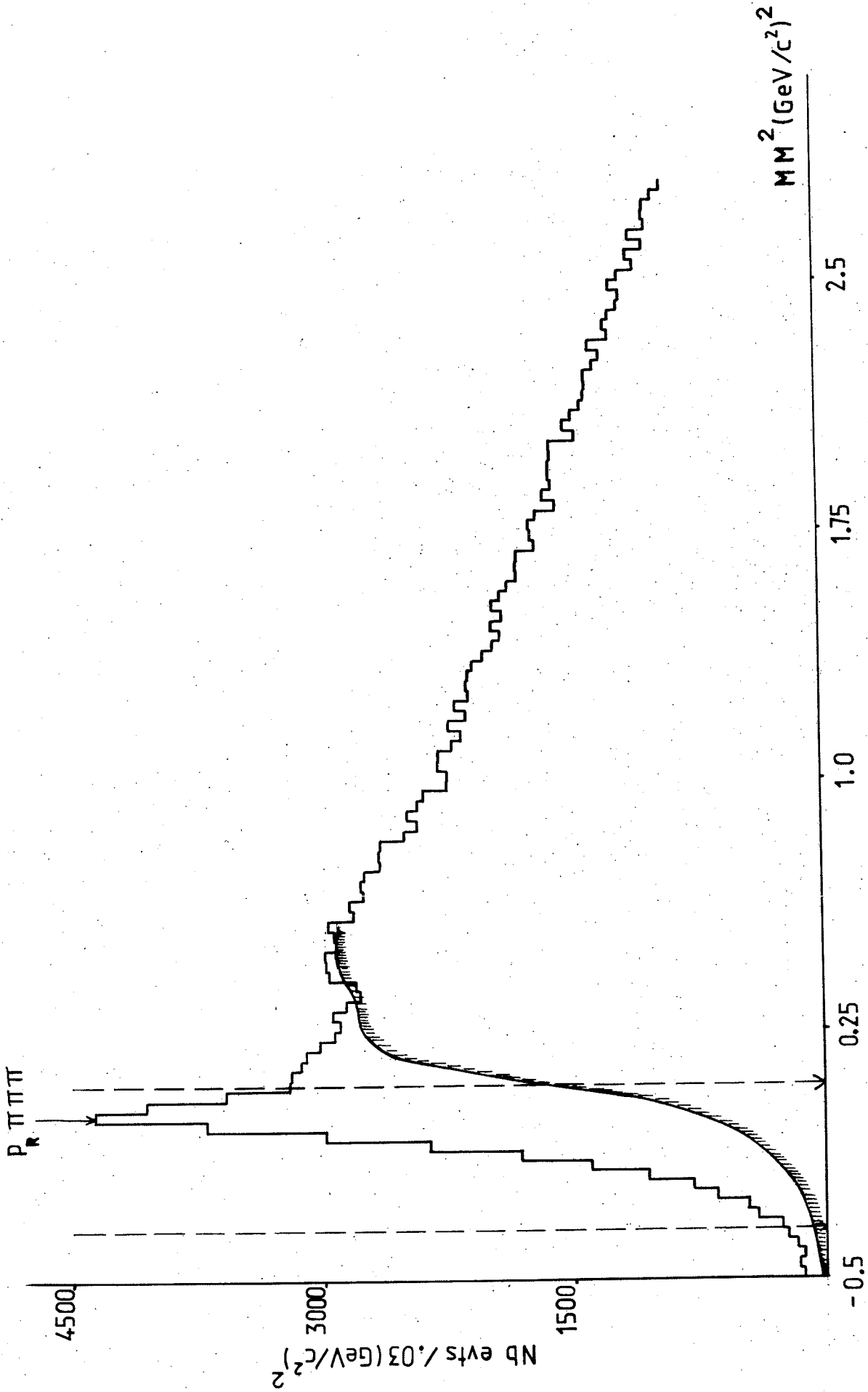


Fig. 20 SPECTRE DE MM^2 à 1a REACTION $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^+$ à 9 GeV/c

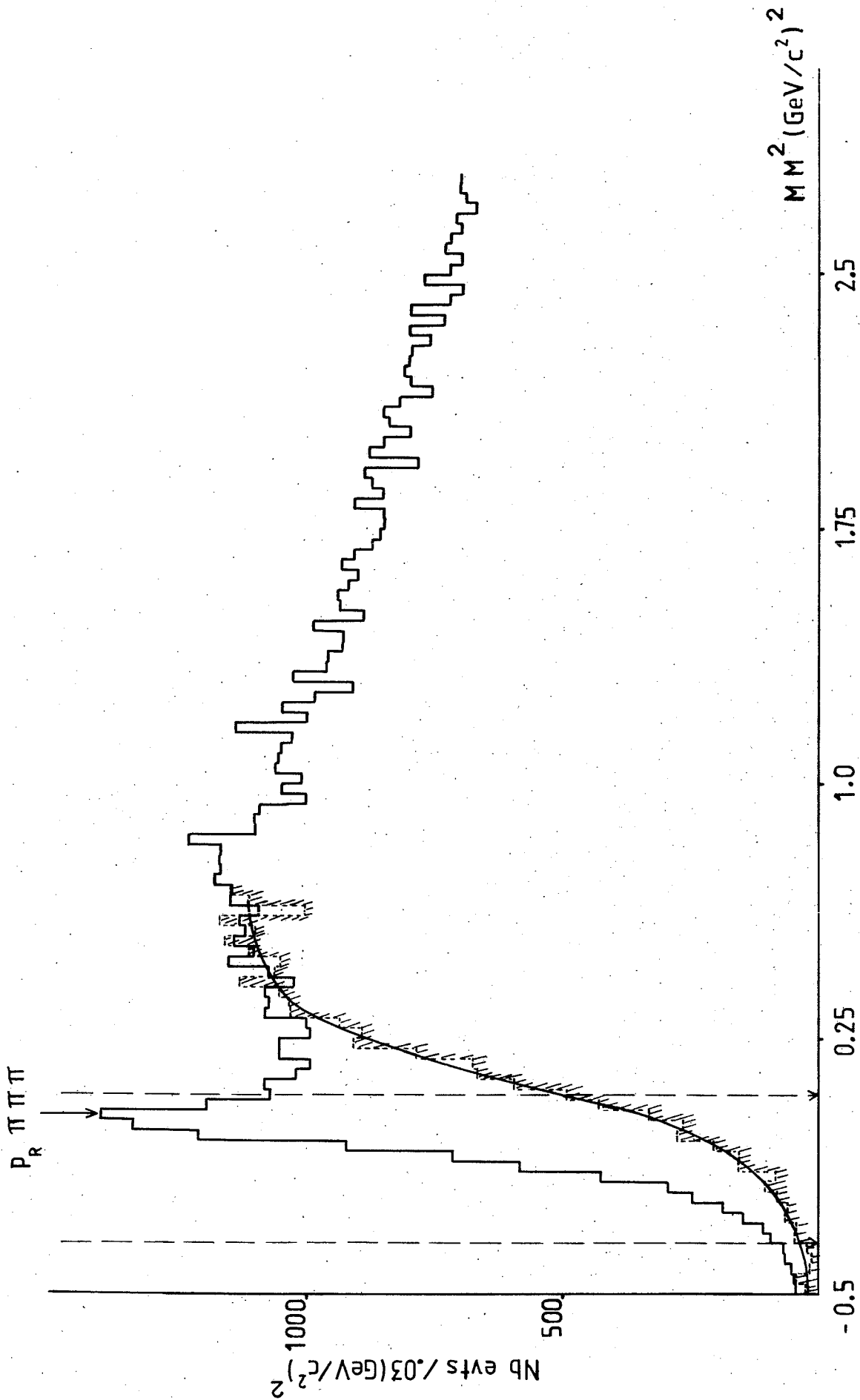


Fig. 21 SPECTRE DE MM^2 à la REACTION $\pi^- p \rightarrow p_R \pi \pi$ (MM) à 12 GeV/c

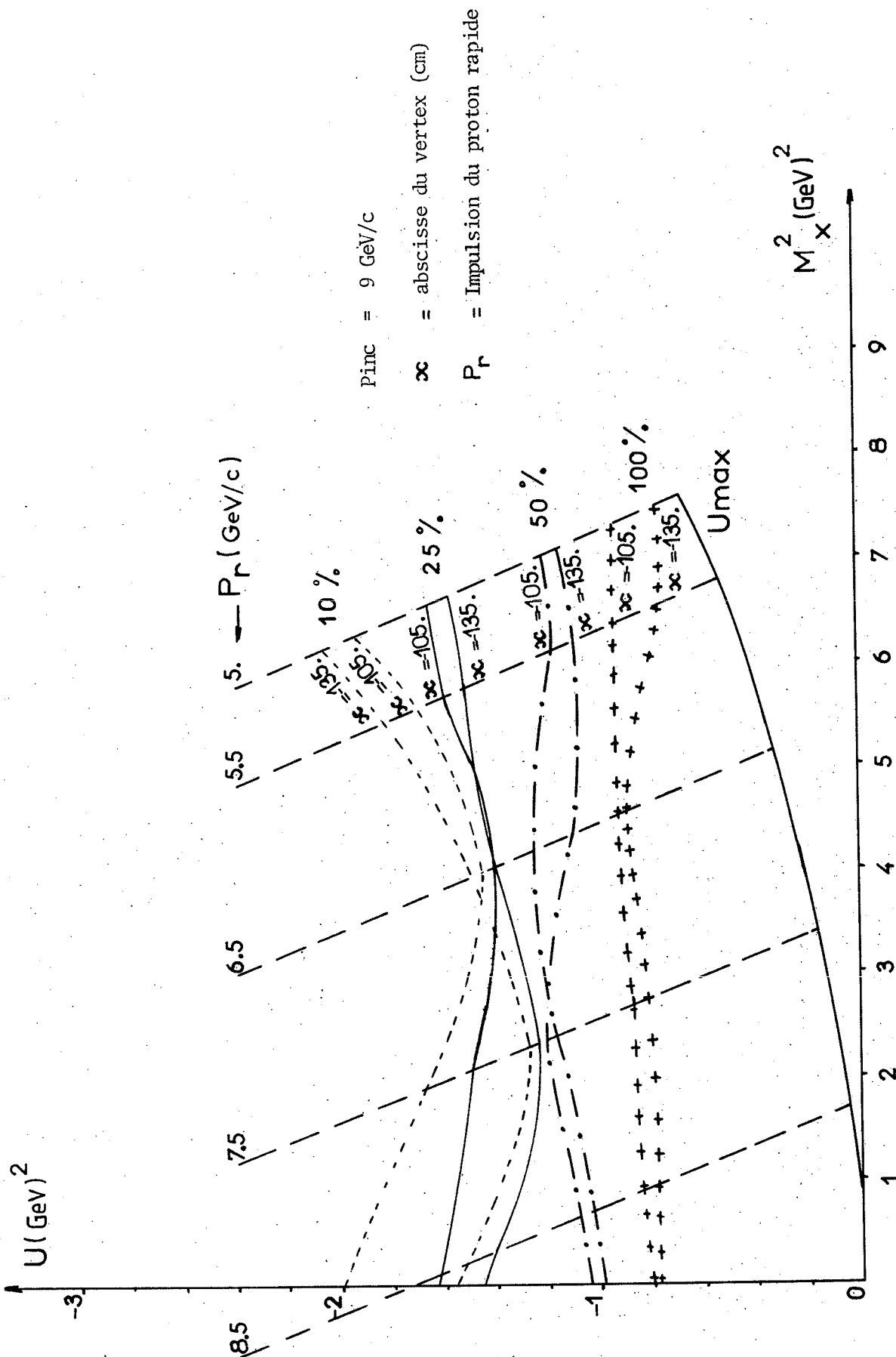


Fig. 22 ACCEPTANCE GEOMETRIQUE POUR LA PARTICULE RAPIDE

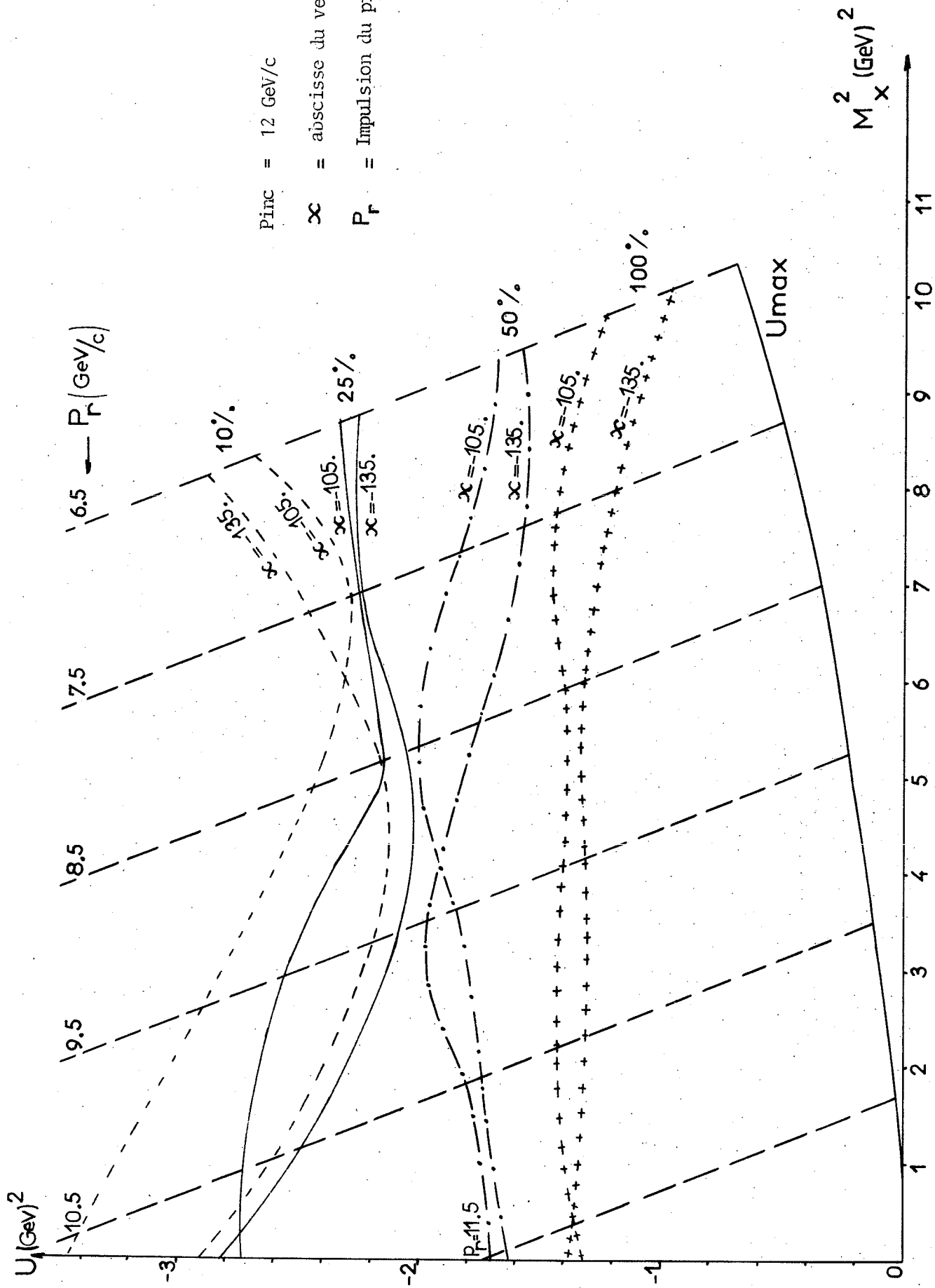
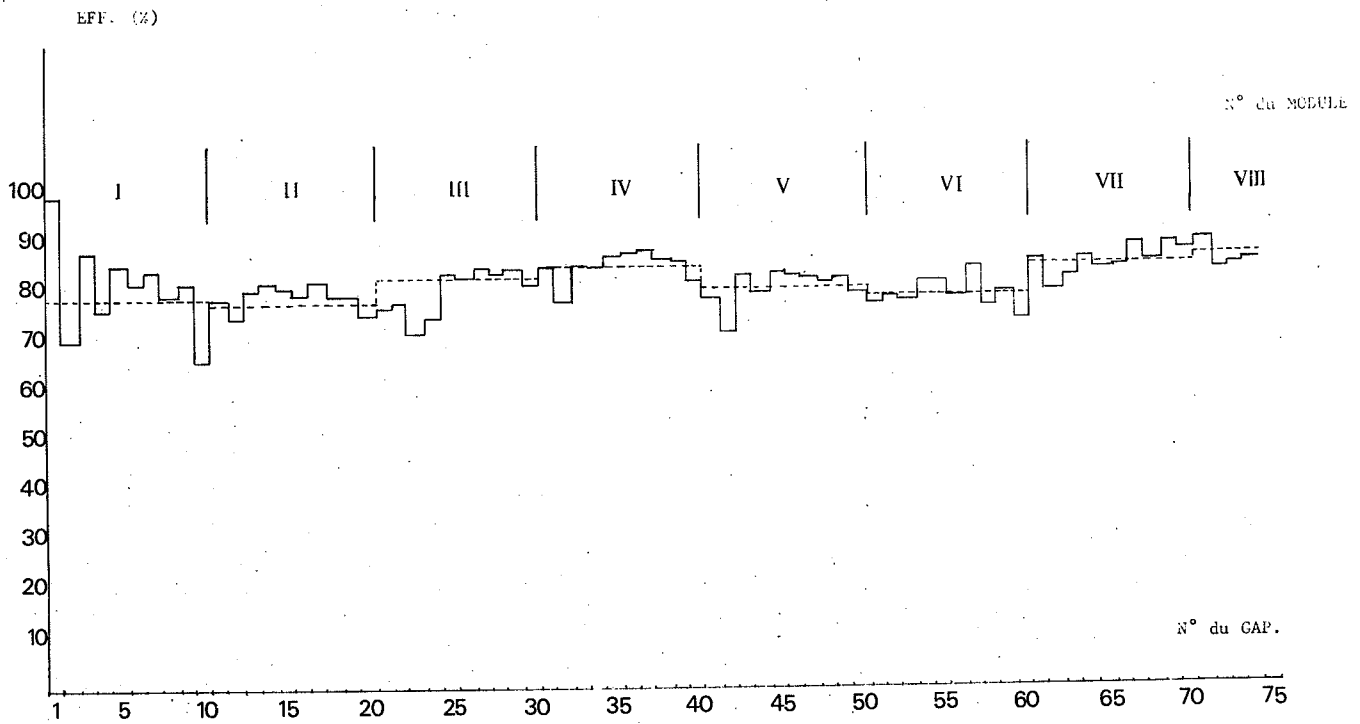


Fig. 23 ACCEPTANCE GEOMETRIQUE POUR LA PARTICULE RAPIDE

EFFICACITE DES CHAMBRES A ETINCELLES. GEOMETRIE I.



EFFICACITE DES CHAMBRES A ETINCELLES. GEOMETRIE II.

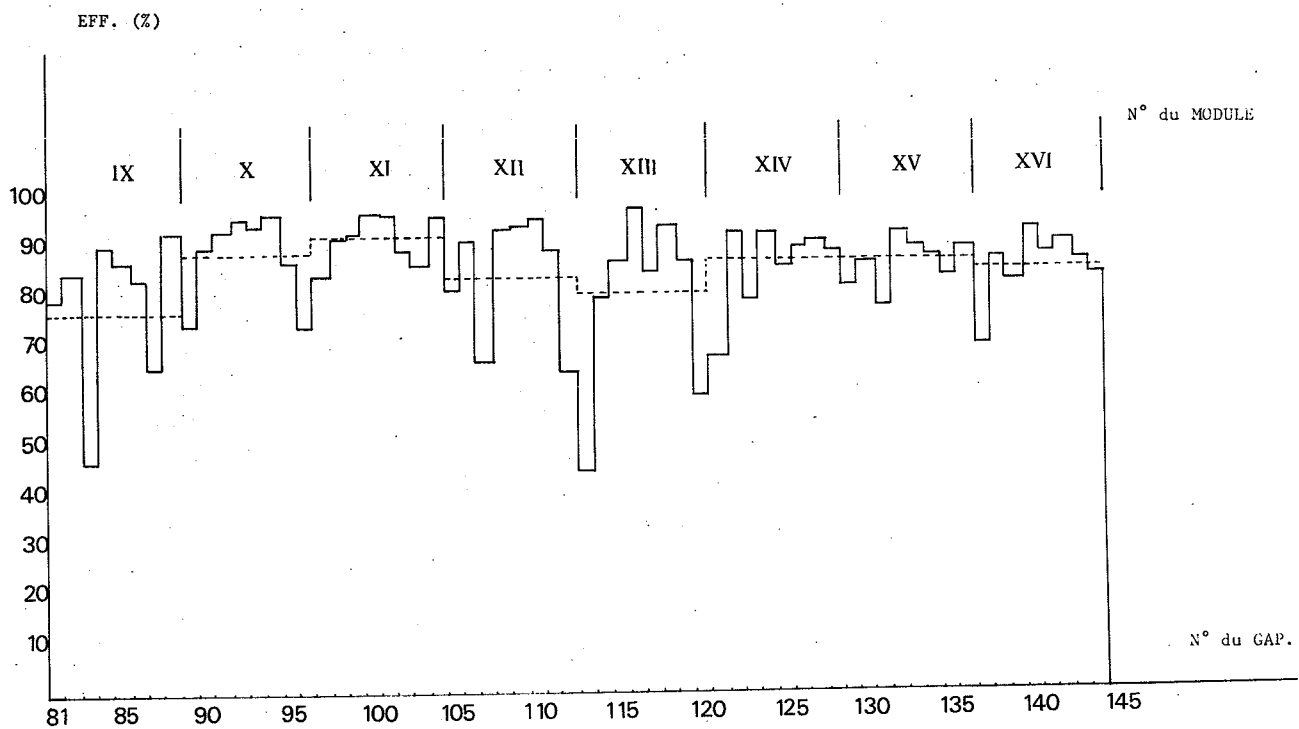


Fig. 24

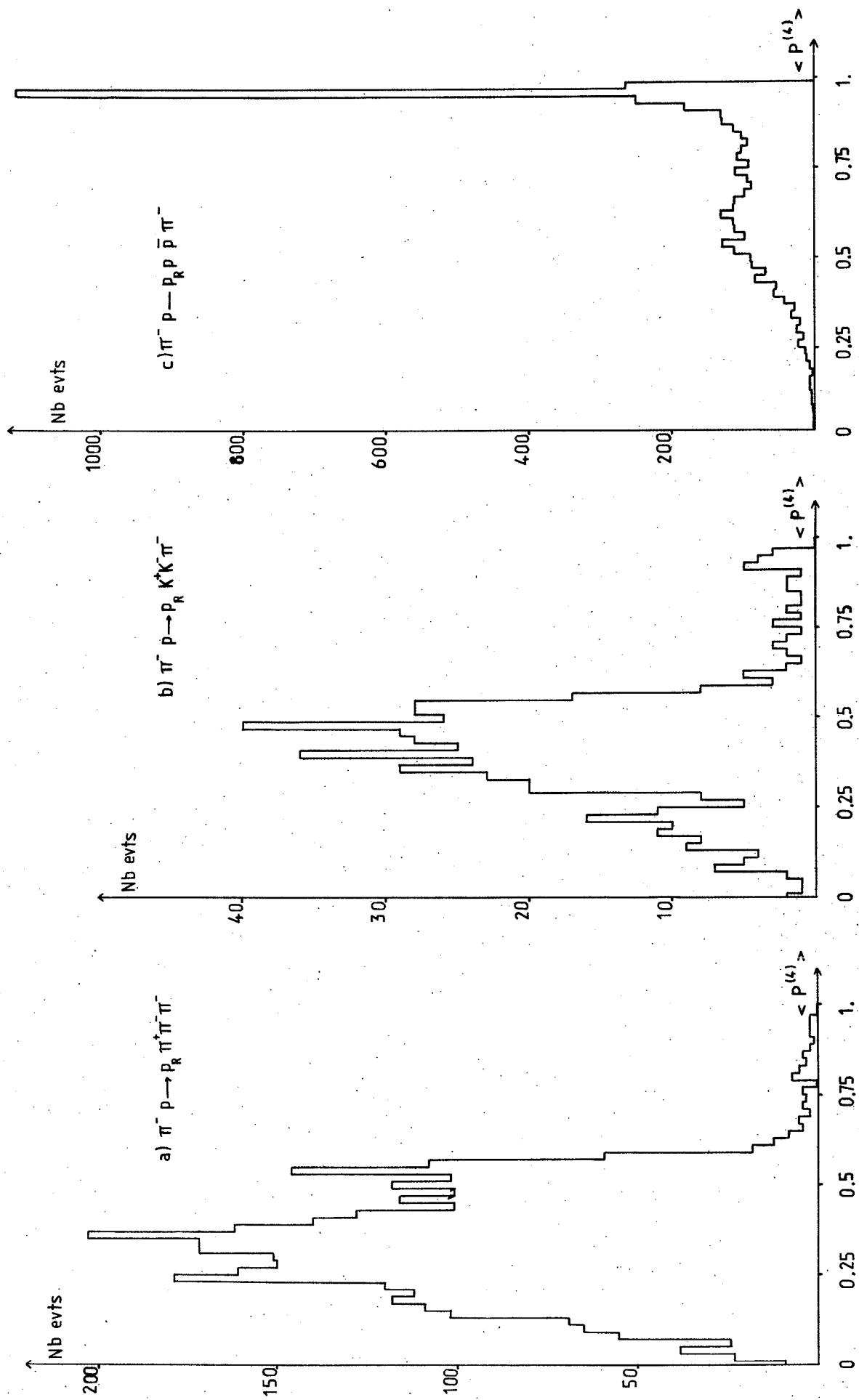
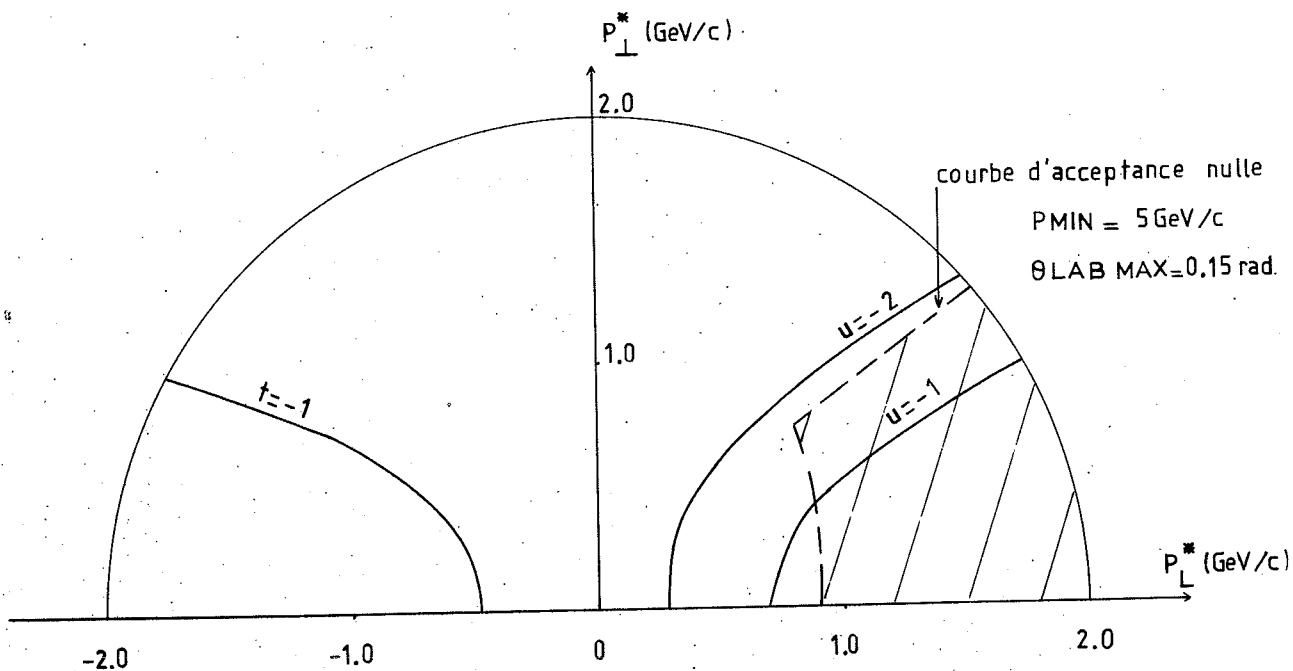


