

FR 80 01437

CEA-N-2123

- Note CEA-N-2123 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE Λ DANS LES INTERACTIONS
 $\pi^- p$ A 8 GeV/c ET $\pi^+ p$ A 12 GeV/c**

par

Françoise BRUN

- Mars 1980 -

CEA-N-2123 - Françoise BRUN

ETUDE DE LA PRODUCTION DE Λ DANS LES INTERACTIONS π^-p A 8 GeV/c ET π^-p A 12 GeV/c.

Sommaire.- A l'heure actuelle, peu de résultats sont disponibles pour les réactions de production de mésons vers l'arrière et leur interprétation est difficile. Le mécanisme d'échange de baryon est beaucoup plus compliqué que l'échange de méson. L'étude des réactions $\pi^-p + \Lambda + K^0$ et $\pi^-p + \Lambda + K^*_{890}$ avec des π^- incidents de 8 GeV/c, basée sur le formalisme des pôles de Regge et les amplitudes de diffusion dans le canal u, a montré que la polarisation du Λ est voisine de 1 et que ces réactions sont dominées par des échanges de trajectoires non naturelles ; ce résultat peut aussi s'expliquer par la différence entre les couplages d'octet pour les trajectoires naturelles et non naturelles. La recherche de système mésonique exotique dans la réaction $\pi^+ + p + \Lambda + K^{*+}$ à 12 GeV/c n'a pas permis de mettre en évidence l'existence d'un tel système, mais des limites supérieures sur leurs sections efficaces de production sont données ; elles sont comparables à celles de la réaction $\pi^-p + \Lambda + K^*_{890}$, en accord avec les prédictions de la dualité à deux composantes.

1980

198p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-N-2123 - Françoise BRUN

STUDY OF Λ PRODUCTION IN π^-p INTERACTIONS AT 8 GeV/c AND π^-p INTERACTIONS AT 12 GeV/c

Summary.- At this time, few results for reactions with backwards produced mesons are available, and their interpretation is not easy. Baryon exchange mechanism is more intricate than meson exchange. The study of reactions $\pi^-p + \Lambda + K^0$ and $\pi^-p + \Lambda + K^*_{890}$ with 8 GeV/c incident π^- 's, by means of Regge trajectories formalism and scattering amplitudes in u-channel, has shown that the polarization of the Λ is nearly 1 in the backward peak and that these reactions are dominated by unnatural parity exchanges ; this result may be explained by the difference between octet couplings for natural and unnatural trajectories exchanges. The search for exotic meson system in the reaction $\pi^+ + p + \Lambda + K^{*+}$ at 12 GeV/c has not led to establish the existence of such a system, but we give upper limits on their production cross sections, that we found of the same order of magnitude as those obtained for the reaction $\pi^-p + \Lambda + K^*_{890}$, in good agreement with the two-components duality predictions.

1980

198p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

Note CEA-N-2123

DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

en anglais

- | | |
|---|---|
| [00] HYPERONS LAMBDA
PRODUCTION DES PARTICULES | [00] LAMBDA PARTICLES
PARTICLE PRODUCTION |
| [01] INTERACTIONS MESON PI-MOINS-PROTON
DOMAINE 01 - 10 GEV
SECTIONS EFFICACES TOTALES
MODELES D'ECHANGE DE BARYONS
SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES
ORIENTATION DE SPIN
PROBLEME A DEUX CORPS
POLES DE REGGE
AMPLITUDES DE DIFFUSION
MESONS K-ZERO
RESONANCES K* | [01] PION MINUS-PROTON INTERACTIONS
GEV RANGE 01 - 10
TOTAL CROSS SECTIONS
BARYON-EXCHANGE MODELS
DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS
SPIN ORIENTATION
TWO-BODY PROBLEM
REGGE POLES
SCATTERING AMPLITUDES
KAONS NEUTRAL
K* RESONANCES |
| [02] INTERACTIONS MESON PI-PLUS-PROTON
MESONS K-PLUS
DOMAINE 10-100 GEV
RESONANCES EXOTIQUES | [02] PIONS PLUS-PROTON INTERACTIONS
KAONS-PLUS
GEV RANGE 10-100
EXOTIC RESONANCES |