Fig. 25 SPECTRE DES PROBABILITES DE DETECTION DES 4 BRANCHES ($\langle P^{(4)} \rangle$)

a) $\pi^- p$ à 9 GeV/c



b) $\pi^- p$ à 12 GeV/c

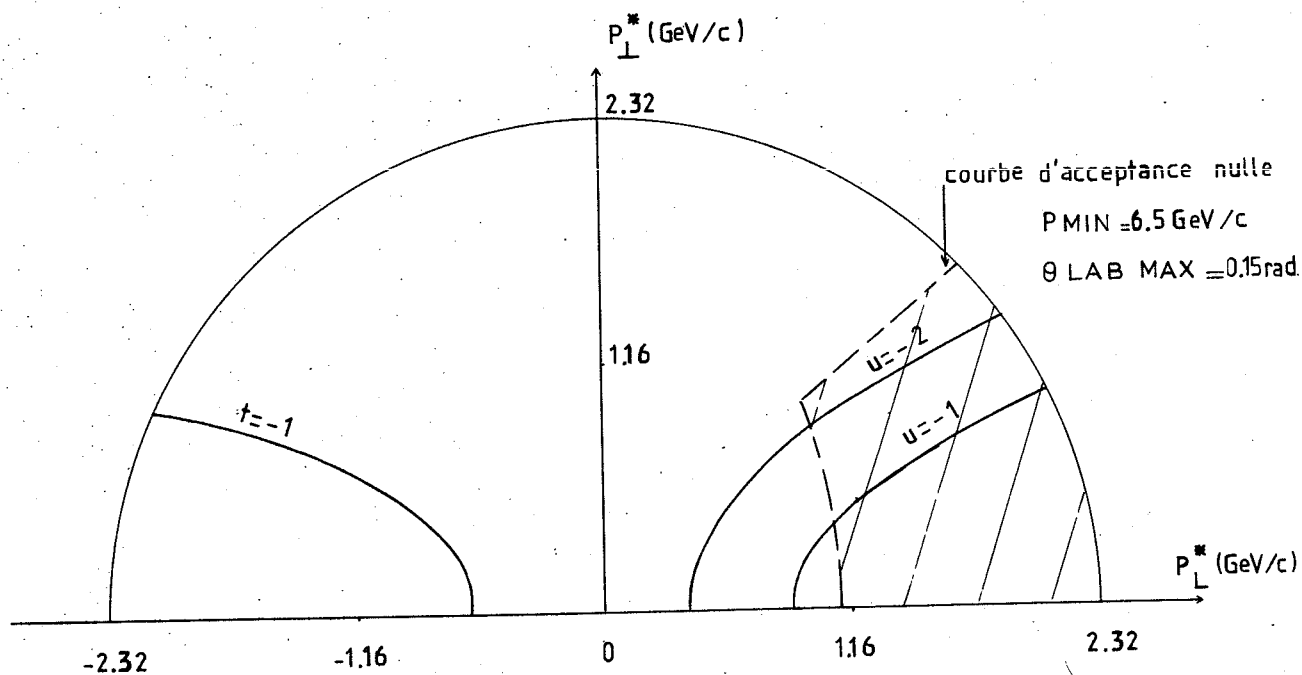


Fig. 26

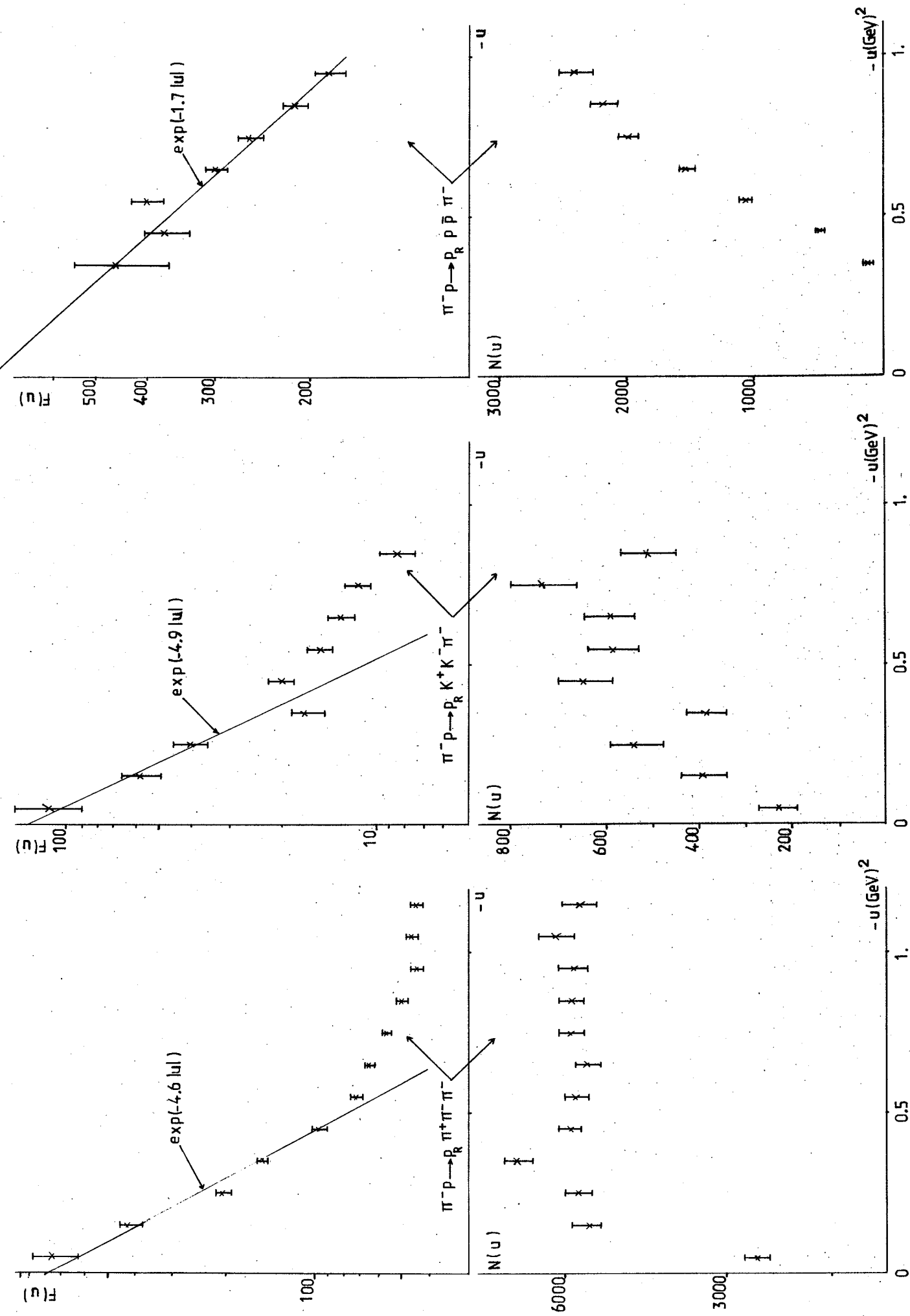


Fig. 27 SPECTRES $N(u)$ et $F(u)$ à 9 GeV/c

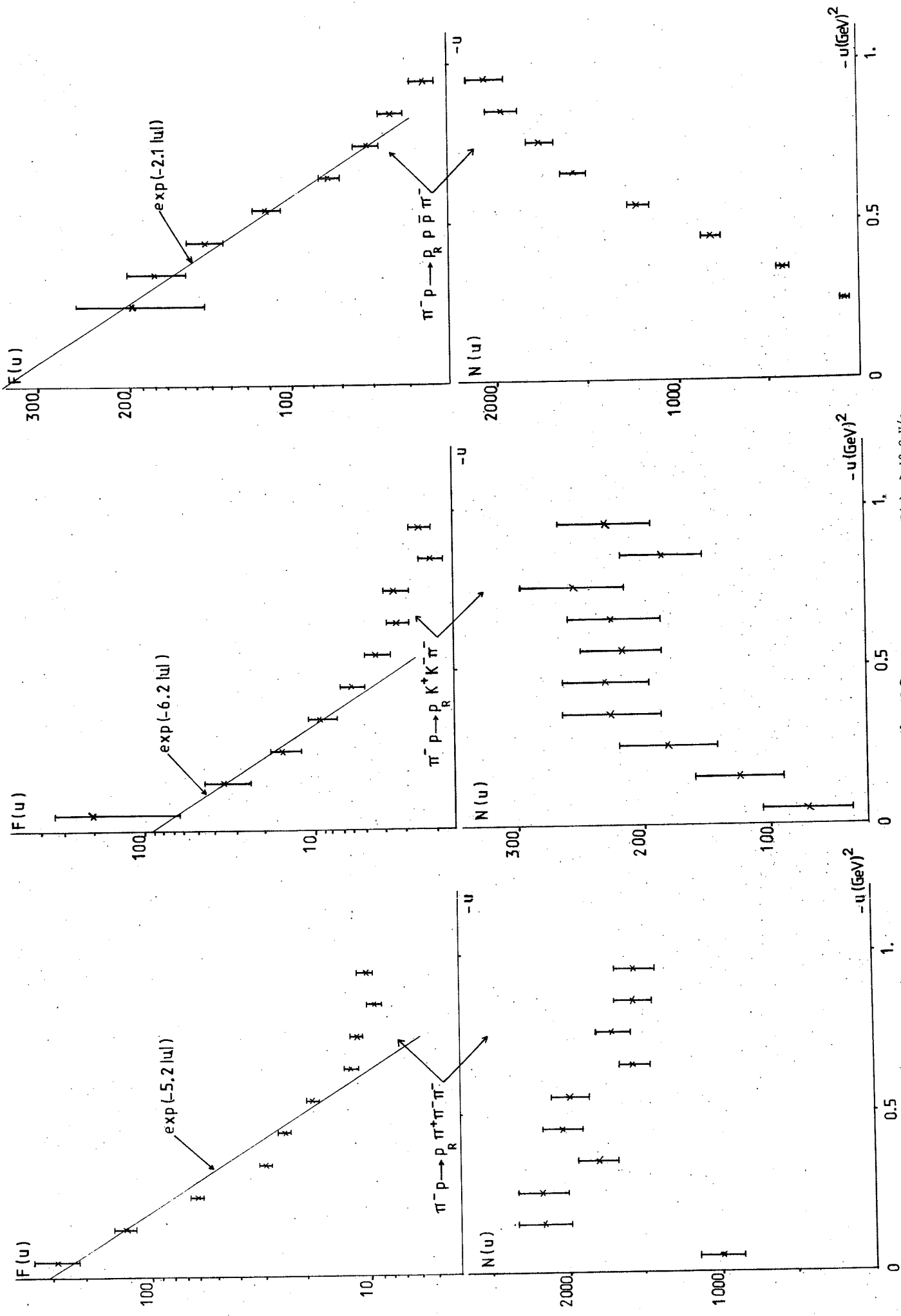


Fig. 28 SPECTRES $N(u)$ et $F(u)$ à 12 GeV/c

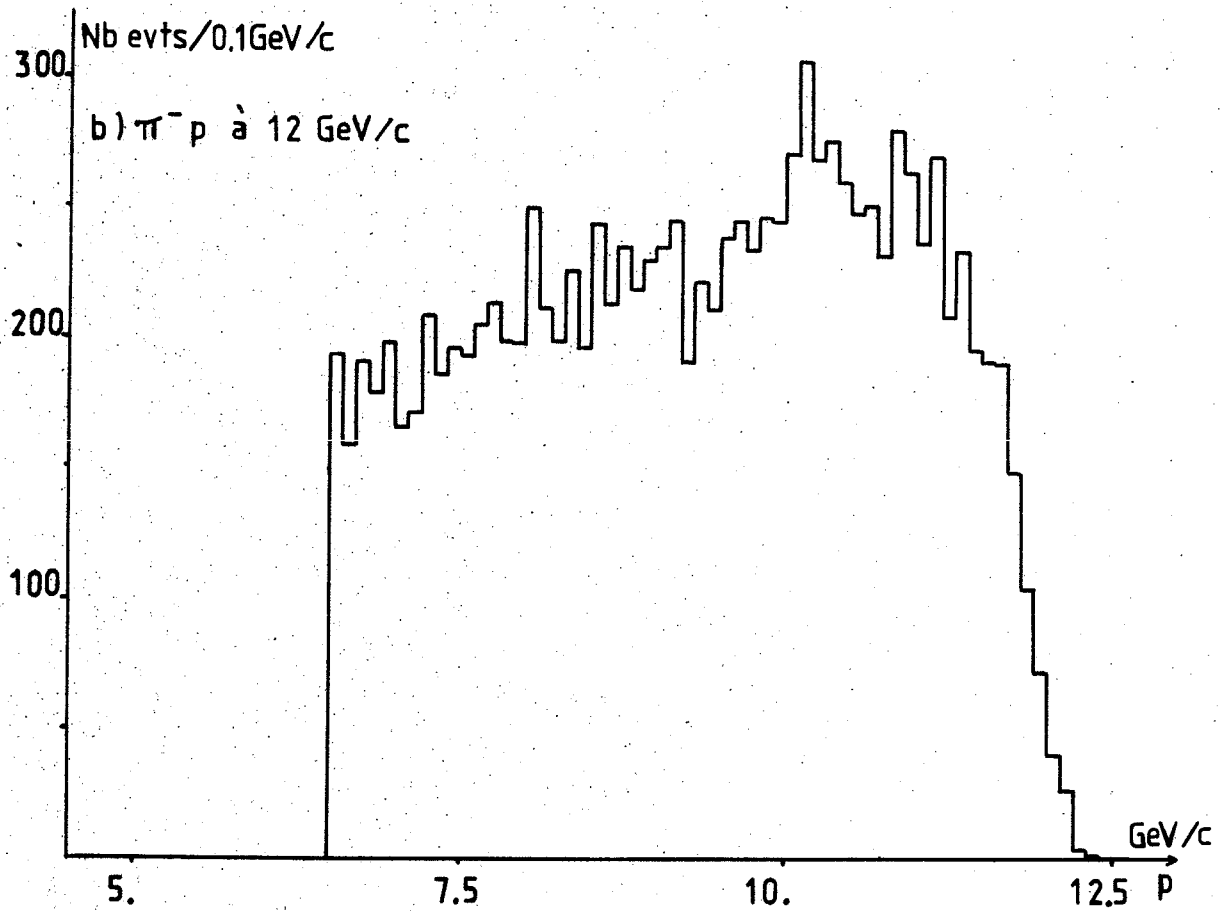
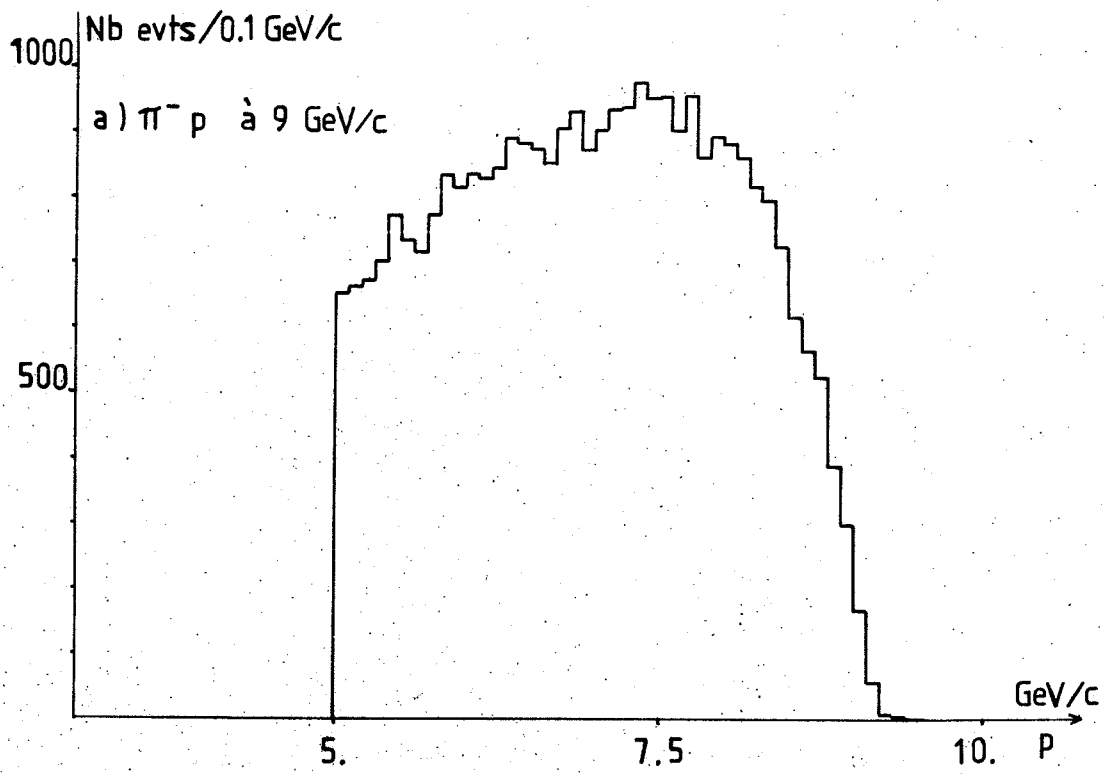


Fig. 29 SPECTRES D'IMPULSION DU PROTON RAPIDE DANS $\pi^- p \rightarrow P_R^+ \pi^- \pi^-$.

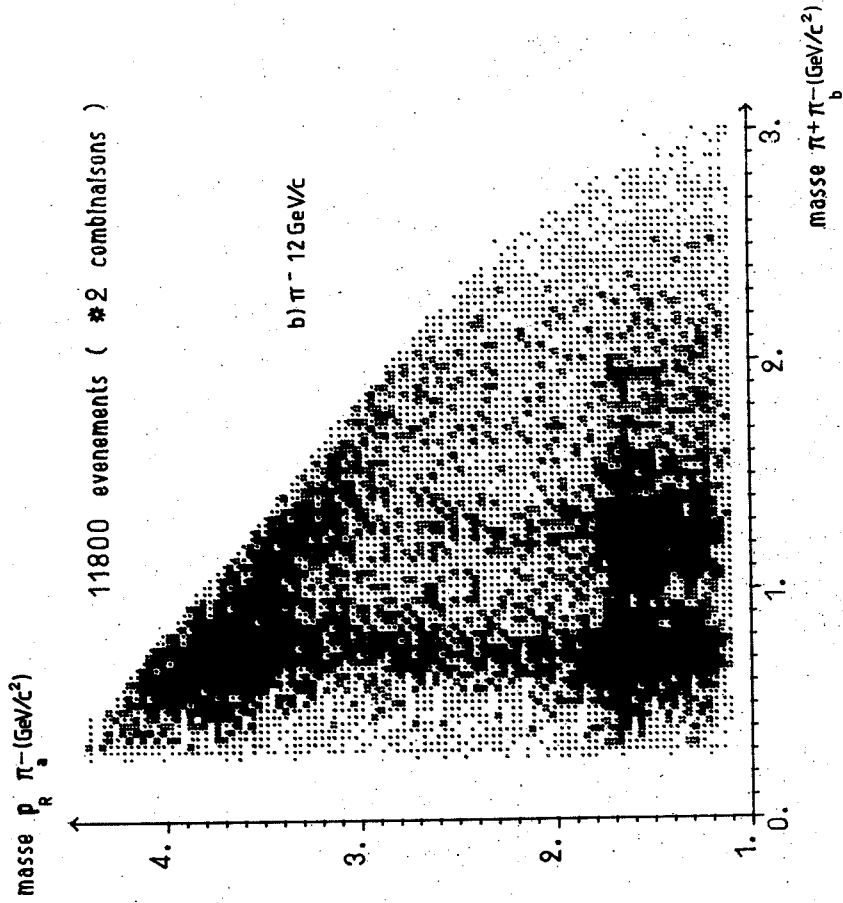
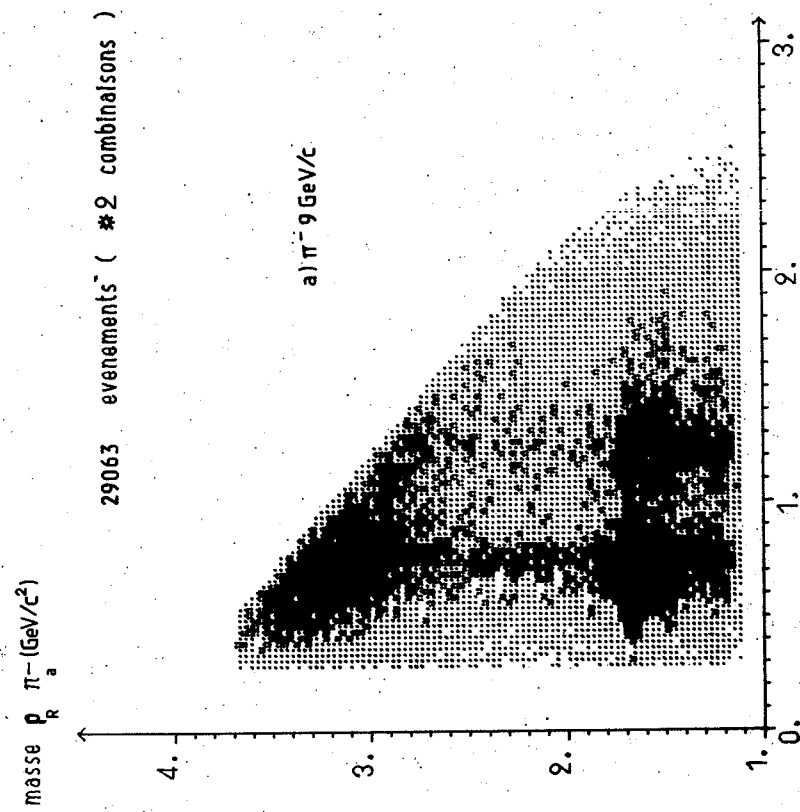


Fig. 30 DIAGRAMMES TRIANGULAIRES DE MASSE

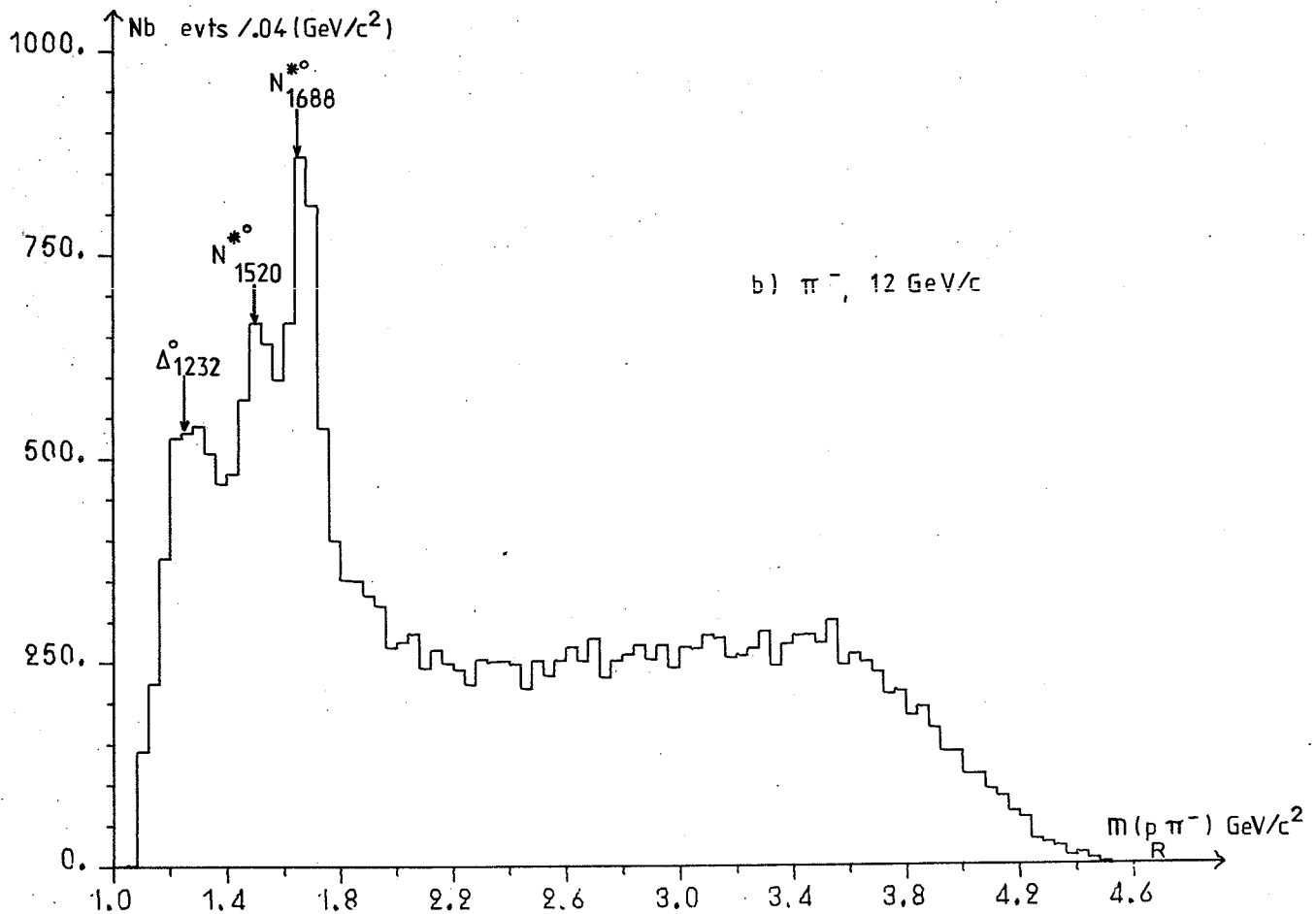
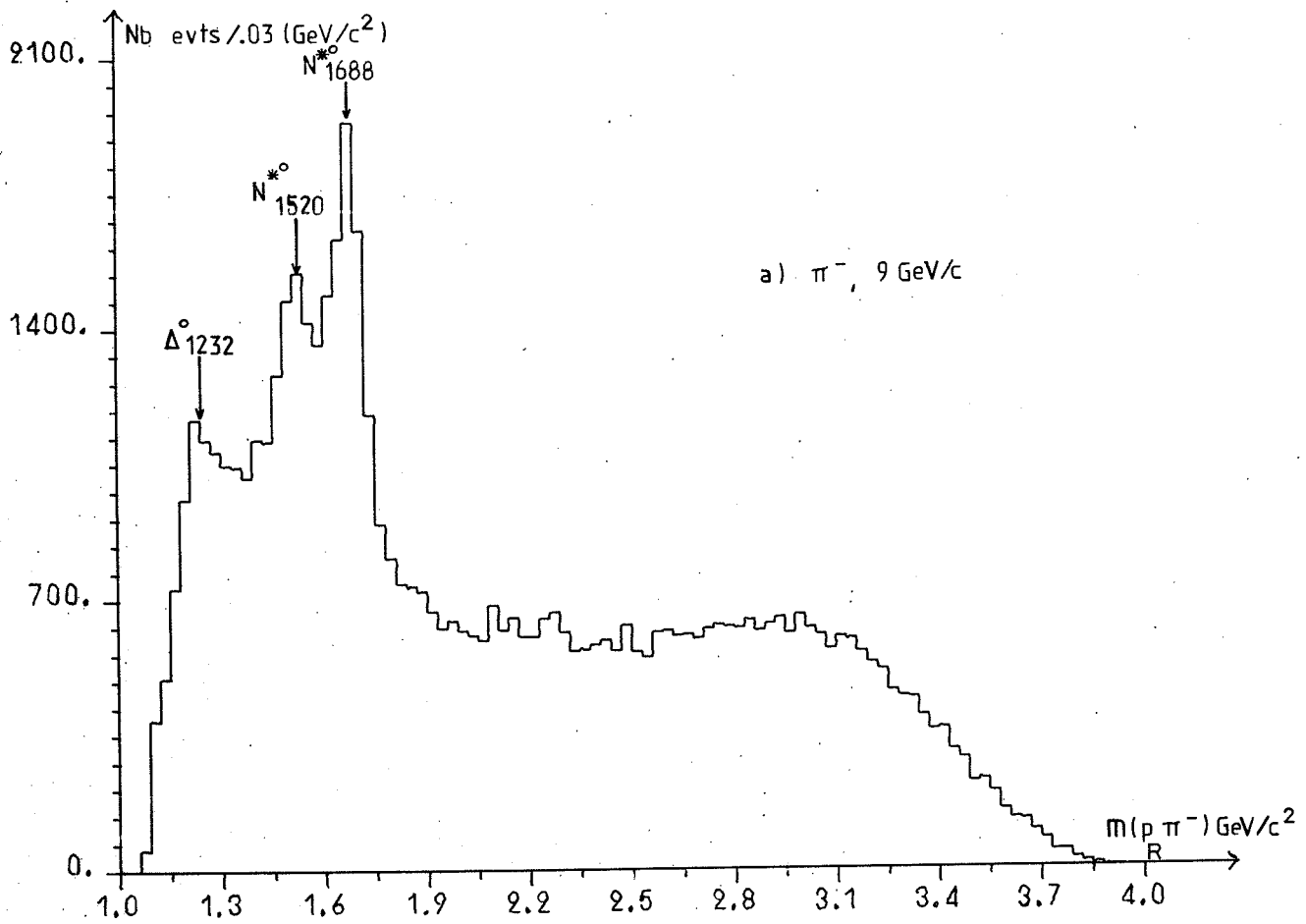


Fig. 31

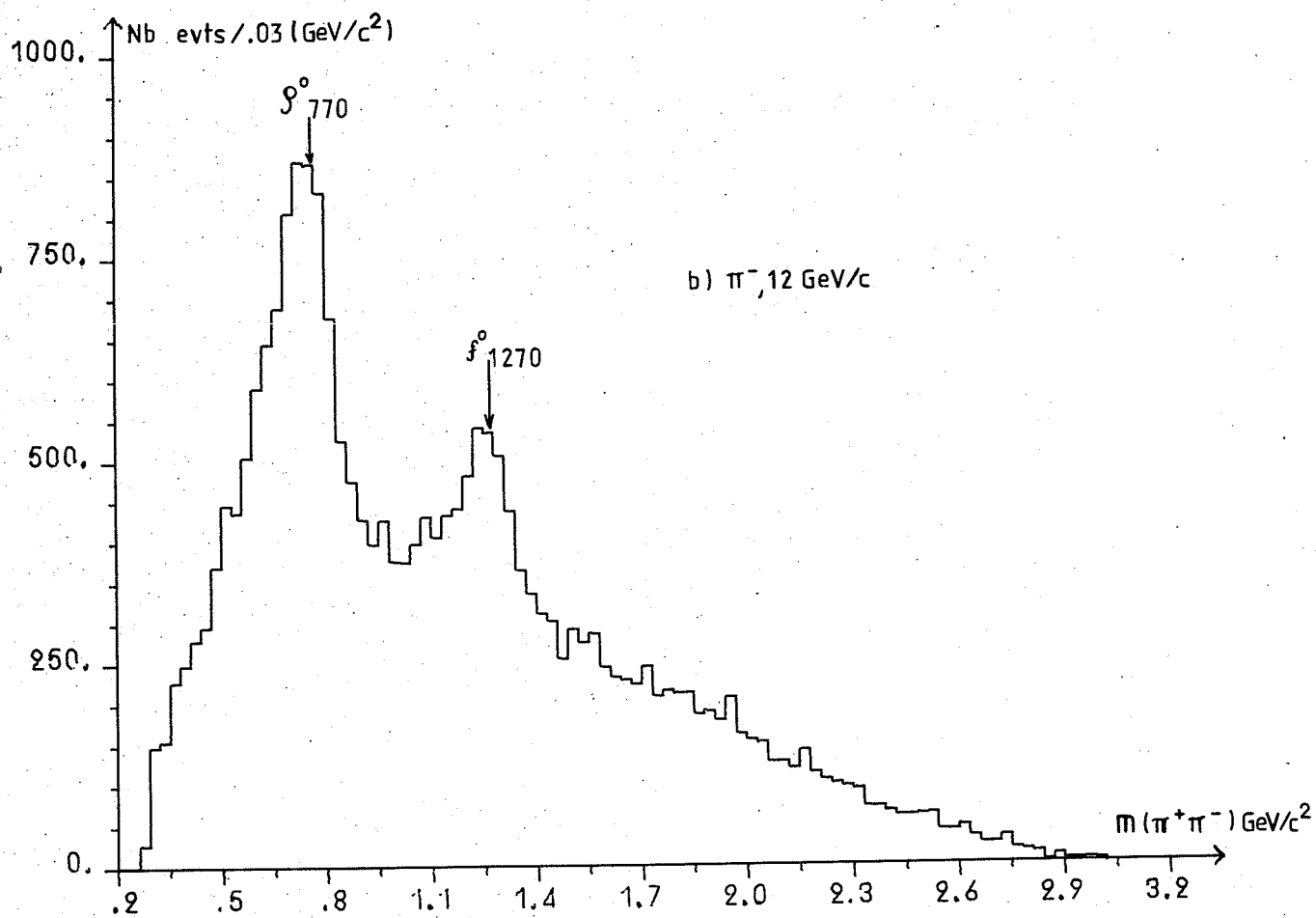
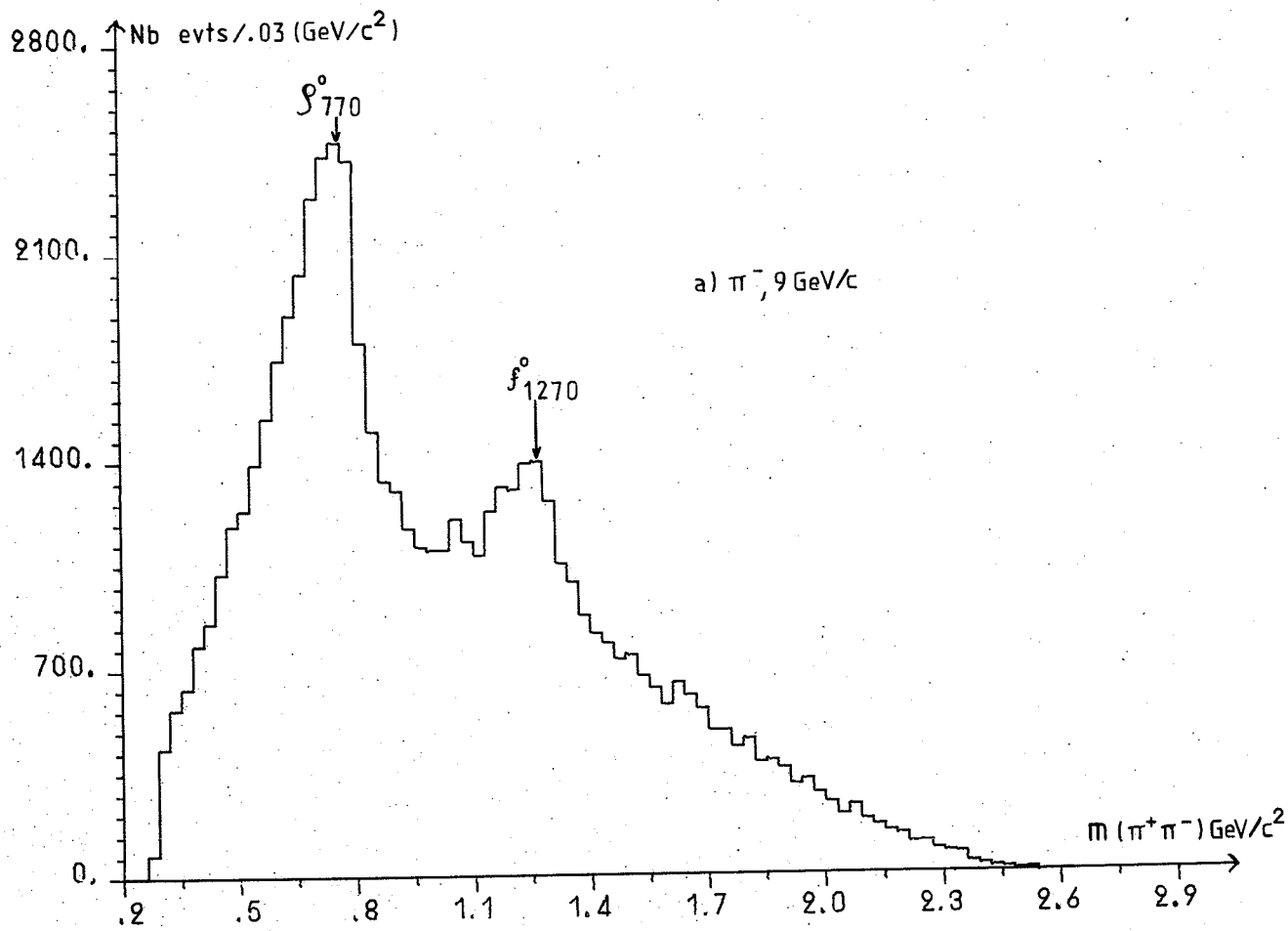


Fig. 32

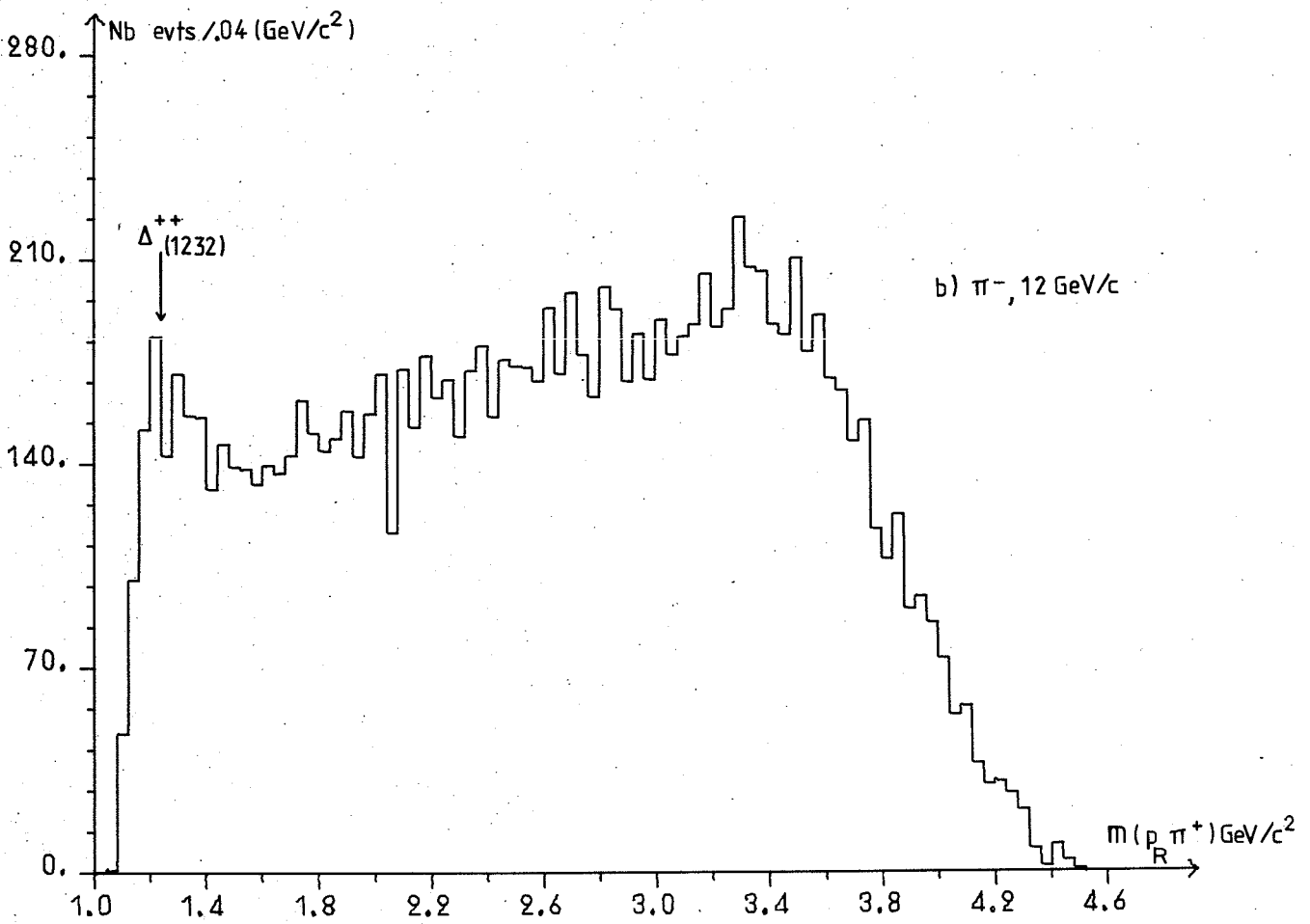
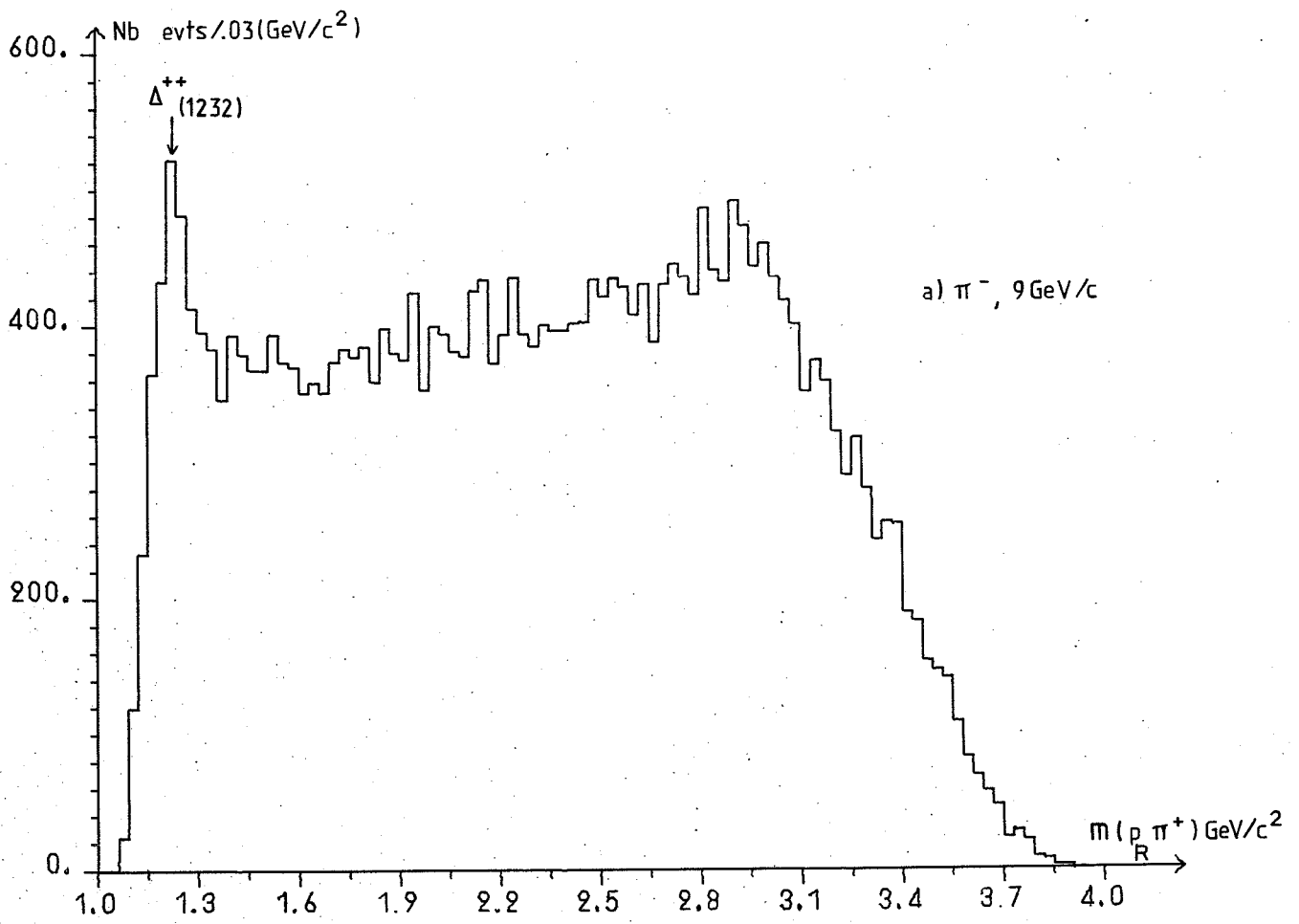


Fig. 33

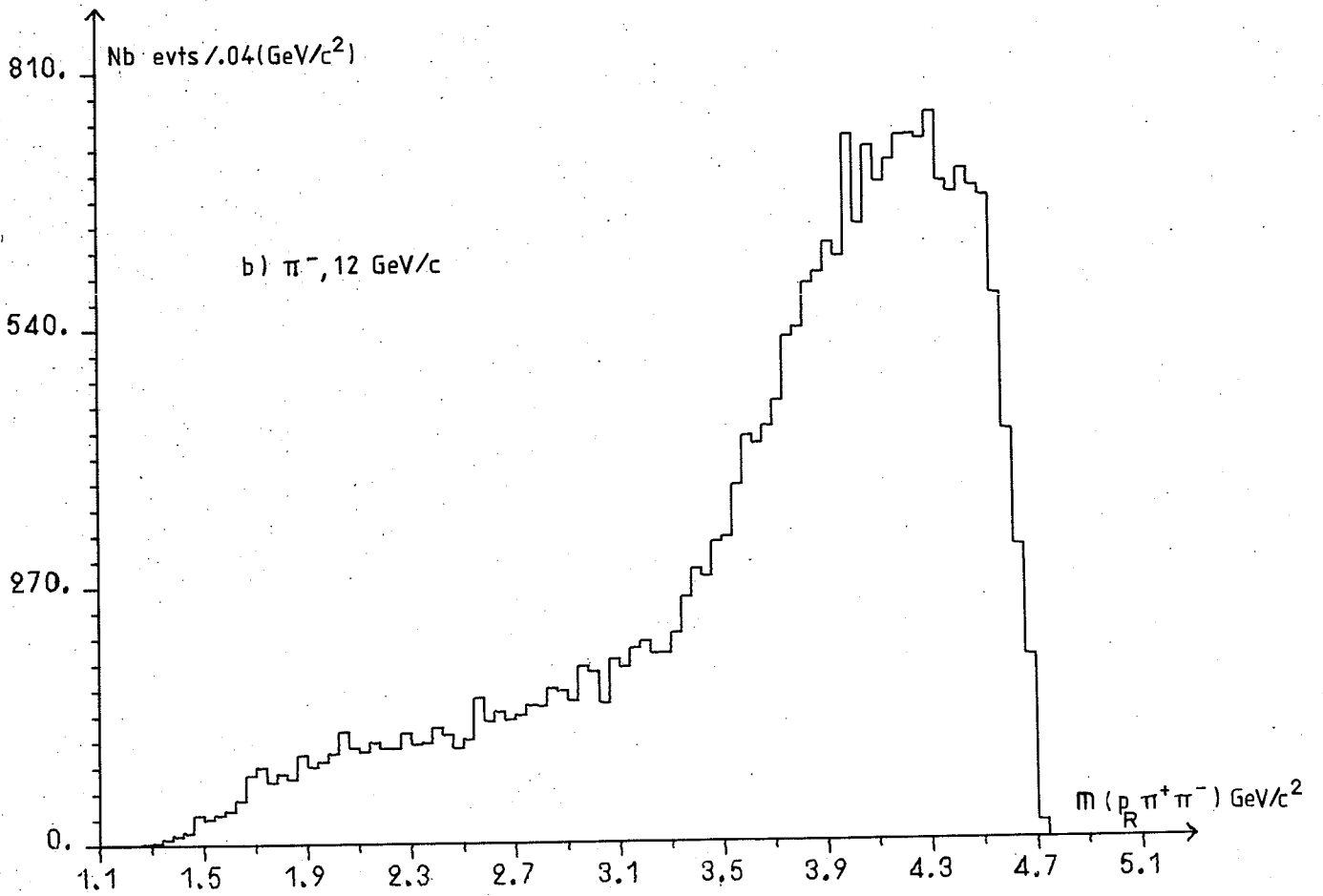
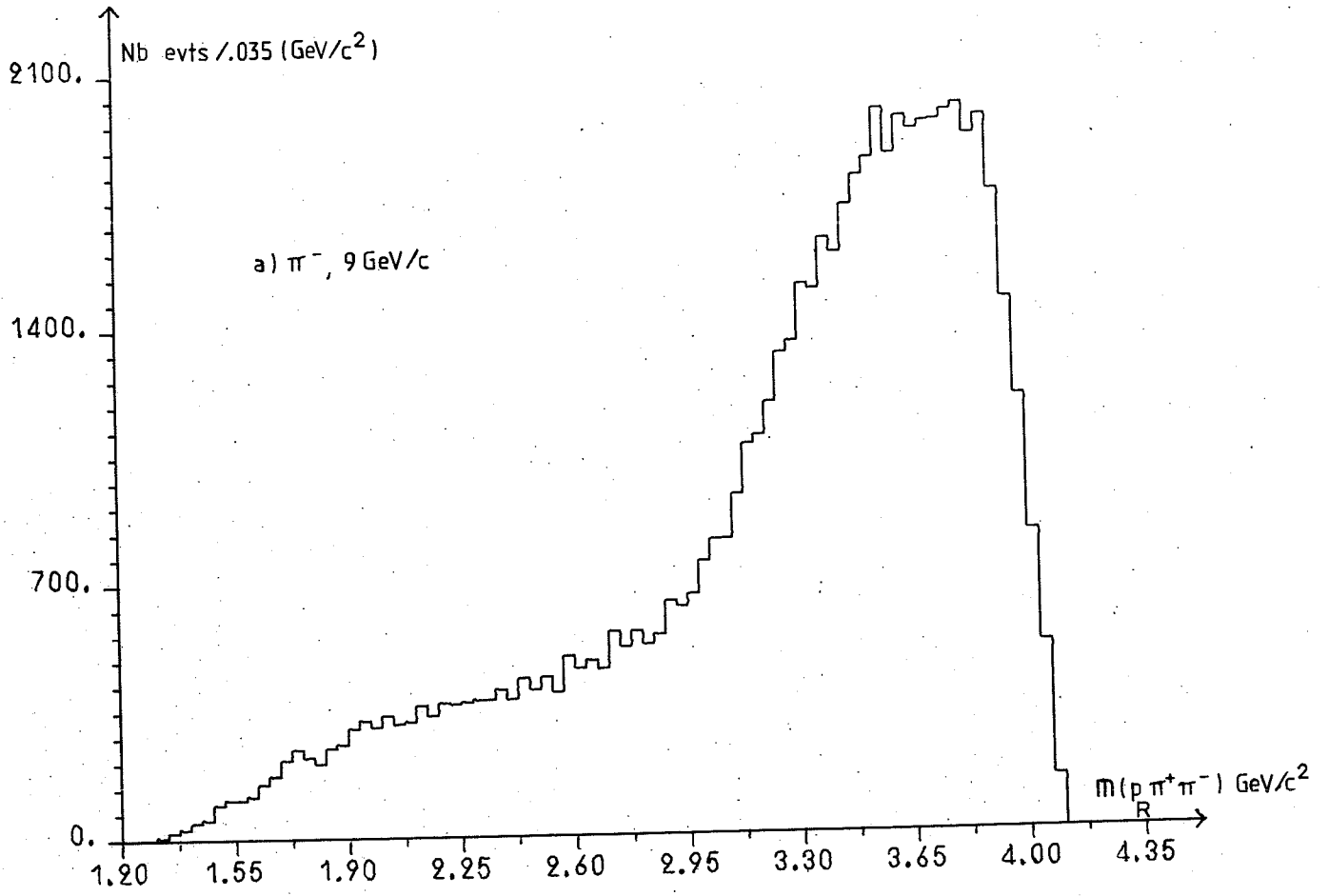