T H E S E

PRESENTEE

**A L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE
PARIS VI**

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Françoise BRUN

**ETUDE DE LA PRODUCTION DE Λ DANS LES INTERACTIONS
 π^+p A 8 GeV/c ET π^+p A 12 GeV/c**

Soutenue le 28 octobre 1977, devant le jury composé de :

MM.	A. BERTHELOT	Président
	P. LEHMANN	
	A. MULLER	Examineurs
Mme	P. BENOIST-GUEUTAL	
M.	L. MOSCOSO	

- Note CEA-N-2123 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Division de la Physique
Département de Physique des Particules Élémentaires

ETUDE DE LA PRODUCTION DE Λ DANS LES INTERACTIONS
 π^+p A 8 GeV/c ET π^+p A 12 GeV/c

par

Françoise BRUN

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
 Chapitre I - L'EQUIPEMENT EXPERIMENTAL	 5
 A - APPAREILLAGE	 5
1. L'aimant Oméga	5
2. Le détecteur	7
a) la Géométrie I	7
b) la Géométrie II	8
3. Les caméras	9
a) spécifications	9
b) le principe du plumbicon	9
4. Le faisceau et les compteurs du faisceau	10
a) le faisceau	10
b) les compteurs	11
c) l'hodoscope du faisceau et les chambres proportionnel-	12
5. La cible	13
6. Le Cerenkov	13
a) description	13
b) performances	14
7. Les hodoscopes et la matrice de corrélation	16
8. Le compteur en antioincidence	17
9. Les chambres de multiplicité PC1 et PC2.	18
10. L'acquisition des données	19
 B - LES SYSTEMES DE DECLENCHEMENT	 19
1. Production de A rapide	19
2. Deuxième système de déclenchement	20

	Pages
Chapitre II - DE L'ETINCELLE A L'EVENEMENT	21
A - PERFORMANCES DU SYSTEME DE DETECTION ET CORRECTIONS	21
1. Les plumbicons	21
2. Les marques fiducielles	22
3. Les distorsions	22
4. Le "slewing"	23
5. Coordonnées des étincelles	23
6. Précision	23
7. Résolution	24
8. Efficacités des chambres et des plumbicons	24
a) efficacités des chambres	24
b) efficacités des plumbicons	25
c) sensibilité des caméras	26
9. "Staggering"	27
B - RECONSTRUCTION DES TRACES ET DES VERTEX	27
1. ROMEO	27
2. Le dépouillement automatique dans ROMEO	27
3. Reconnaissance des traces dans chaque vue	28
4. Association des traces	29
5. Reconstruction des traces dans l'espace	30
6. Efficacité de ROMEO	30
C - RECONSTRUCTION DES TRACES FAISCEAU	31
D - RECONSTRUCTION DES VERTEX	31
1. Methode générale	31
2. Recherche des vertex	32

	Pages
Chapitre III - SELECTION DES EVENEMENTS ET SECTIONS EFFICACES	35
A - SELECTION DES EVENEMENTS AVEC UN Λ	35
1. Sélection des événements avec un Λ rapide	36
2. Ambiguïtés Λ/K	37
3. Tests expérimentaux	38
a) le programme de Monte Carlo	39
b) tests expérimentaux	39
B - SELECTION DES CANAUX EXCLUSIFS	41
1. Cinématique de ces réactions	42
a) $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$	43
b) $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^{*0}$	42
2. Sélection des événements de la réaction $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$	43
3. Sélection des événements de la réaction $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^{*0}$	45
4. Contaminations	46
a) Contamination de Σ^0	46
b) Effet cible vide	47
5. Détermination du flux incident et sensibilité de l'expérience	48
6. Corrections indépendantes de l'impulsion du Λ	49
a) interactions du Λ dans le compteur en antioïncidence et dans la cible	49
b) perte de π incidents dans la cible	49
c) perte de Λ par ROMEO	49
d) pertes dans la sélection des événements	50
7. Corrections Monte Carlo	51
C - SECTIONS EFFICACES	55