Fig. 34

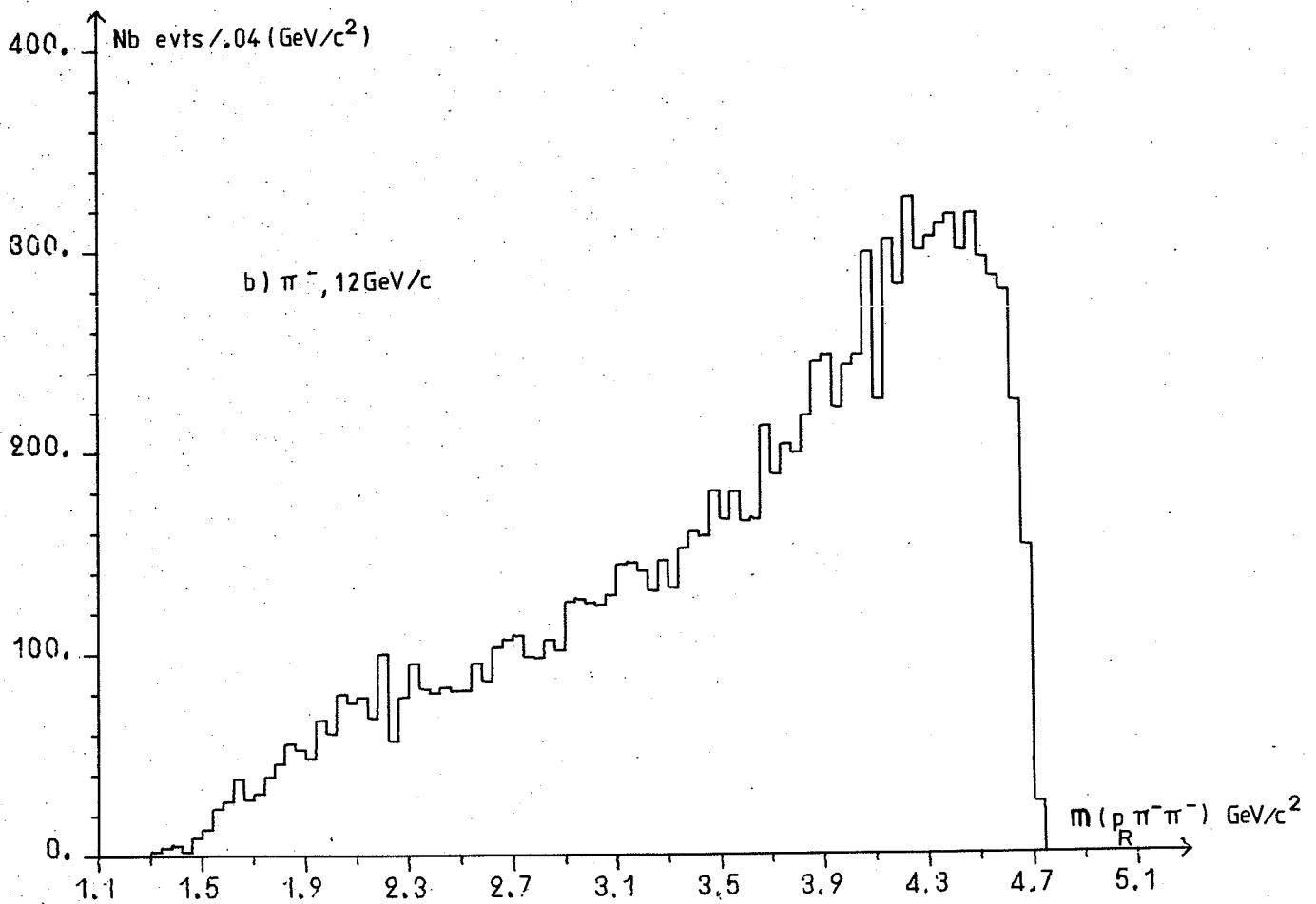
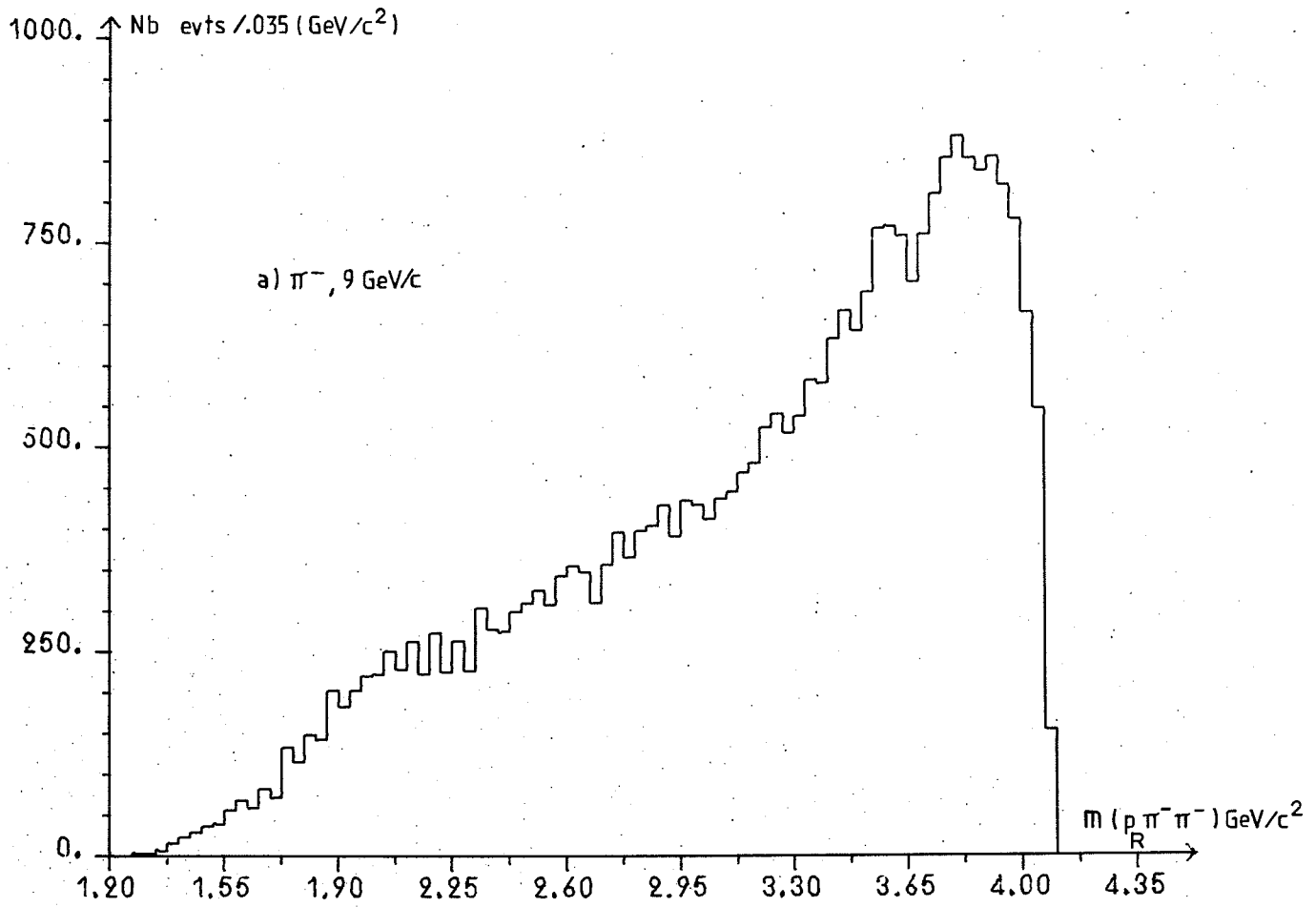


Fig. 35

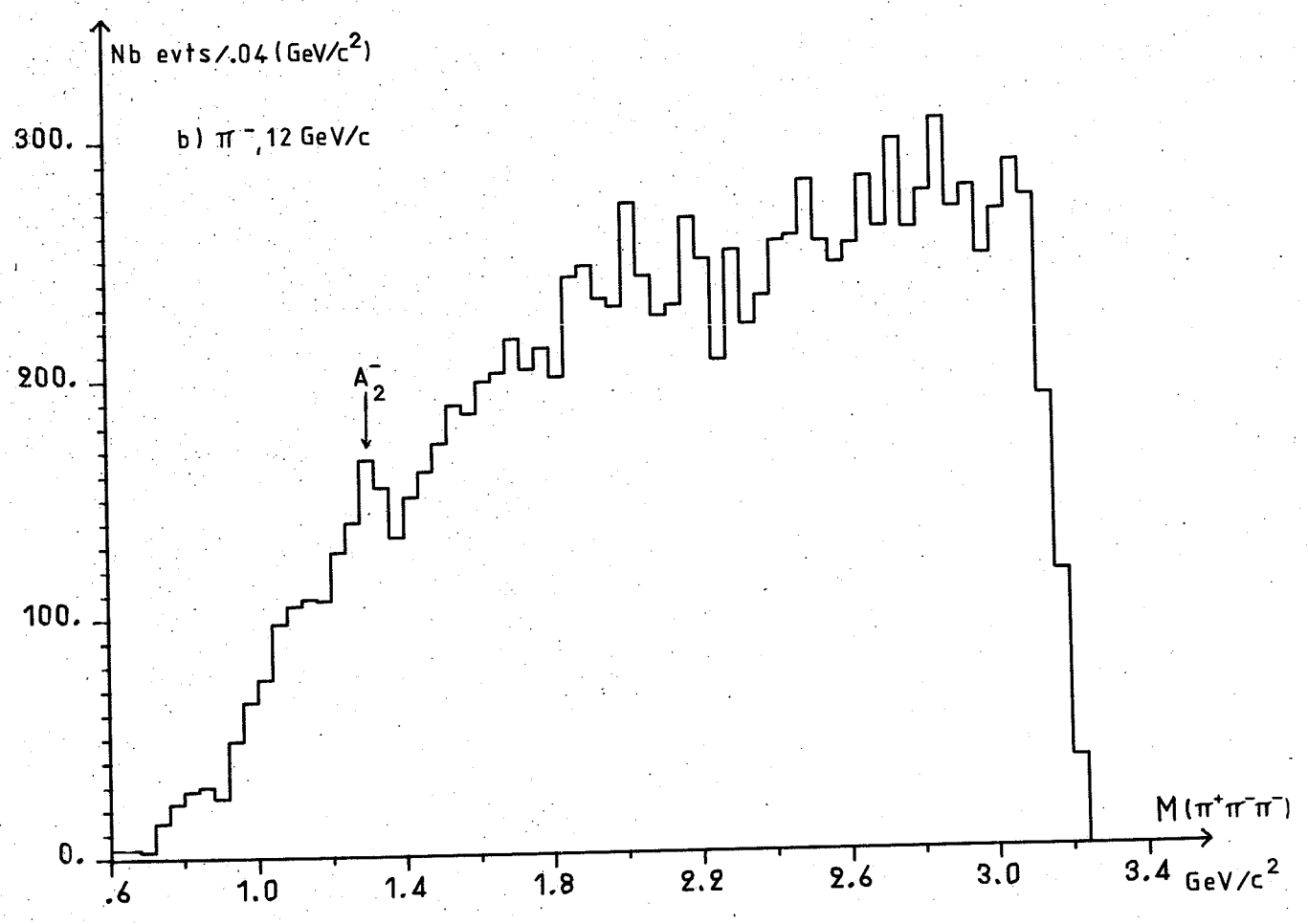
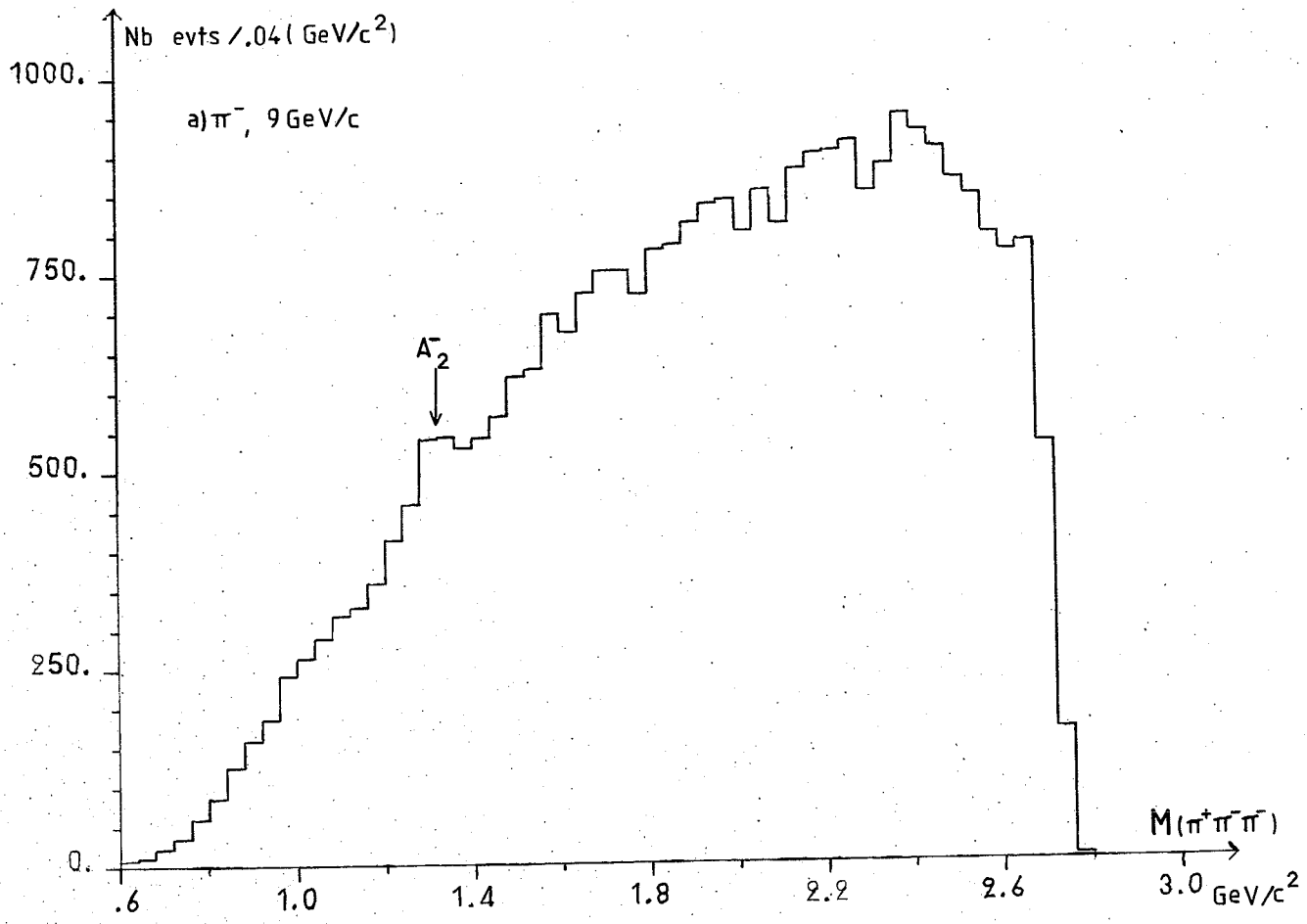
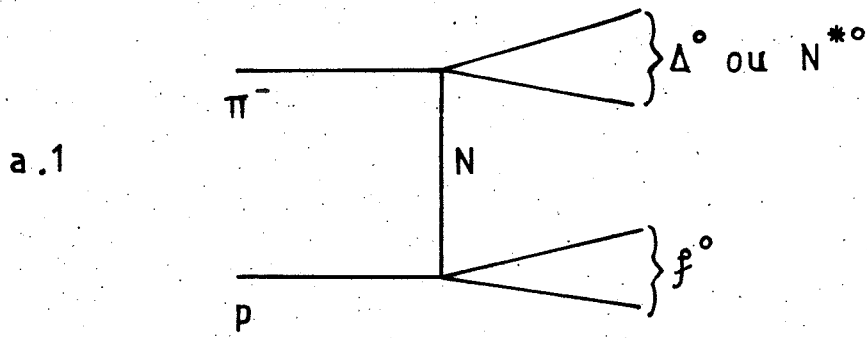
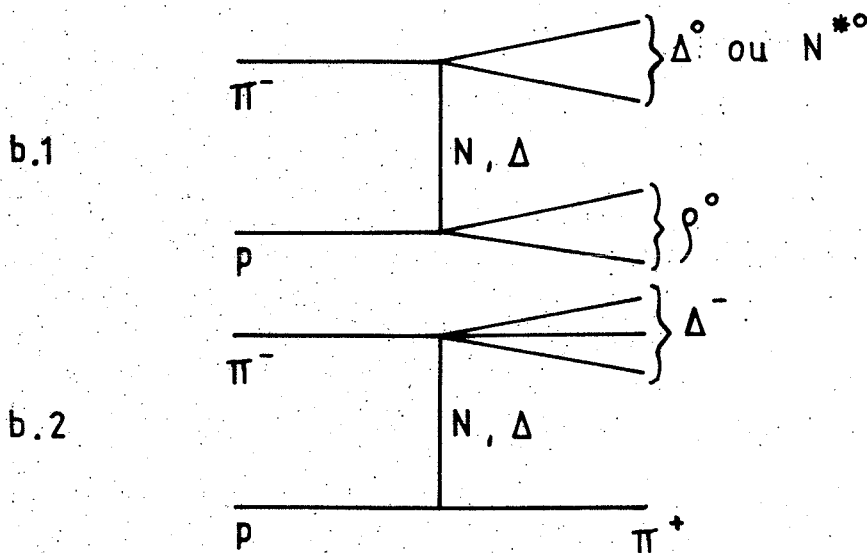


Fig. 36

a) Echange de N.



b) Echange de N ou/et Δ.



c) Echange de Δ.

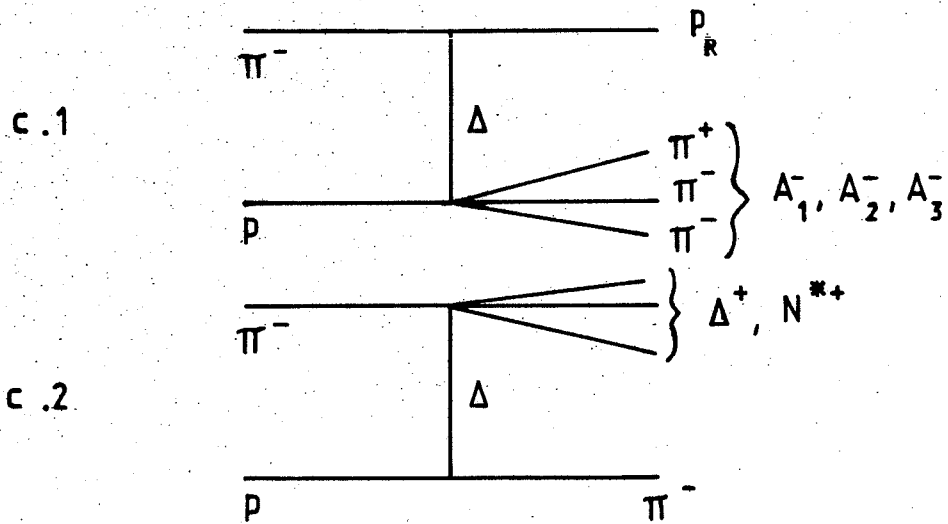


Fig. 37 DIAGRAMMES D'ECHANGE BARYONIQUE DANS $\pi^- p \rightarrow p_R \pi^+ \pi^- \pi^-$.

DESINTEGRATION

$$N^* \rightarrow p \pi^-$$

$$P_{N^*} = 12 \text{ GeV}/c$$

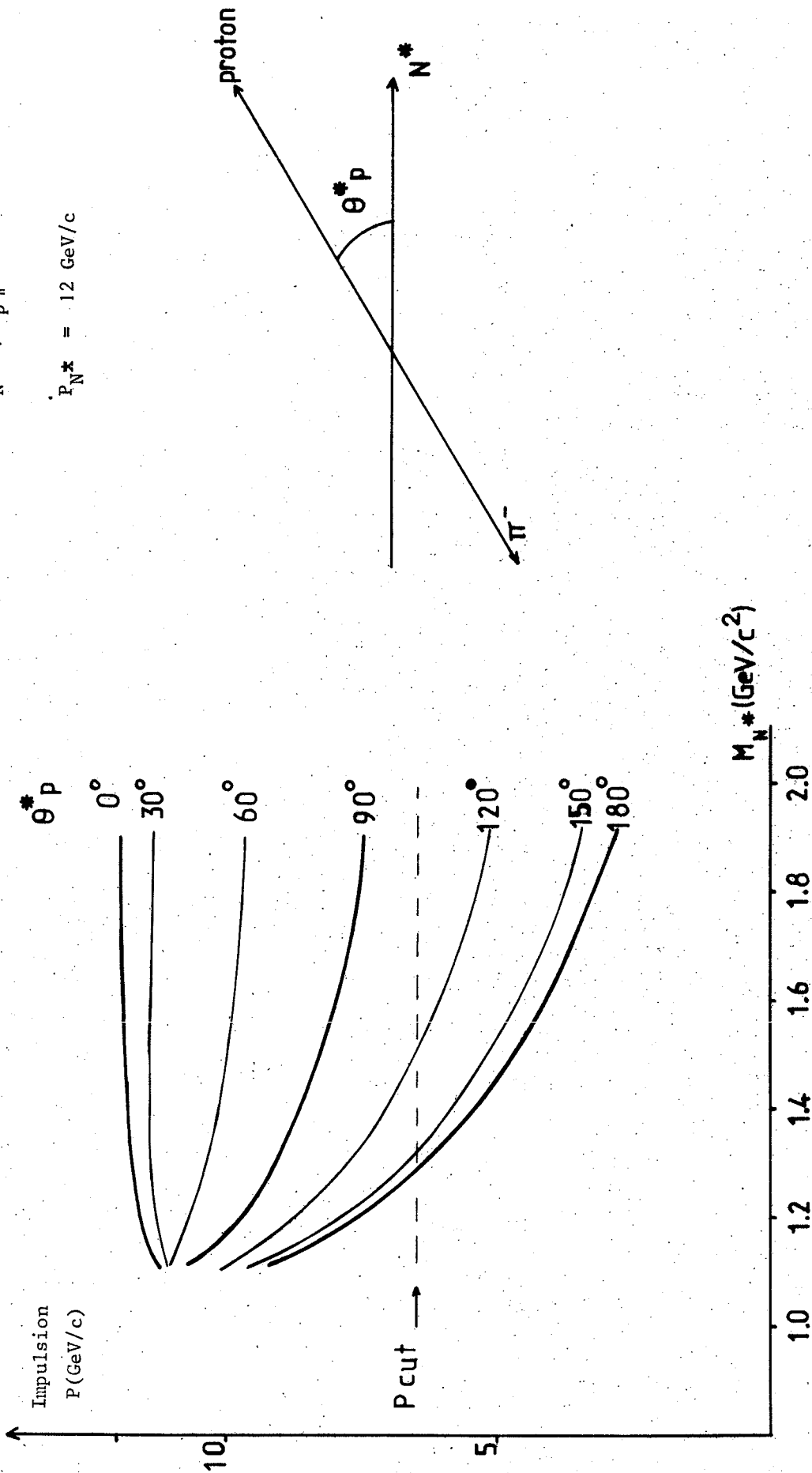


Fig. 38 ACCEPTANCE DU DECLIENEMENT POUR $N^* \rightarrow p \pi^-$.