	Pages
Chapitre IV - ECHANGE DE BARYONS	59
A - RAPPELS THEORIQUES	59
1. Généralités sur la phénoménologie des réactions à deux corps	59
a) notations	59
b) généralités sur les réactions à deux corps	61
2. Définition des amplitudes d'hélicité	63
3. Le modèle des pôles de Regge	64
a) généralités	64
b) amplitudes de diffusion	65
4. Diffusion vers l'arrière - Echange de baryon	68
a) Amplitudes de diffusion	68
b) Symétrie de Mac Dowell	70
c) Doublets de parité	71
5. Séparation des contributions d'échanges naturels et non naturels.	72
6. Dégénérescence d'échange	75
7. Dépendance en u de la section efficace différentielle et de la polarisation	76
B - SITUATION EXPERIMENTALE - ECHANGE DE BARYONS	76
1. Diffusion élastique	77
2. $\tau^- p \rightarrow \Lambda K^0$	78
3. $\tau^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$ 890	78
C - INTERPRETATION DE NOS RESULTATS	83
1. Sections efficaces différentielles	83
2. Polarisation du Λ	86
3. Interprétation des résultats	86

	Pages
Chapitre V - EXOTIQUES	97
A - EXOTISME	97
1. SU(3) et le modèle des quarks	97
2. Exotisme	99
3. La dualité et les bases théoriques	99
B - REVUE EXPERIMENTALE	100
1. Echange d'objets exotiques (Canal t)	100
2. Canal s exotique	102
3. Production de méson exotique par échange de méson	102
C - PRODUCTION D'ETATS EXOTIQUES PAR ECHANGE DE BARYON	105
1. Nos résultats pour la réaction $\pi^+ p \rightarrow \Lambda_{AV} K^{++}$ à 12 GeV/c	106
2. Les autres résultats expérimentaux.	109
CONCLUSION	113
APPENDICE I	115
La matrice de corrélation des hodoscopes	
APPENDICE II	117
Le calcul du staggering dans ROMEO	
APPENDICE III	119
Reconstruction des traces faisceau	
APPENDICE IV	121
Corrections dues aux interactions de Λ dans le compteur en anticoïncidence	

APPENDICE V

pages

125

Points sense et non sense

BIBLIOGRAPHIE

129

LISTE DES FIGURES

135

FIGURES

INTRODUCTION

De nombreux résultats ont été publiés pendant les dernières années sur les mécanismes de production des réactions à deux corps ou quasi deux corps. La plupart des résultats expérimentaux sur les sections efficaces et la polarisation pour les réactions avec production de mésons vers l'avant peuvent être expliqués par des échanges de trajectoires de bosons ; il n'en est pas de même pour les réactions de production de mésons vers l'arrière où les résultats expérimentaux sont plus rares et leur interprétation plus difficile. Ceci est dû essentiellement à la petitesse des sections efficaces de ces réactions et à leur décroissance rapide en fonction de l'impulsion des particules incidentes ($\sigma \approx p_{inc}^{-3, -4}$). De plus, le mécanisme d'échange de baryon est beaucoup plus compliqué que les échanges de mésons pour les raisons suivantes :

- les particules échangées sont des fermions,
- le nombre de trajectoires qui peuvent être échangées est plus grand,
- les règles de sélection sont moins restrictives que pour les échanges de mésons.

Dans cette expérience, nous avons étudié les réactions :



avec des π^- incidents de 8 GeV/c, et la réaction :



avec des π^- incidents de 12 GeV/c.

L'expérience a été réalisée au CERN avec le spectromètre Omega, en collaboration avec un groupe de l'Université de Freiburg et un groupe de CERN-ETH.

La description de l'équipement expérimental est faite dans le chapitre I.