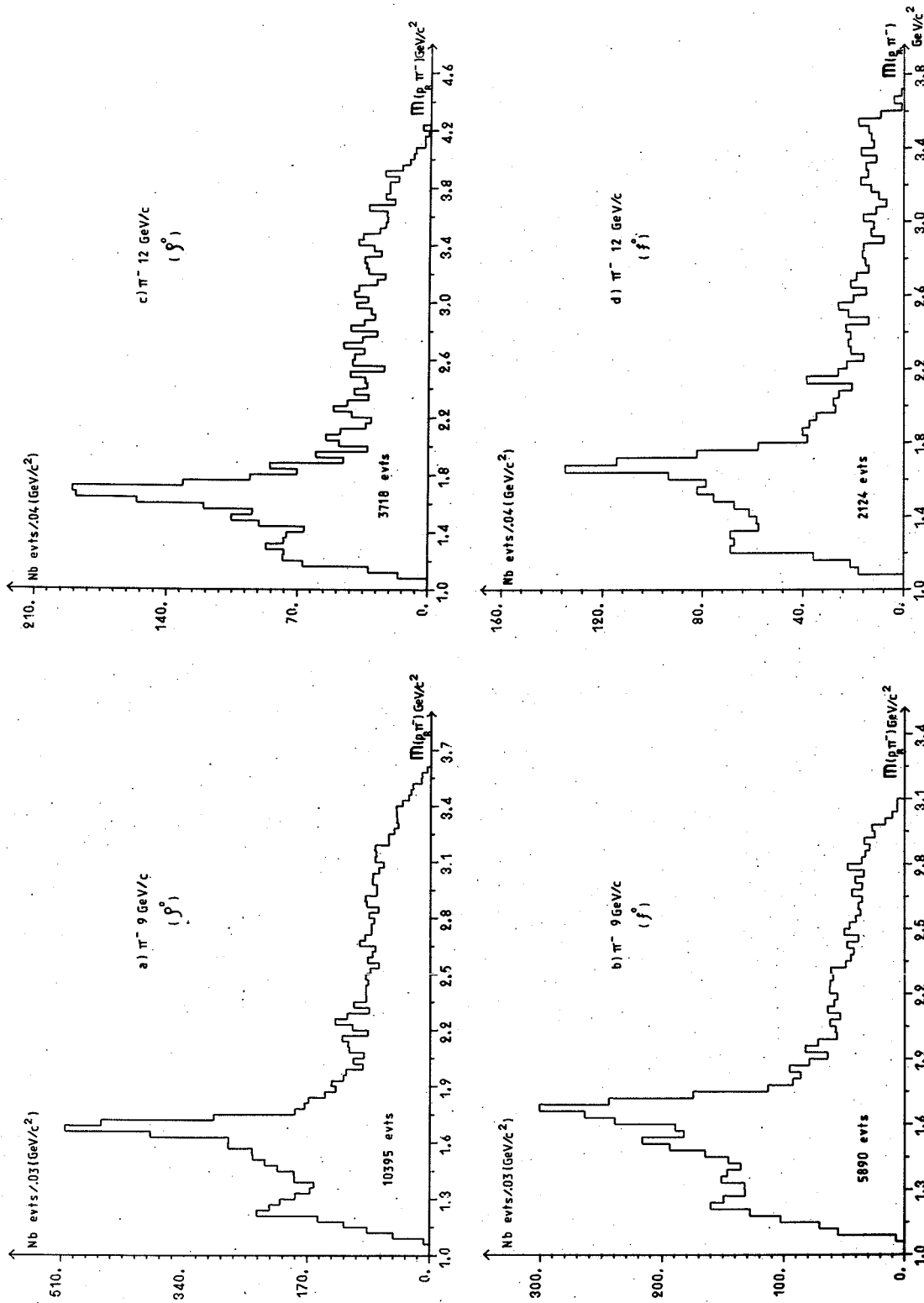


Fig. 39

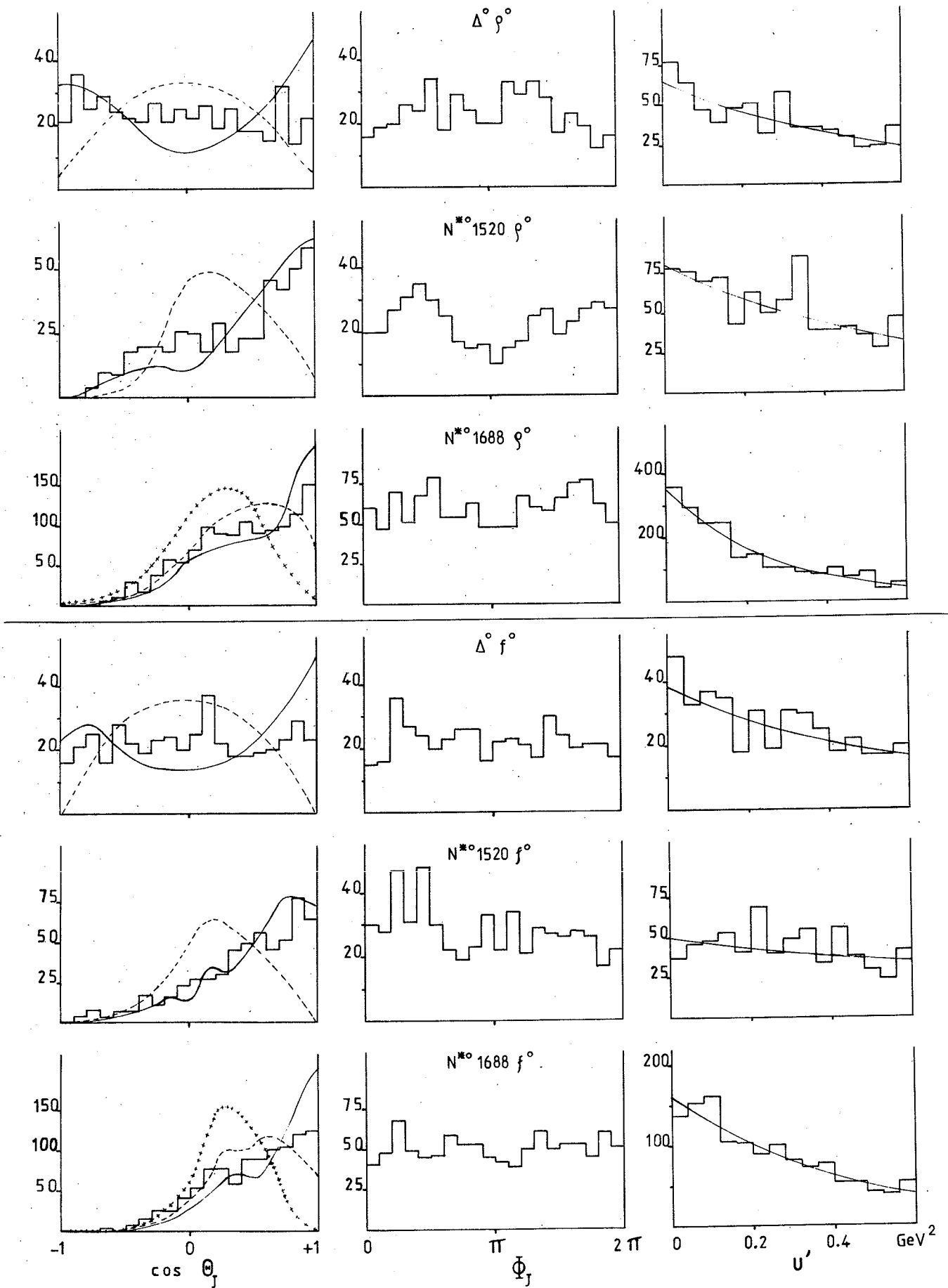


Fig. 40 π^- , 9 GeV/c

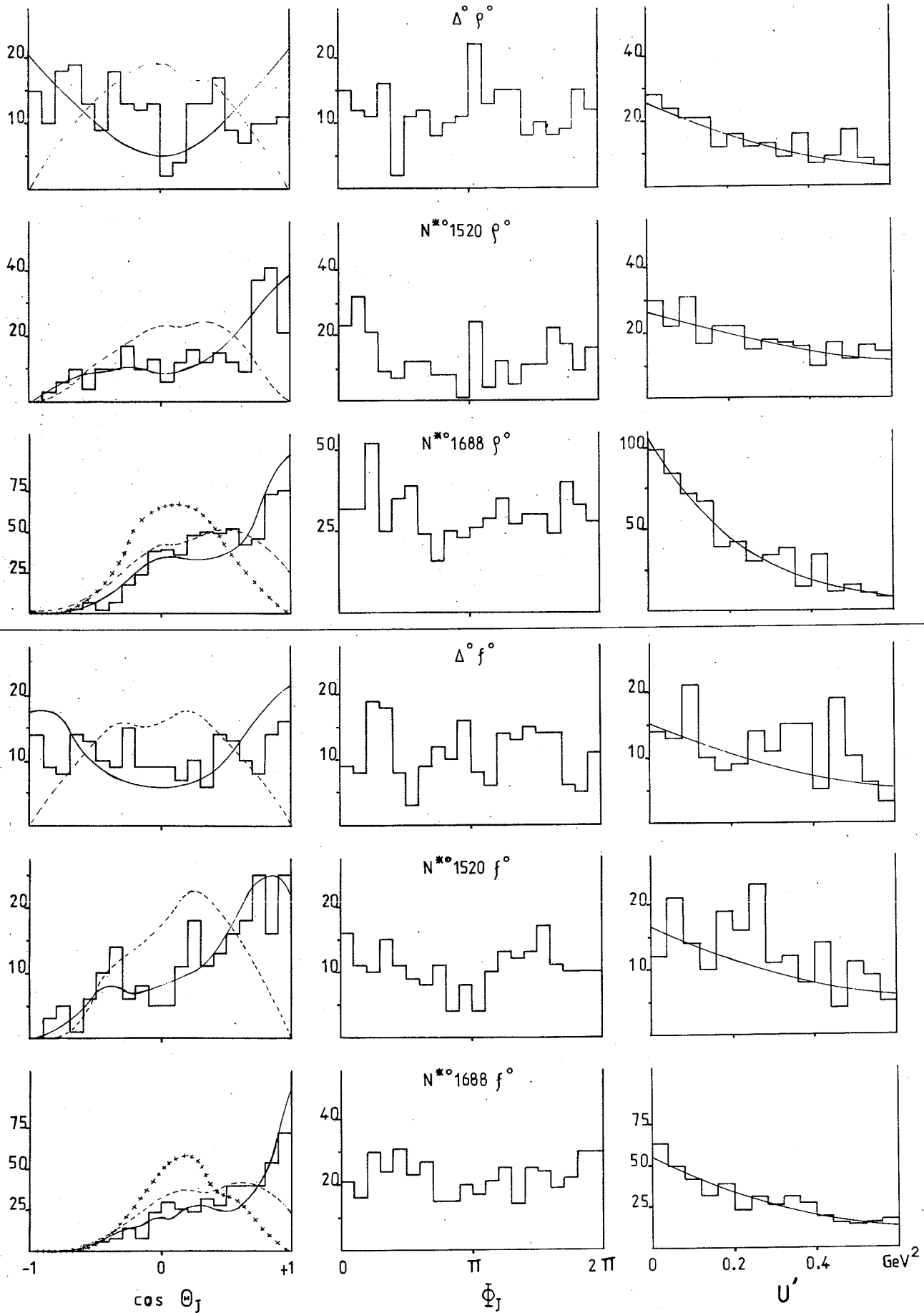


Fig. 41 π^- , 12 GeV/c

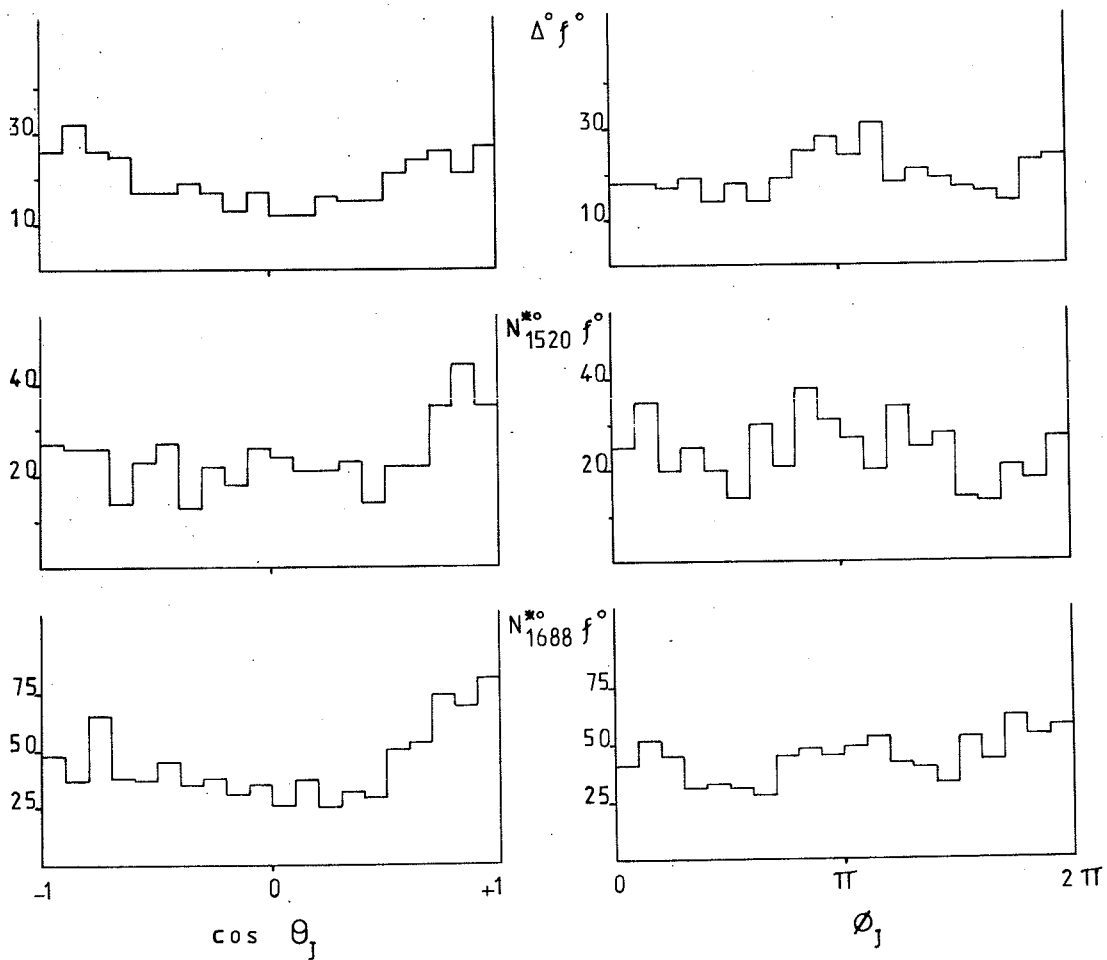
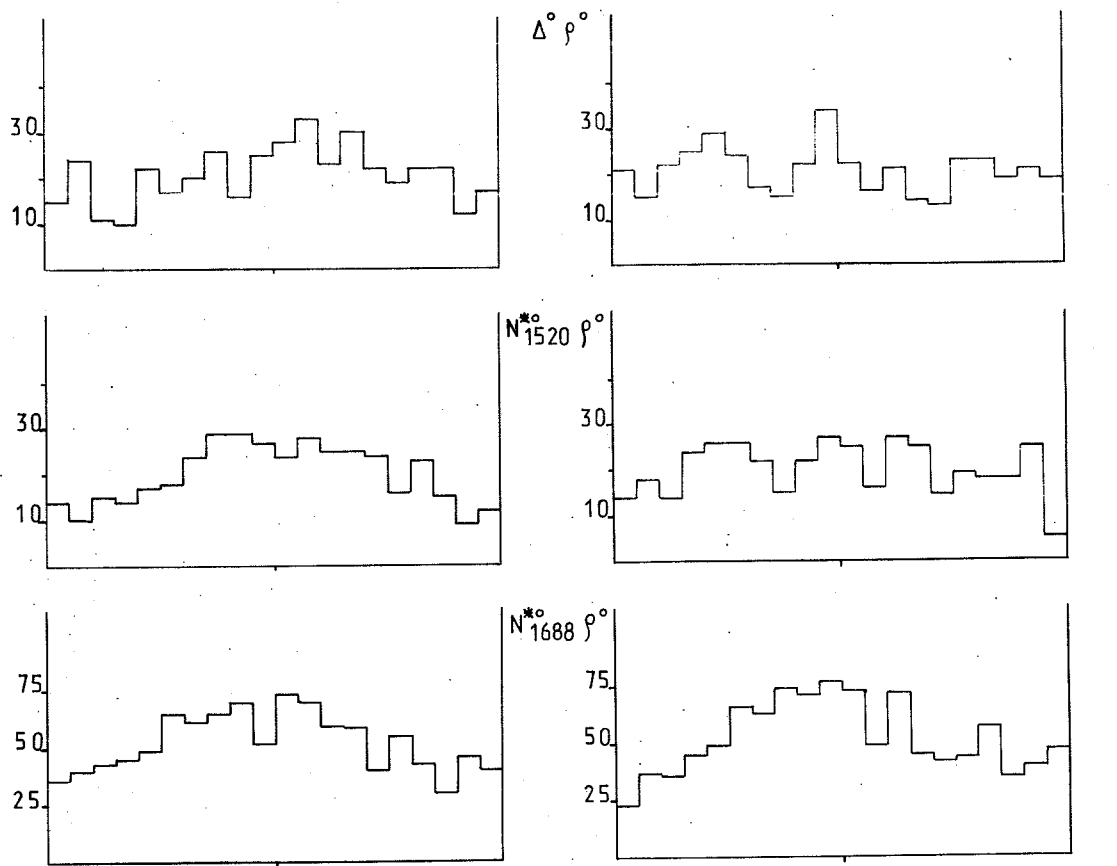
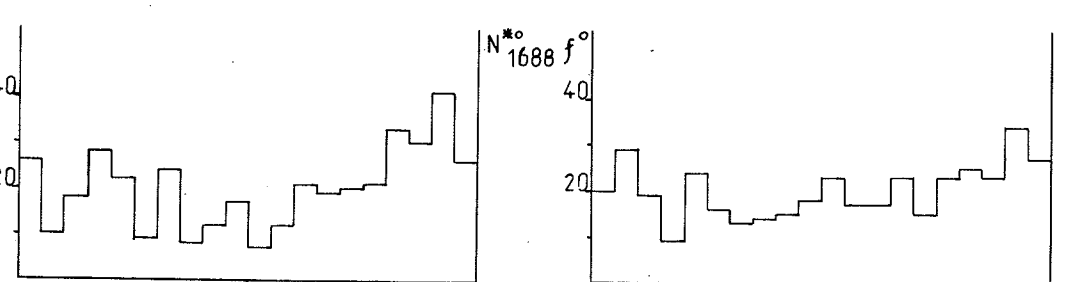
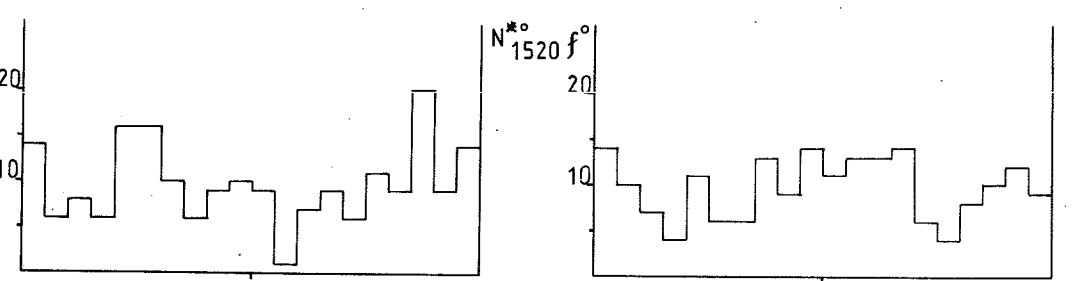
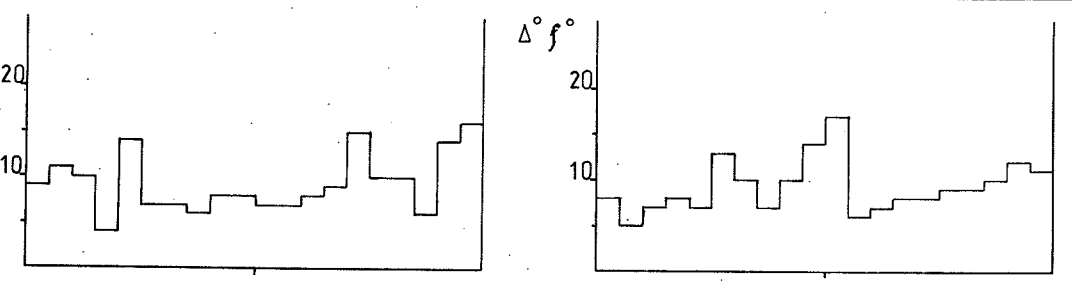
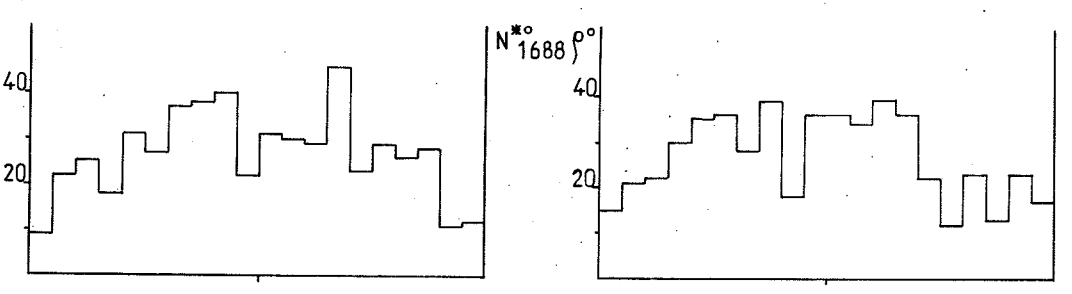
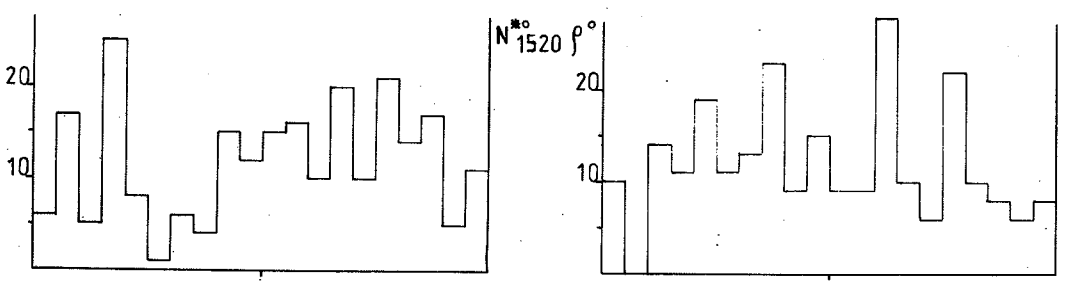
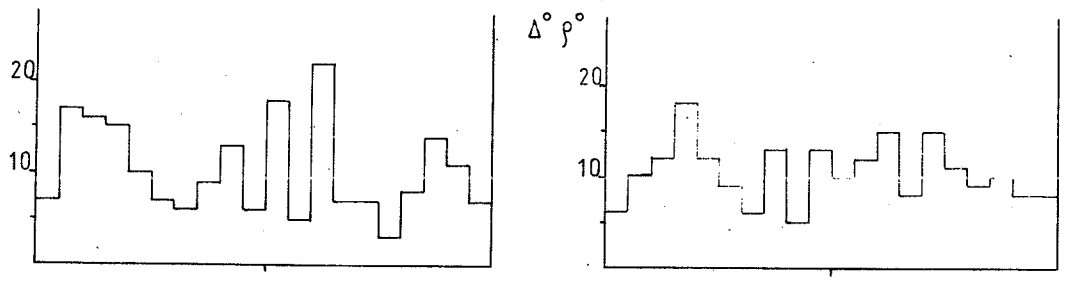


Fig. 42 π^- , 9 GeV/c



$\cos \theta_j$
 ϕ_j

Fig. 43 π^- , 12 GeV/c

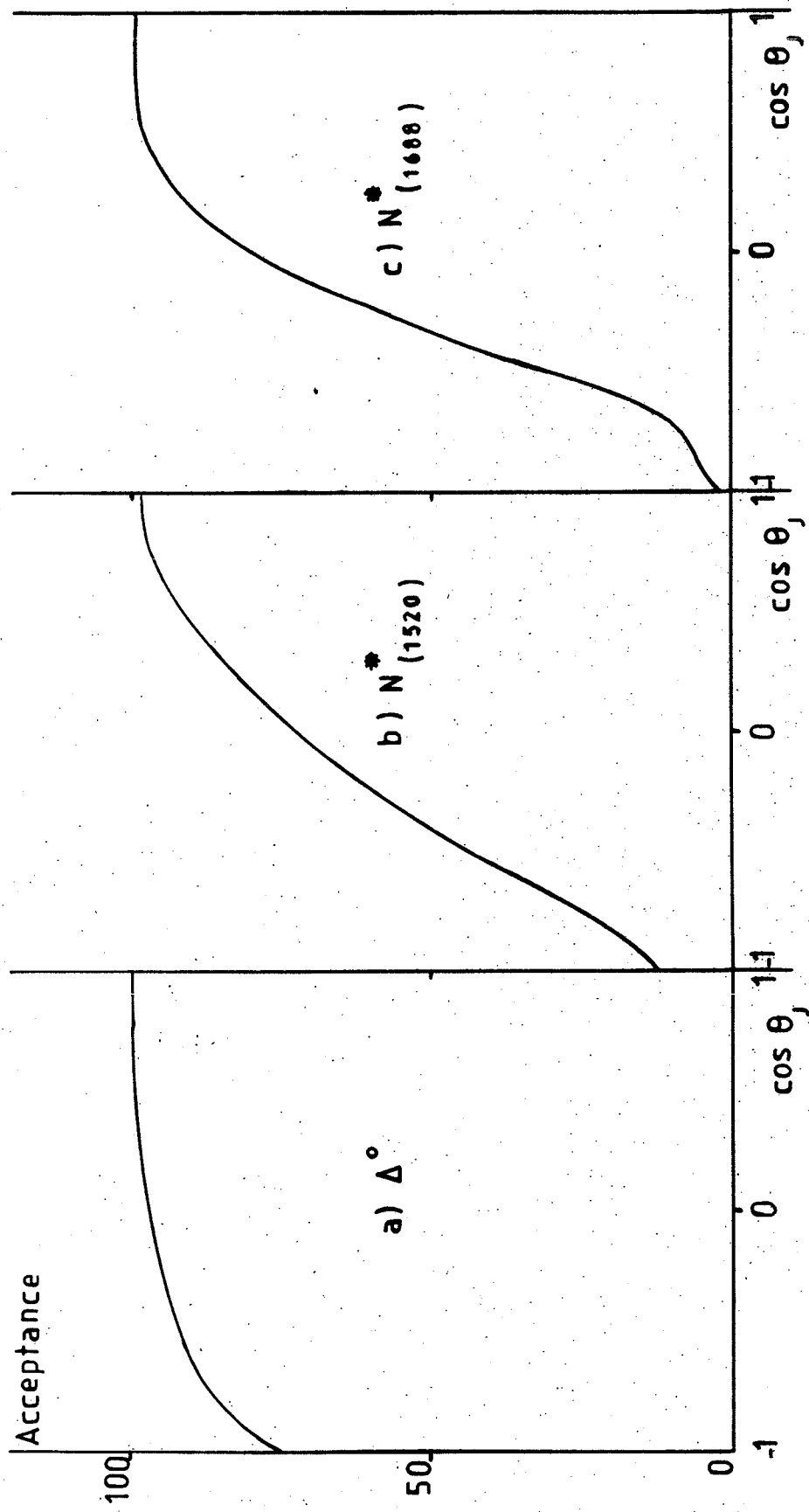


Fig. 44 ACCEPTANCE EN FONCTION DU $\cos \theta_j$ DE DESINTEGRATION POUR Δ^0 , $N^*(1520)$ ET $N^*(1688)$.