Le chapitre II est consacré à l'étude des performances des systèmes de détection et d'enregistrement, ainsi qu'à la reconstruction des événements par le programme ROMEO.

La sélection des événements dans lesquels un Λ rapide a été produit est faite dans le chapitre III. Les sections efficaces totales pour les réactions (1) et (2) sont calculées et comparées à d'autres résultats expérimentaux disponibles à d'autres énergies ; un ajustement des données aux différentes énergies montre que la section efficace de la réaction (1) suit bien le comportement normal des réactions avec échange de baryon ($\sigma \approx p_{inc}^{-2,90}$).

Après quelques rappels théoriques sur les mécanismes d'échange de baryons, le formalisme des pôles de Regge et les amplitudes de diffusion dans le canal u , et en utilisant le fait que l'on peut séparer les contributions des échanges de parité naturelle et non naturelle dans les expressions de la section efficace différentielle et la polarisation, on montre, dans le chapitre IV, que les réactions (1) et (2) sont dominées par des échanges de trajectoires non naturelles ; ce résultat peut aussi être expliqué par la différence entre les couplages d'octet pour les trajectoires naturelles et non naturelles.

Le chapitre V est consacré à la recherche de système mésonique exotique dans la réaction :

$$\tau^- + p \rightarrow \Lambda + K^{*+} \text{ à } 12 \text{ GeV}/c. \quad (3)$$

Dans un premier temps, on a fait une revue des résultats expérimentaux concernant la recherche d'états exotiques (échange ou production directe). On présente ensuite nos résultats pour la réaction (3) où nous n'avons pas pu mettre en évidence l'existence de résonance mésonique exotique ; on donne cependant des limites supérieures sur leurs sections efficaces de production, que l'on trouve comparables à celle de la réaction (2), ce qui est en accord avec les prédictions de la dualité à deux composantes.

CHAPITRE I

L'EQUIPEMENT EXPERIMENTAL

L'expérience a été réalisée auprès du spectromètre Oméga au CERN dans le hall ouest du PS. La figure 1 montre une vue d'ensemble de l'aire expérimentale et sur la figure 2, on peut voir l'aimant, les chambres à étincelles sorties de l'aimant, ainsi que les derniers éléments du faisceau.

Ce dispositif a été conçu pour obtenir une très bonne acceptance angulaire et il permet d'étudier des configurations d'événements assez compliquées telles que la production de Λ vers l'avant (où l'on détecte les deux particules provenant de la désintégration) ou des réactions ayant des sections efficaces faibles ($< 1 \text{ } \mu\text{b}$).

A - APPAREILLAGE

1. L'aimant Omega

La conception de l'aimant Oméga devant être flexible pour pouvoir s'adapter facilement à un grand nombre d'expériences, le nombre des parties mécaniques fixes de l'Oméga a été réduit au minimum, permettant ainsi de satisfaire les exigences suivantes :

- flexibilité maximum pour accéder aux chambres à étincelles, aux compteurs et à la cible, à l'intérieur du volume du champ,

- possibilité de photographier le système de chambres optiques à travers le pôle supérieur,

- possibilité d'extraire du volume du champ, par les ouvertures de côté, certaines particules provenant de la cible et devant être détectées à l'extérieur de l'aimant [1] [2].

Les caractéristiques de cet aimant ont été déterminées de façon à obtenir une grande acceptance et une bonne résolution jusqu'à l'énergie maximum du faisceau disponible au PS du CERN.