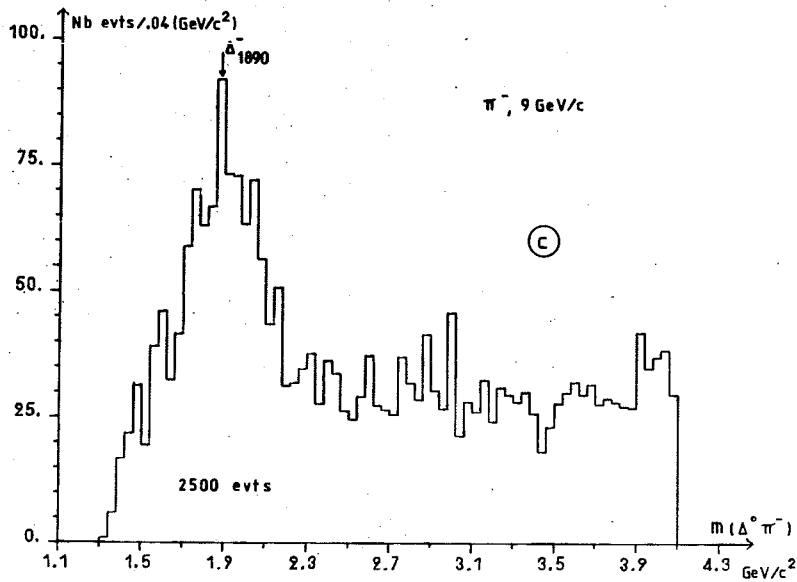
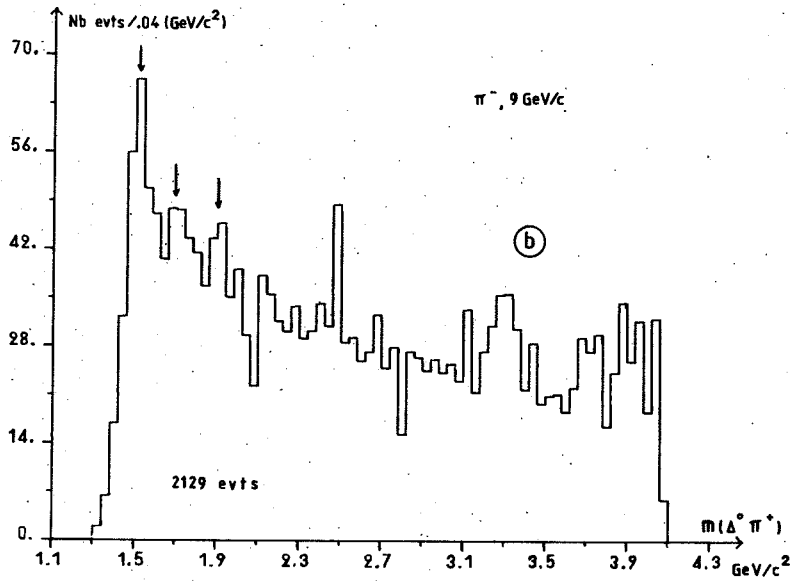
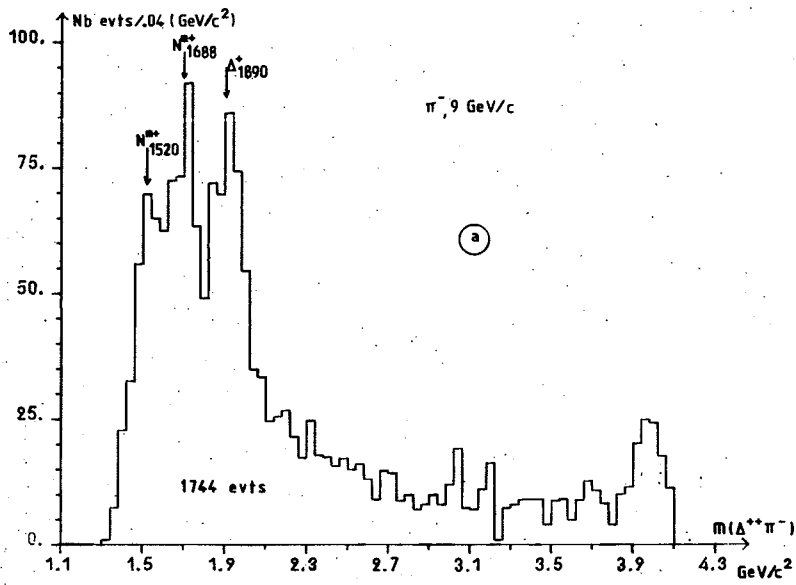


Fig. 45

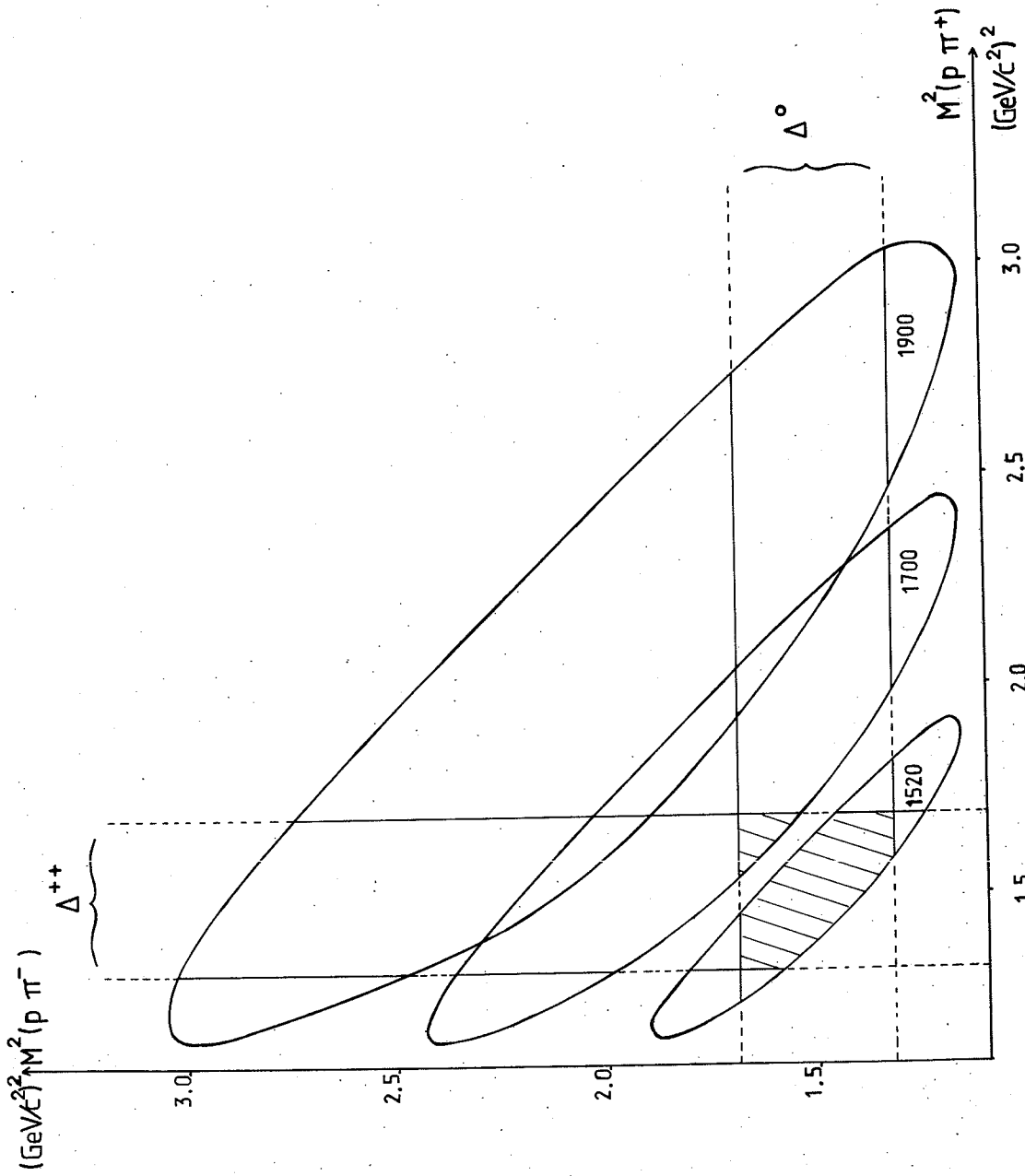


Fig. 46

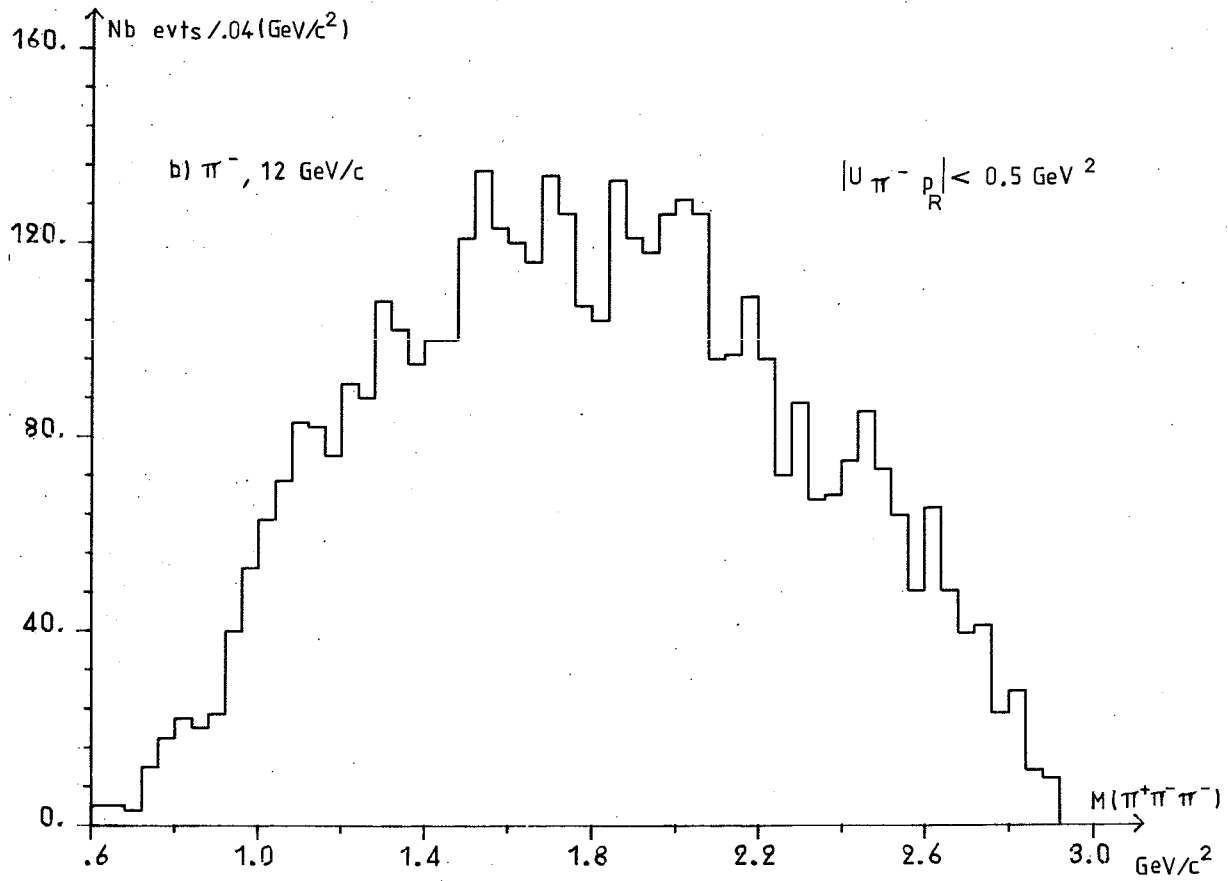
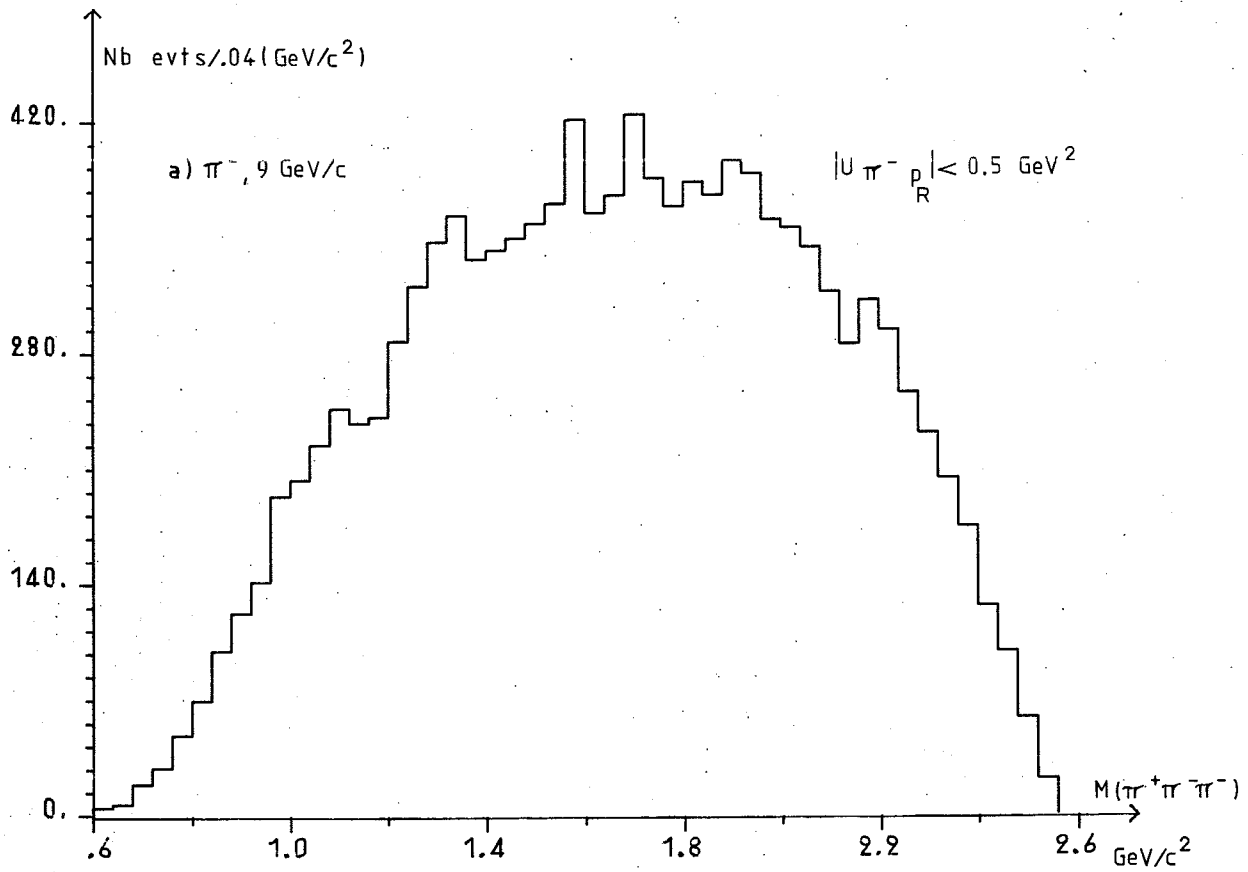


Fig. 47

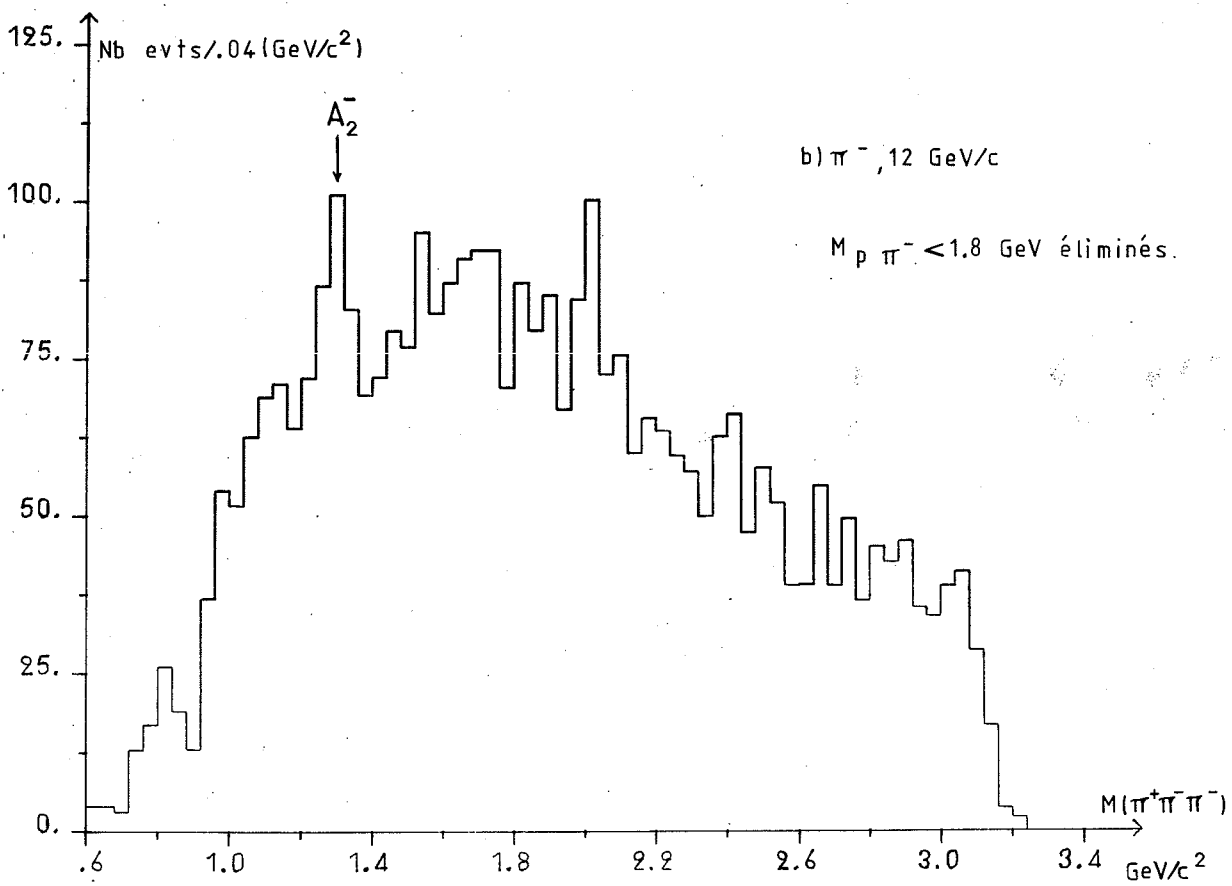
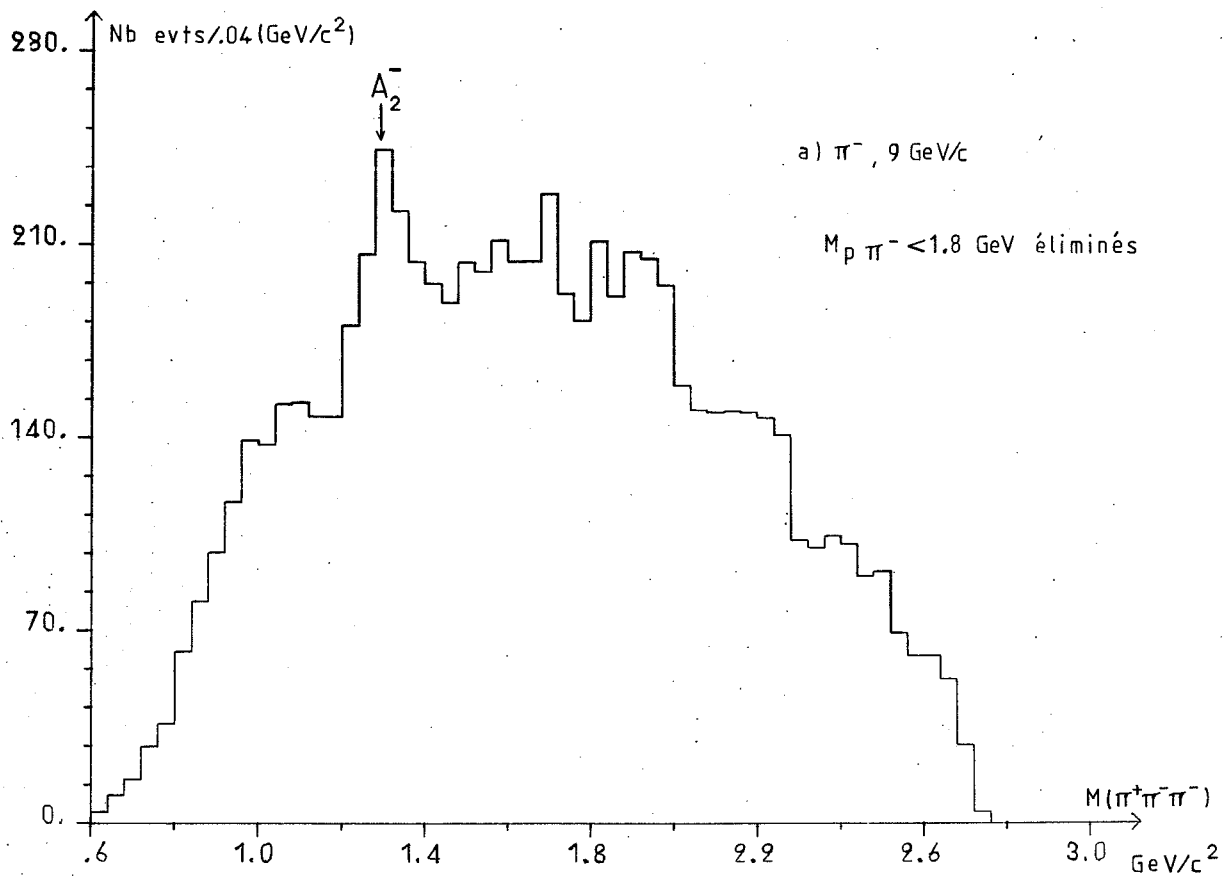


Fig. 48

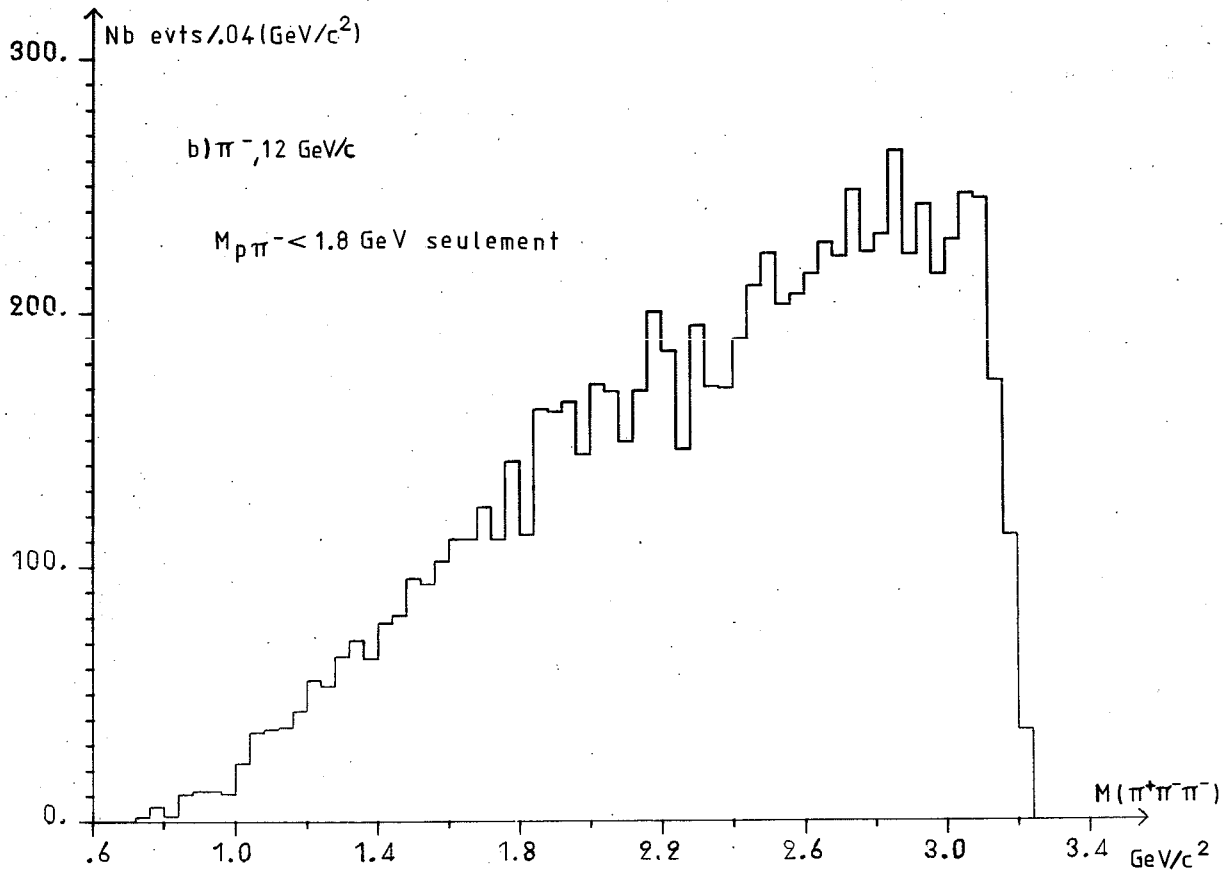
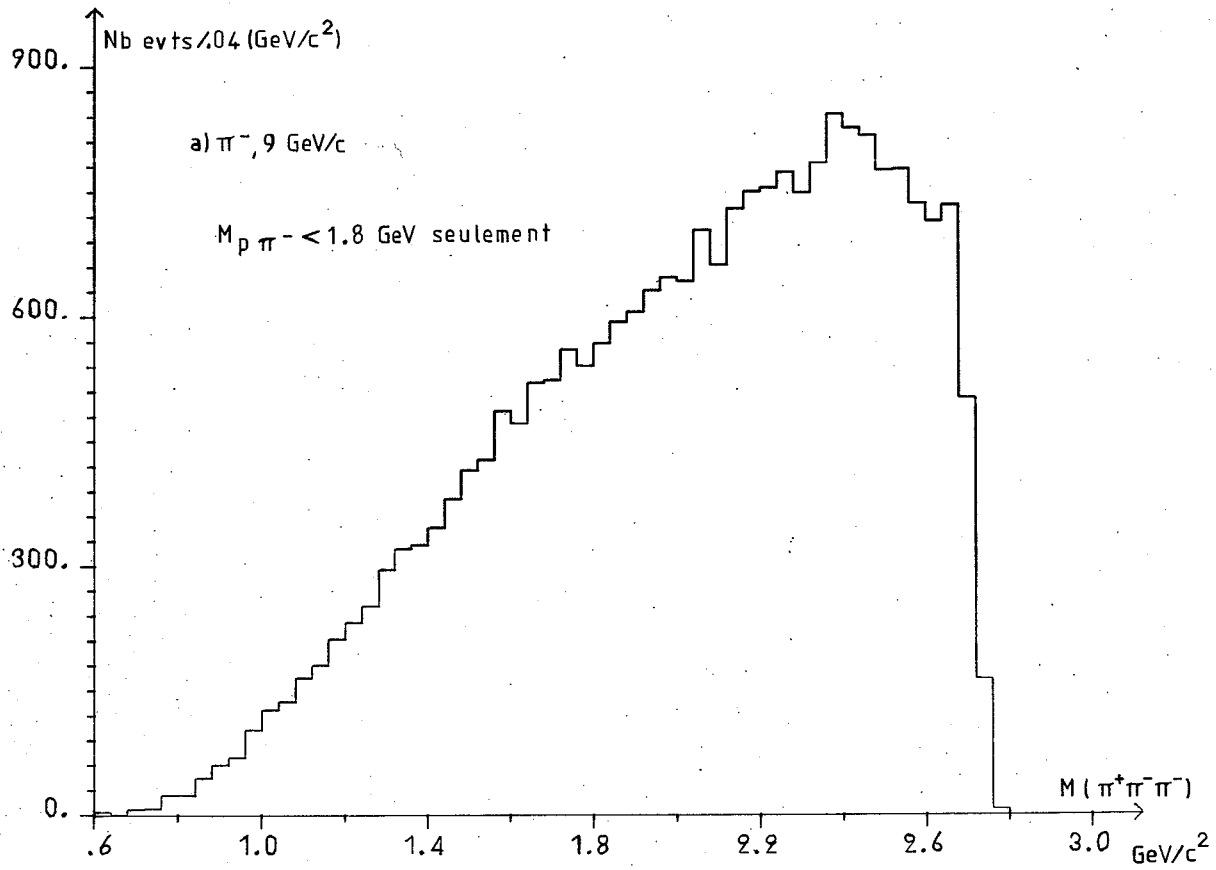


Fig. 49

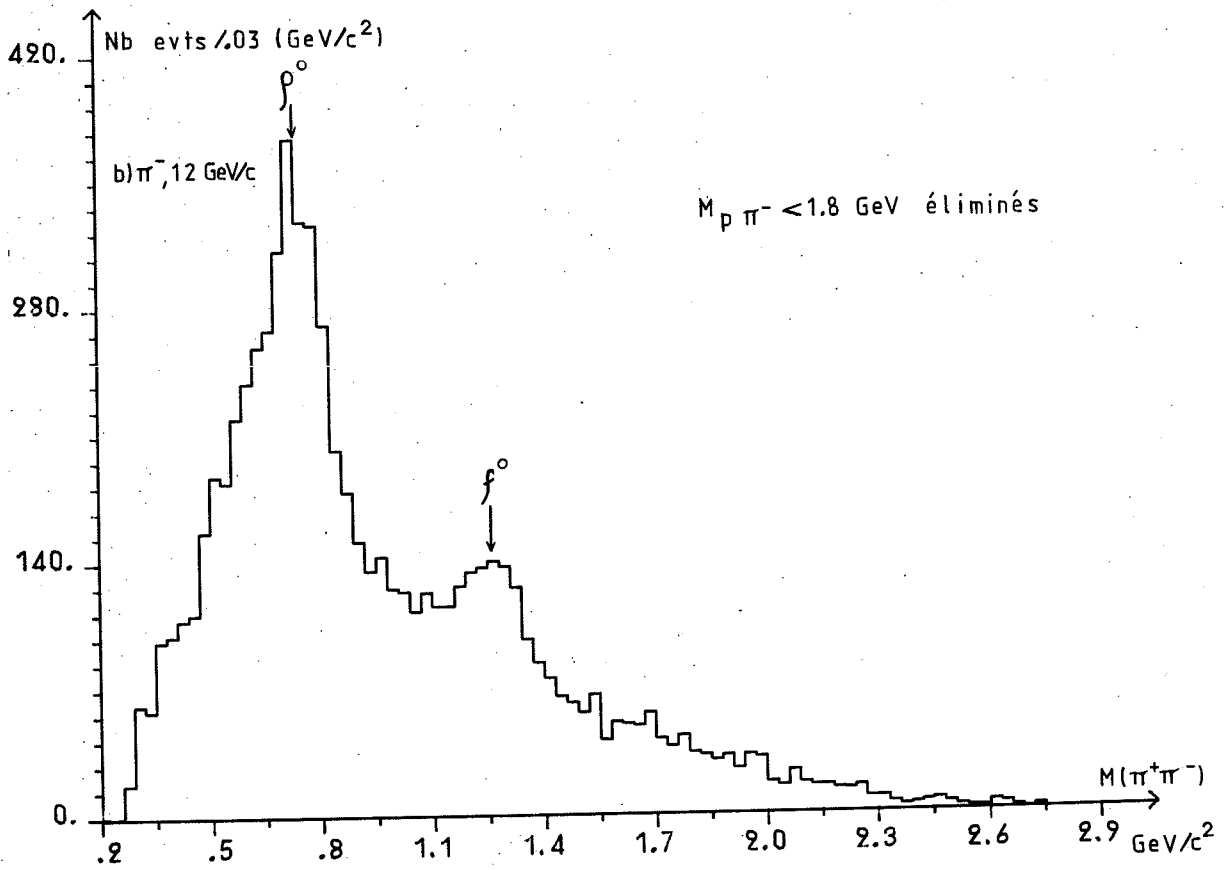
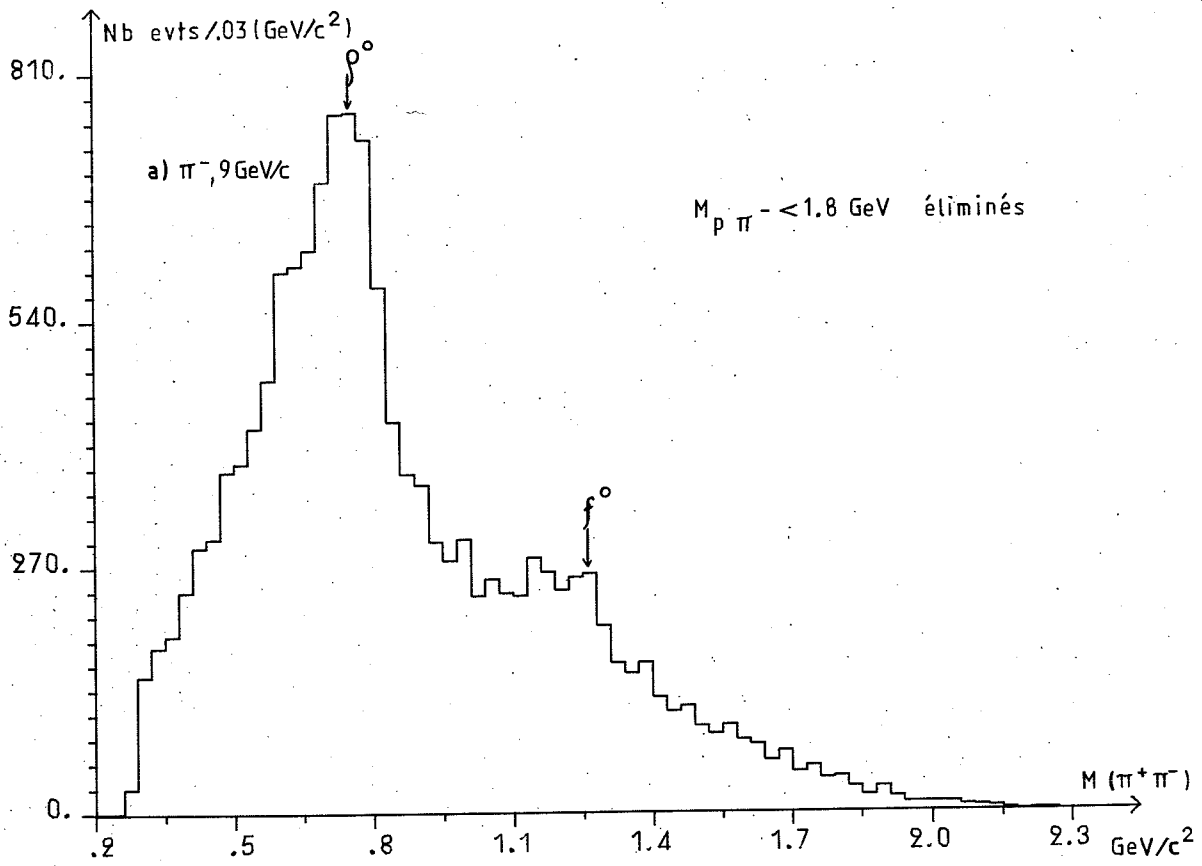


Fig. 50

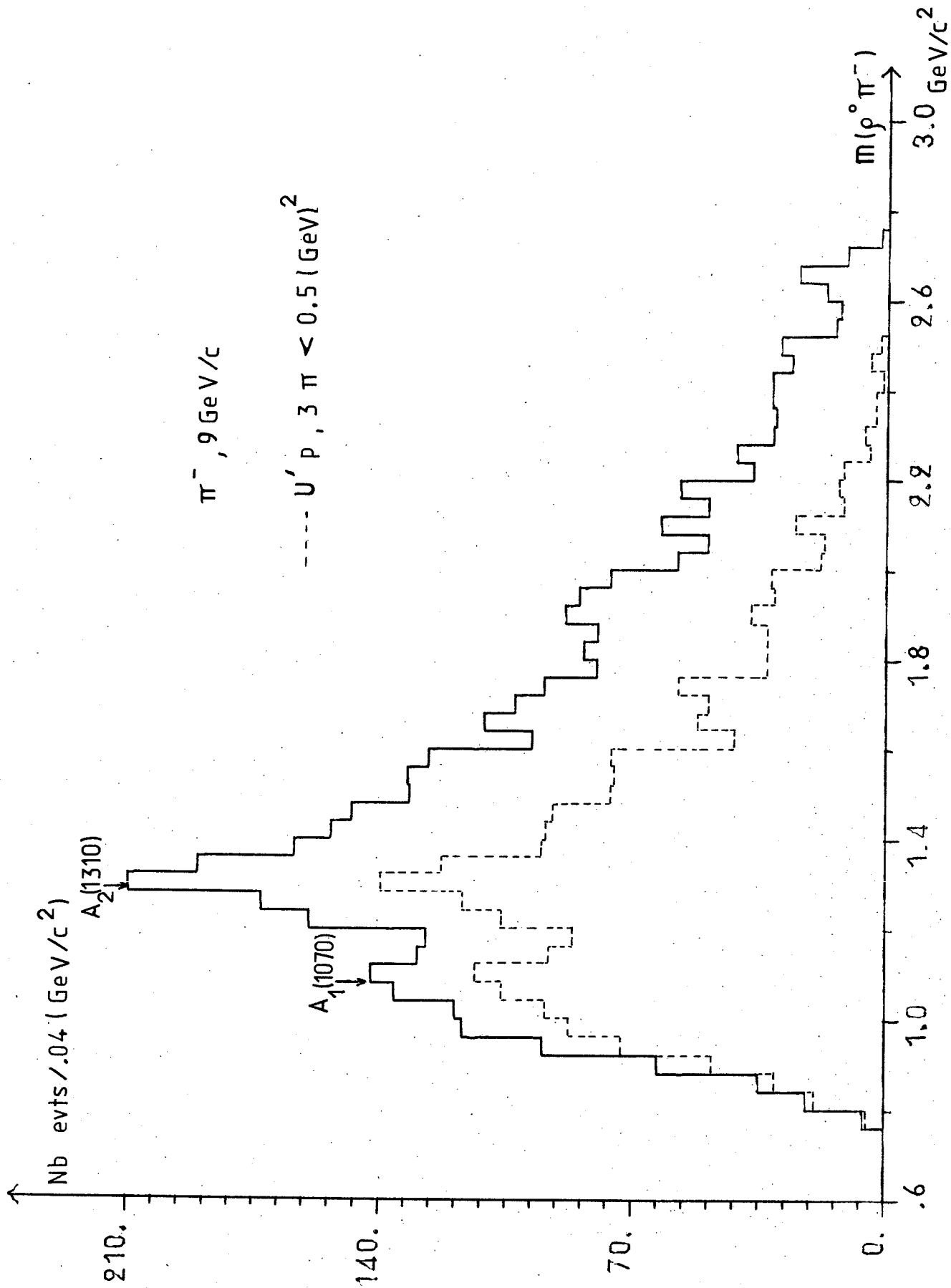


Fig. 51 a

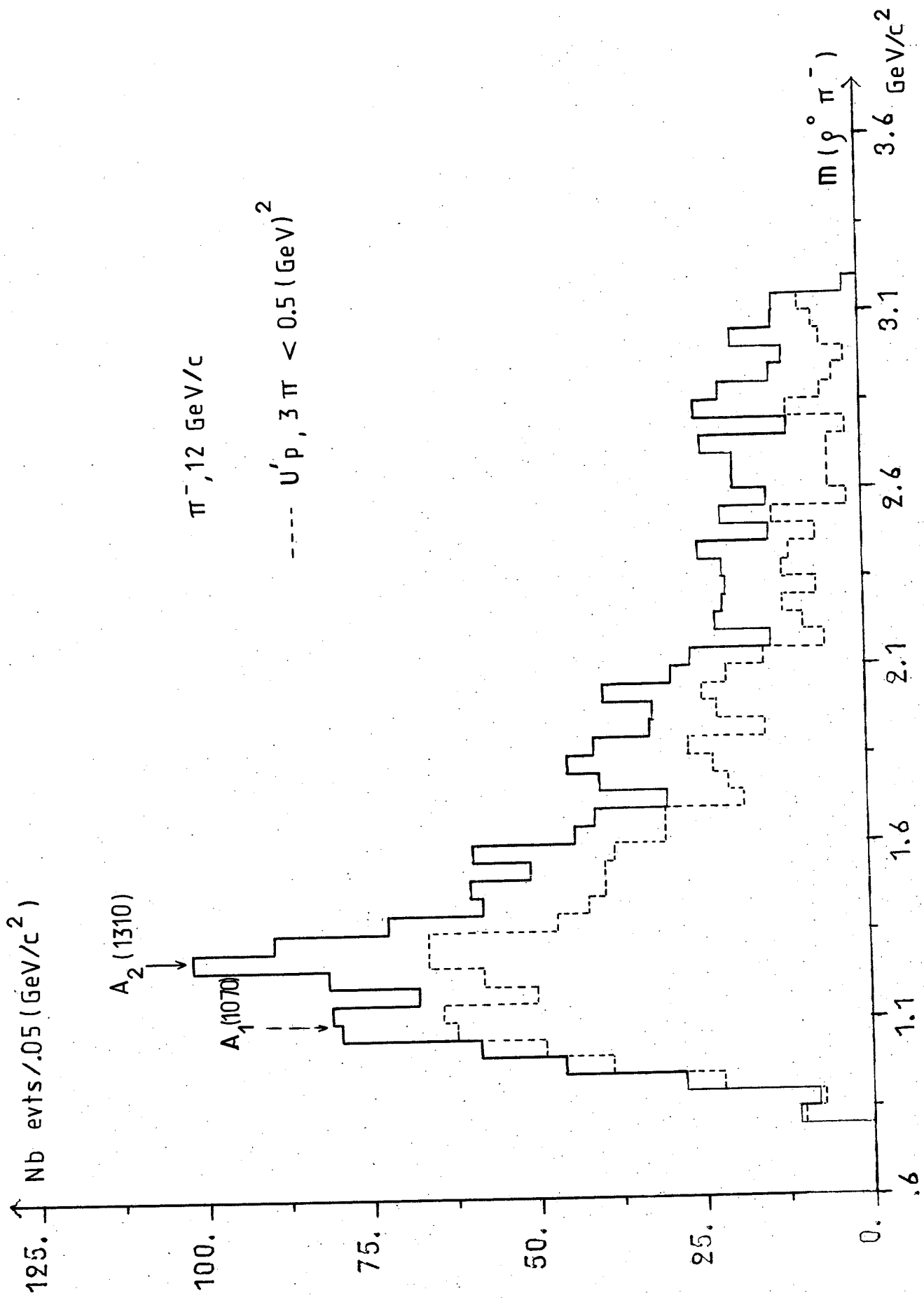


Fig. 51 b

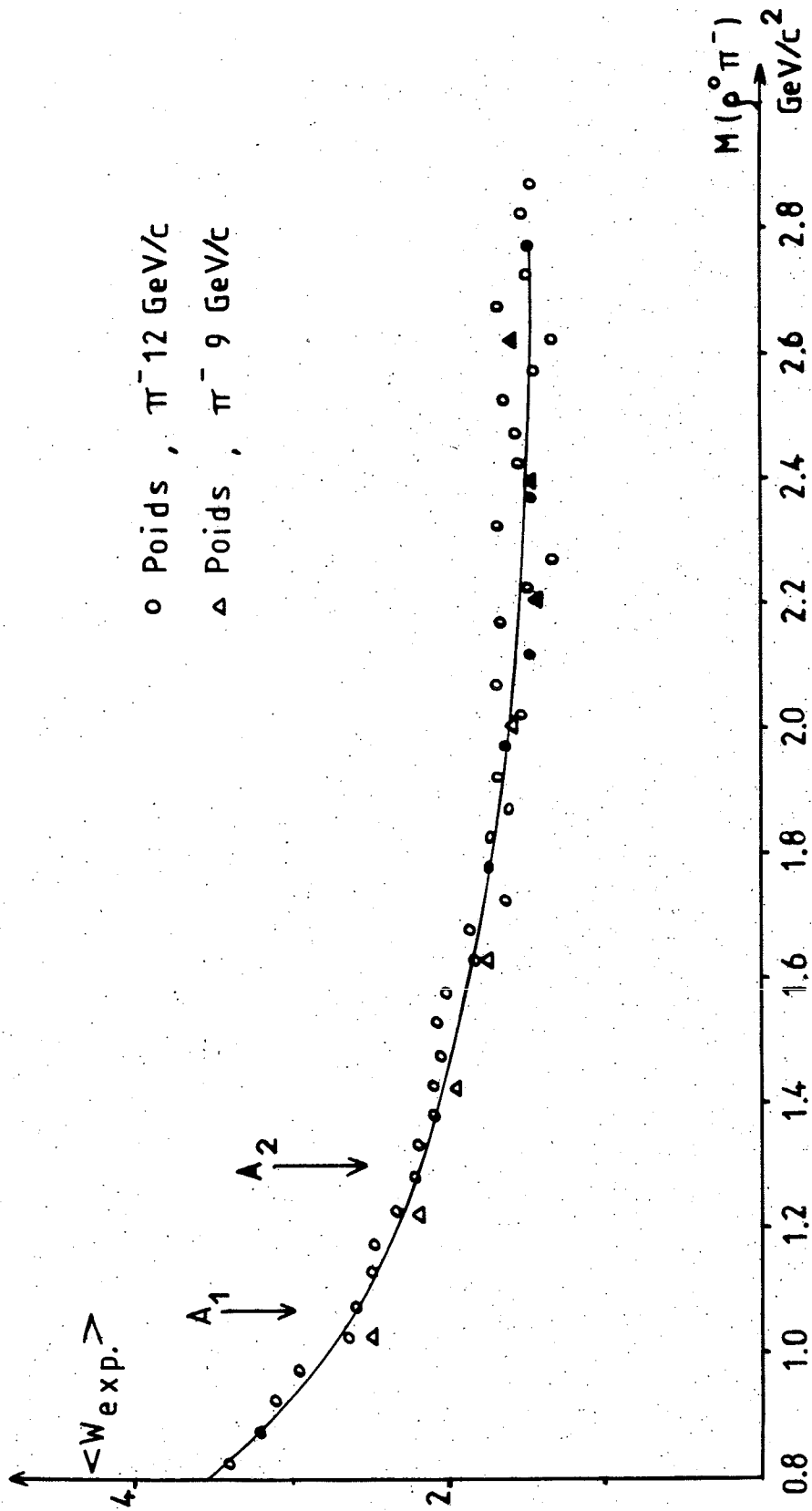


Fig. 52

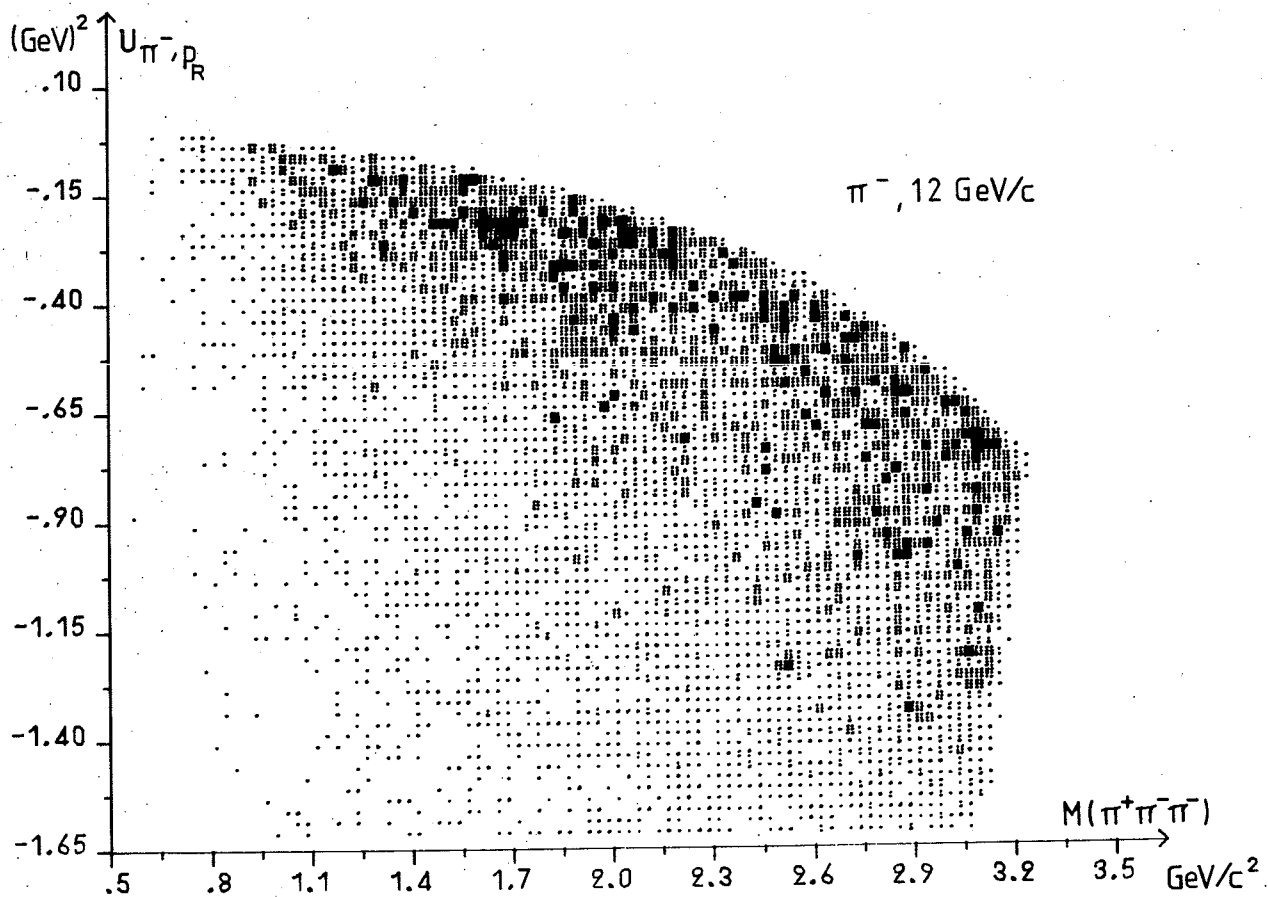
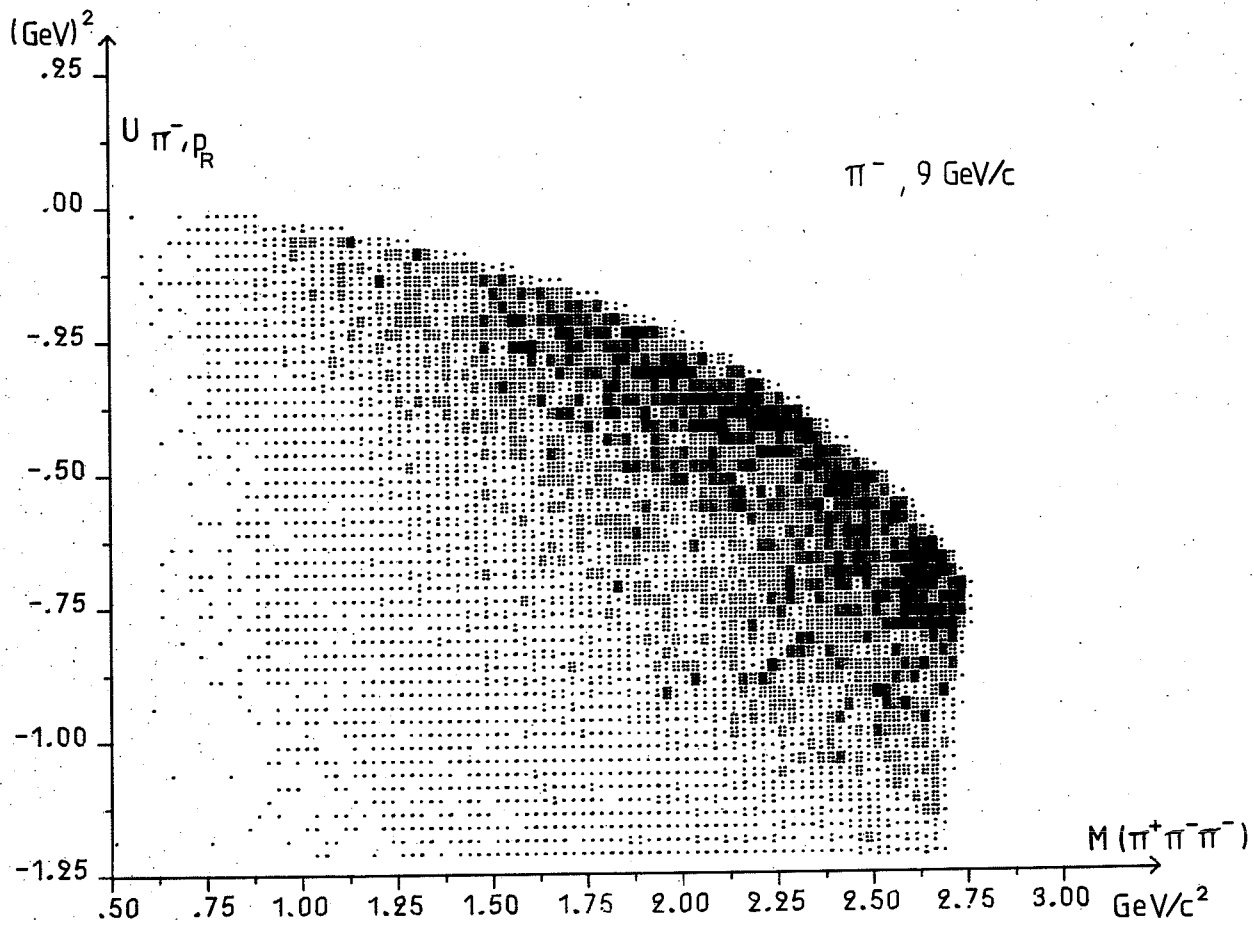


Fig. 53

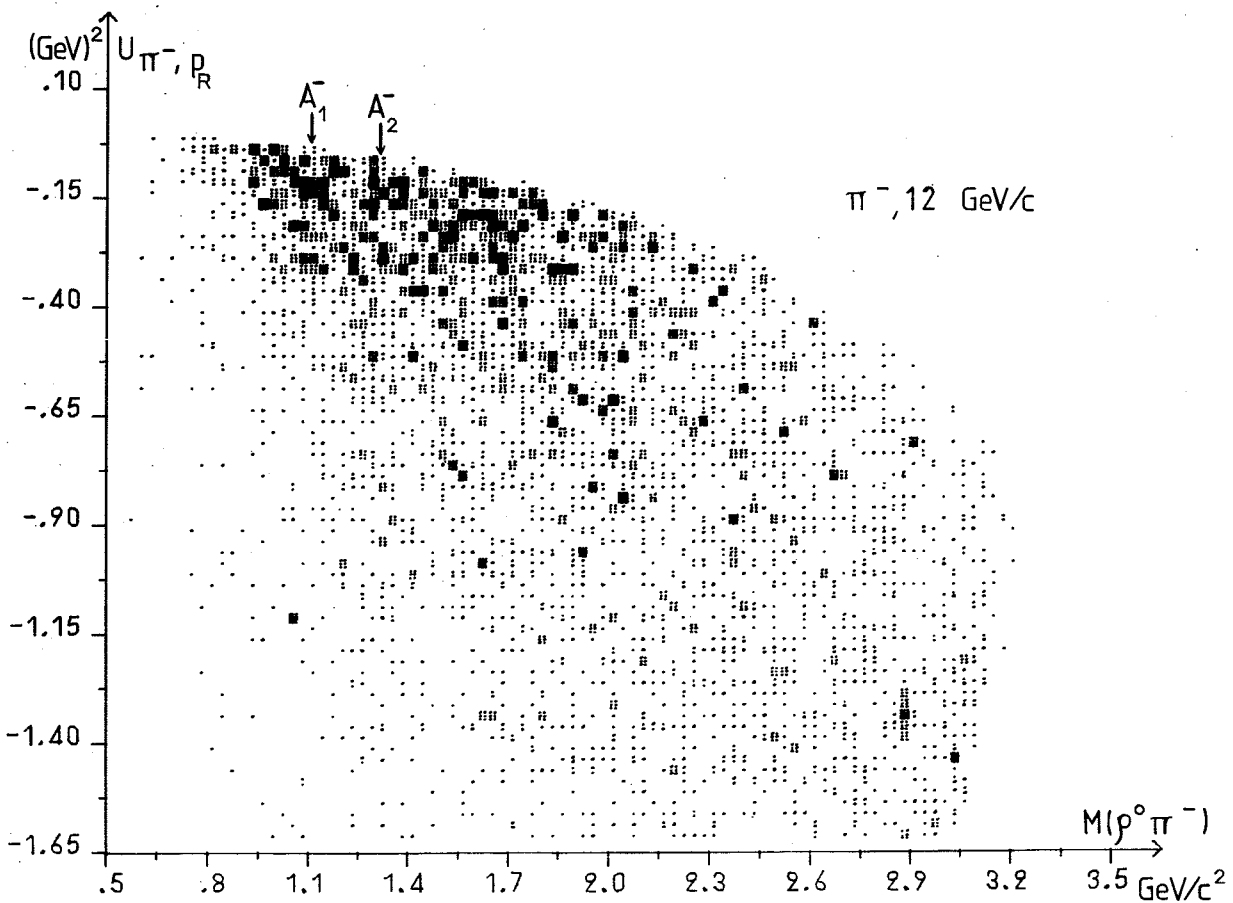
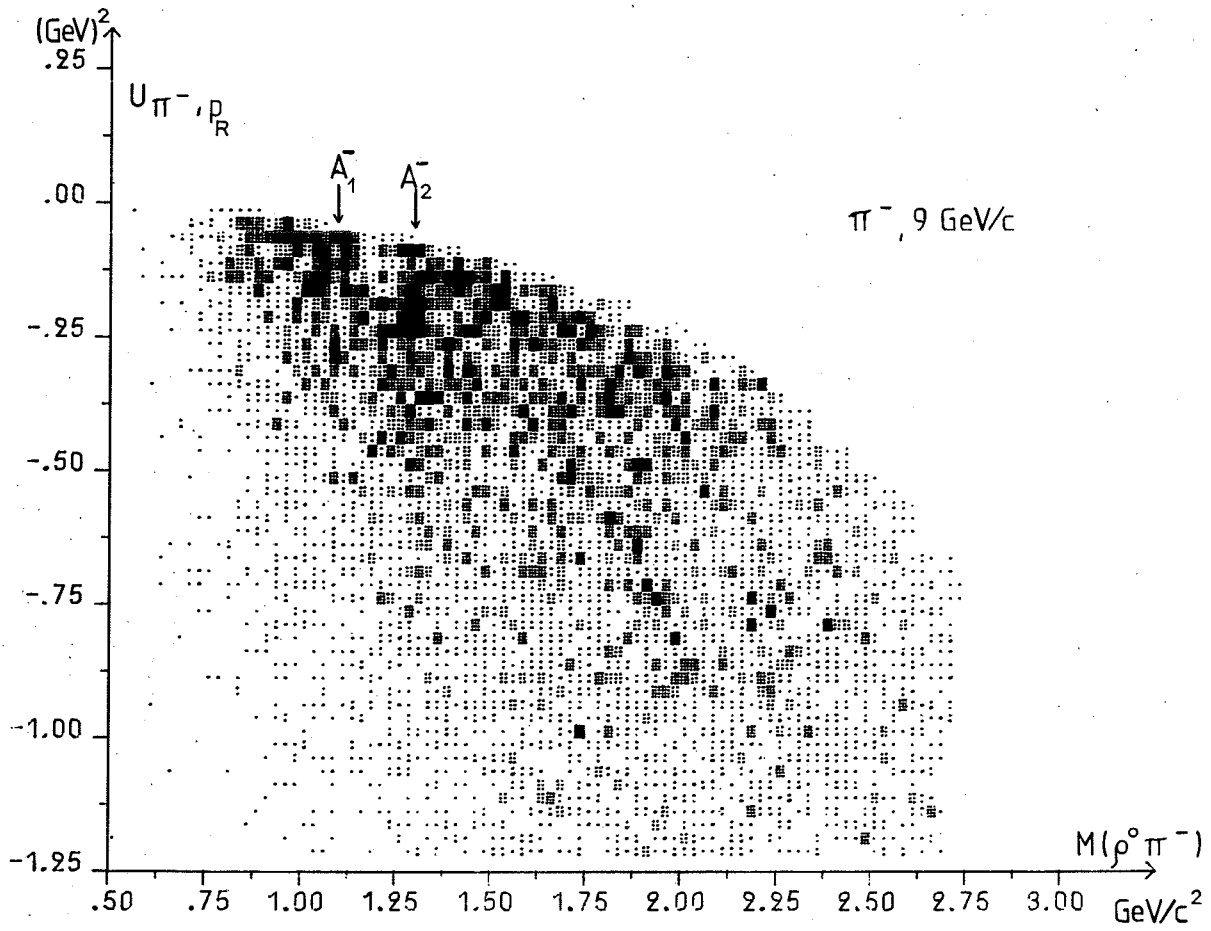
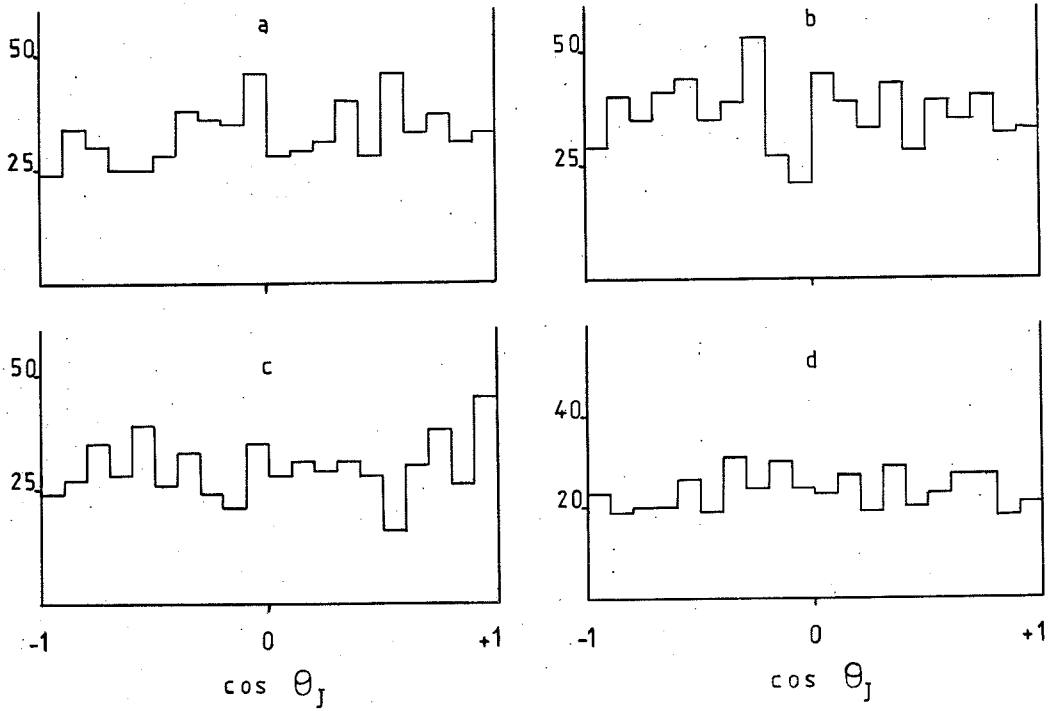


Fig. 54

π^- , 9 GeV/c



π^- , 12 GeV/c

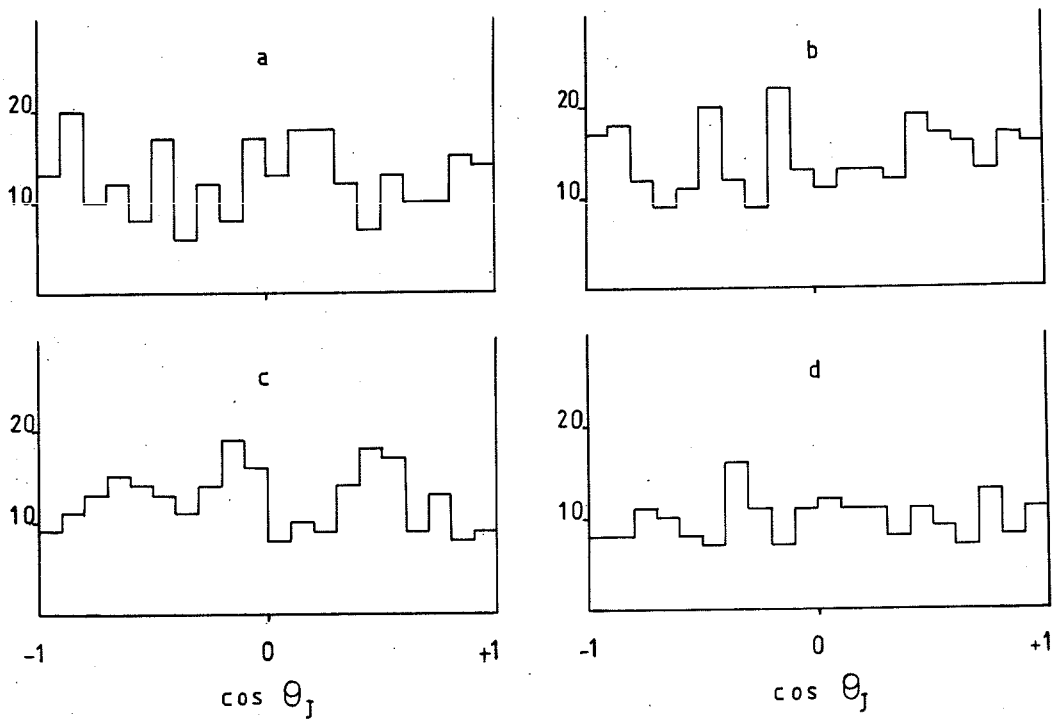


Fig. 55

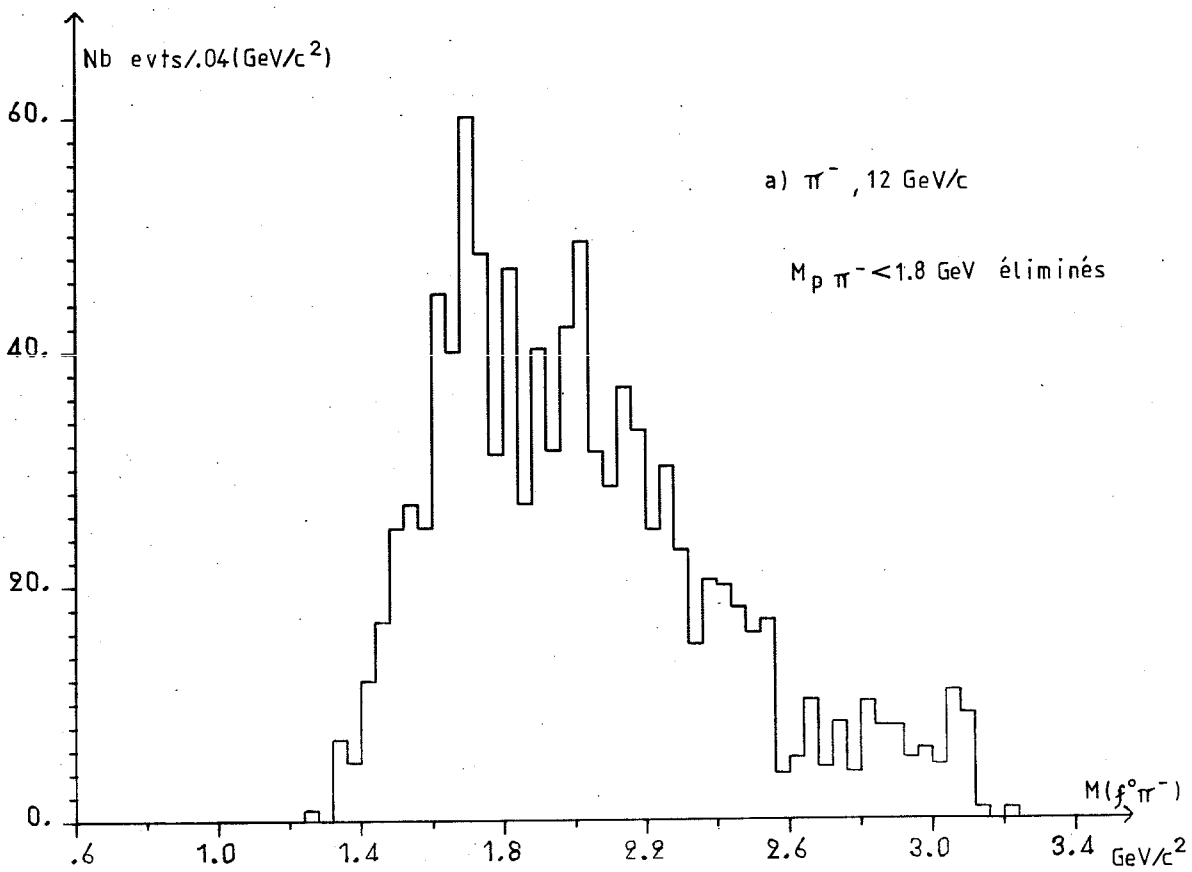
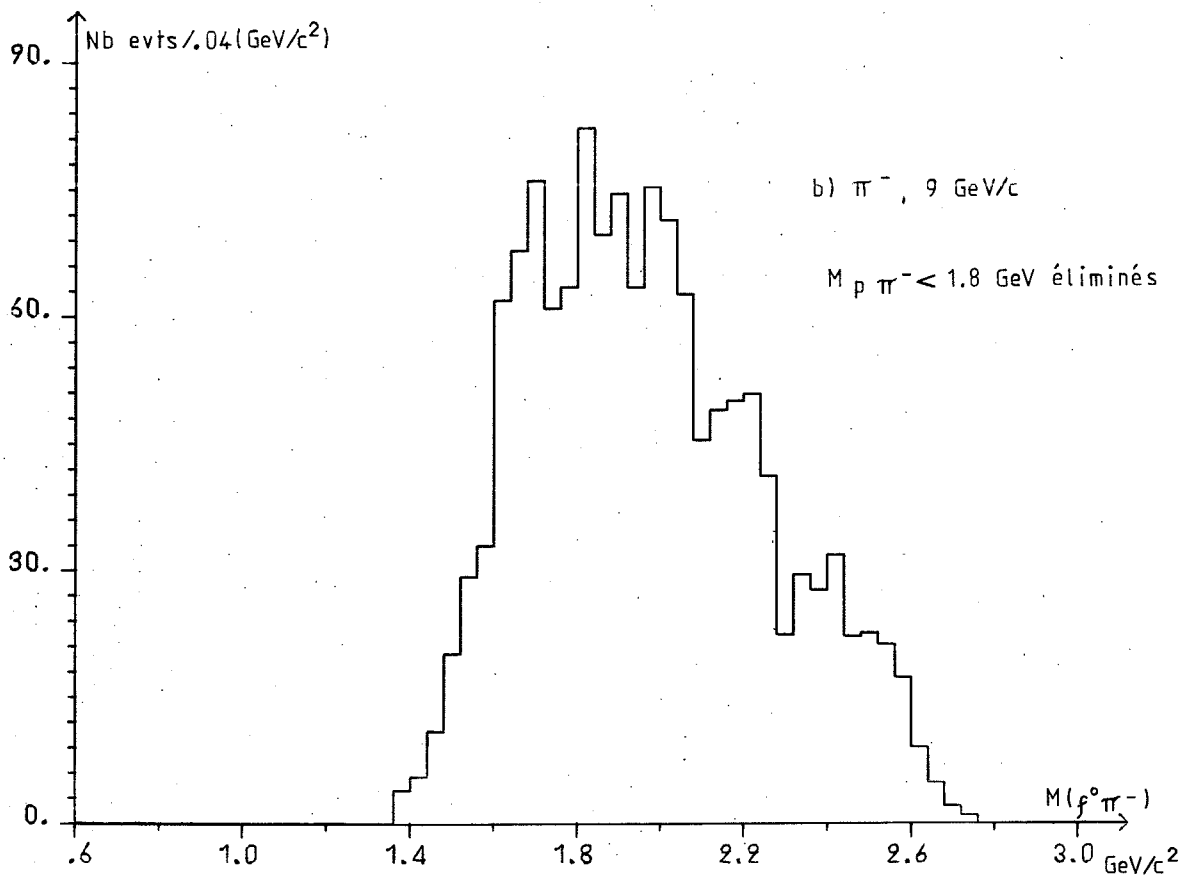
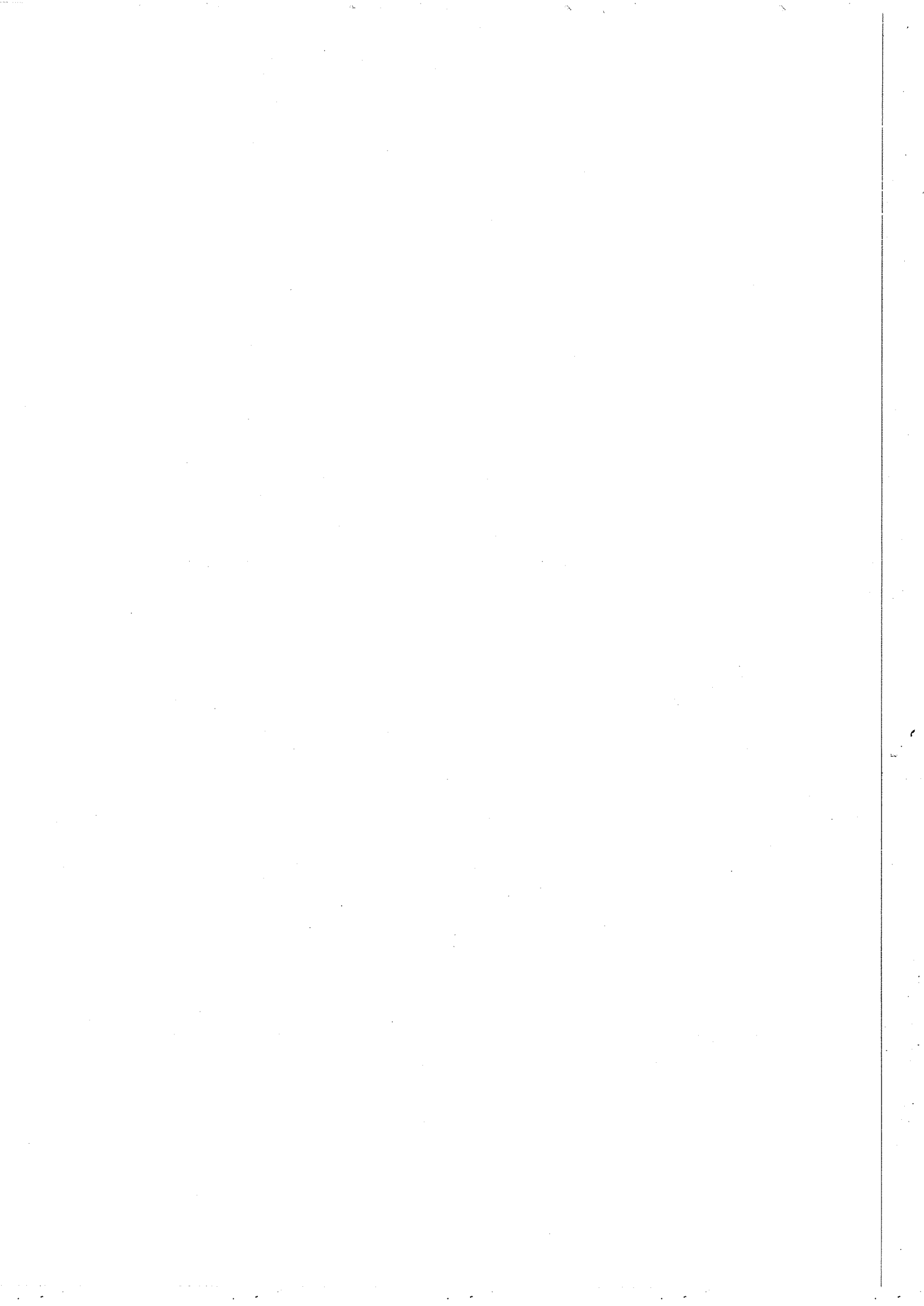


Fig. 56



REMERCIEMENTS

Ma première pensée va au regretté Professeur A. LAGARRIGUE qui m'avait accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. Son successeur le Professeur J. PEREZ-Y-JORBA, a permis la continuité de mon travail. Je leur suis reconnaissant.

Le Professeur P. LEHMANN, qui a prodigué ses encouragements au début de cette expérience, J. SIX qui dirige le groupe Ω et qui m'a beaucoup conseillé patiemment, tout le long de mon travail, trouveront ici mes vifs remerciements.

De nombreux liens d'amitié se sont créés au sein de notre collaboration et m'ont rendu la tâche plus facile. Je pense à Daniel TREILLE, maître d'oeuvre du déclenchement, entouré de tous ceux qui ont eu la responsabilité de faire fonctionner l' Ω . Je les en remercie beaucoup.

Je suis redevable des nombreux conseils de P. RIVET, qui a développé une méthode de recherche de vertex ; de la compétence de A. ROUGE et de l'incalculable expérience des nombreux physiciens qui ont permis la réalisation de ce travail :

G. De ROSNY, B. EISENSTEIN, P. BENKHEIRI de l'Ecole Polytechnique,

A. VOLTE du Collège de France,

J. BOUCROT, B. BOUQUET, B. D'ALMAGNE, C. DANG VU, T. HOFMOKL,

A. JACHOLKOWSKI, A. LAHELLEC, F. RICHARD, P. ROUDEAU et H. YOSHIDA
du L.A.L.

Je n'oublie pas la délicatesse et le dévouement avec lesquels Madame O. CLAVELOU m'a aidé dans les tâches ingrates qu'il a fallu surmonter dans l'exploitation des données et dans l'élaboration des dessins de cette thèse.

Les services très compétents du Secrétariat Scientifique du L.A.L. dirigé par Mme MATHIEU succédant à Mme ALGARDY ont assuré la frappe du manuscrit ; Melles KIRAZIAN, LELOUP, l'ont frappé en un temps record. Le tirage a été assuré par Mrs FRANCOIS, PENNEC et COUESLAN avec le soin qu'on leur connaît, je les en remercie sincèrement.

Je remercie Mr. JOHANNIN et son équipe du Centre de Calcul d'ORSAY de leur efficacité et leur sollicitude sans lesquelles nos interminables calculs à l'UNIVAC 1110 n'auraient pas vu leur fin.