Les dimensions extérieures de l'aimant sont de $3,5 \times 8,5 \times 5\text{m}^3$. Le fer de l'aimant consiste essentiellement en deux plaques horizontales, de dimensions $6 \times 6\text{m}^2$, séparées par des piliers supports dans les coins. La culasse de retour est formée de 28 blocs modulaires ayant une largeur totale de 12 mètres ; ils peuvent être montés dans des configurations différentes autour des plaques horizontales. Le poids total de l'aimant est 1300 tonnes. Deux bobines circulaires supraconductrices - ayant un diamètre interne de trois mètres et distantes de 1,5 mètre - créent un champ magnétique à peu près uniforme verticalement ; ce champ est maximum au centre de l'aimant et vaut 18 k Gauss. Le pouvoir total de courbure de l'aimant est approximativement 54 kG mètres. Le courant nominal dans les bobines atteint 4800 ampères. Un réfrigérant, de environ 800 watts de puissance de refroidissement délivre de l'hélium à haute pression, à $4,5^\circ\text{K}$, qui circule en circuit fermé à travers le conducteur creux des bobines [1], [3].

La figure 3 montre un schéma en coupe de l'aimant. Une ouverture dans le pôle supérieur, de dimensions $1,5 \times 3\text{m}$ permet à un système de caméras de photographier les traces dans les chambres optiques.

Une carte de champ complète à trois dimensions a pu être établie.

Le système de coordonnées est repéré par rapport à l'aimant, l'origine étant au centre de symétrie de l'aimant. La direction X est la direction du faisceau et le plan X Y est le plan horizontal. Le champ magnétique est dirigé suivant O Z de telle sorte qu'une particule positive est déviée du côté des Y négatifs.

2. Le détecteur

Le détecteur est constitué par un ensemble de chambres à étincelles optiques. Il existe deux types de chambres que nous désignerons conventionnellement et pour des facilités de langage, par Géométrie I et Géométrie II.

a) La Géométrie I

Elle est constituée par 8 modules de chambres, placés en aval de la cible et chaque module est constitué de dix intervalles de chambres. Chaque intervalle est formé par deux feuilles d'aluminium de 25μ d'épaisseur pour les cinq premiers modules et de 10μ pour les autres, distantes de 10 mm. L'espace entre deux intervalles adjacents est de 2,5 cm. Ces plaques sont montées sur des cadres en aluminium en forme de U, fermés sur leur quatrième côté par de la résine de verre. L'ensemble de 10 intervalles de chambres est logé dans un cadre de métal avec des fenêtres de mylar et le logement est rempli d'un mélange néon-hélium. Cet ensemble constitue un "module de chambres".

La largeur de chaque module est de 140 cm, leur hauteur 100 cm et leur épaisseur dans la direction du faisceau est 30 cm. Les angles d'inclinaison de ces modules par rapport à la verticale sont différents, de façon à être vus directement par les caméras, sans avoir recours à d'autres systèmes optiques.

La longueur totale effective de radiation des chambres est de 86 mètres et la longueur maximum visible d'une trace dans la direction du faisceau est 3,6 mètres.

b) La Géométrie II

Le système décrit précédemment ne permet pas de détecter avec une bonne efficacité des particules de faible impulsion, émises à grand angle par rapport à la direction du faisceau. On a utilisé pour cette raison d'autres chambres dont l'ensemble constitue la "Géométrie II".

On a disposé de part et d'autre de la cible, quatre modules constitués chacun de 8 intervalles de chambres et les plaques sont parallèles à la direction du faisceau. Ces plaques verticales ont une longueur de 55 cm et une hauteur de 80 cm. Elles sont formées de feuilles d'aluminium de 10 microns, collées de chaque côté d'une feuille de Rohacell de 2 mm d'épaisseur. Le sommet des modules est couvert par une lentille de forme cylindrique pour focaliser les intervalles de chambres de chacun des huit modules en un seul point ; ceci permet à une seule paire de caméras stéréo de lire toutes les chambres [4].

L'espace aveugle nécessaire pour la cible entre ces deux ensembles de chambres a été réduit au maximum ; il est de 12 cm.

La figure 4 montre une vue en coupe des chambres Géométrie I et Géométrie II dans le plan X Y. Les surfaces externes des modules sont indiquées par un trait plein et les aires optiques sont hachurées.

Ce détecteur permet d'obtenir une très bonne approximation de la géométrie 4 π , une densité d'informations élevée, ainsi qu'une très bonne précision.

Les efficacités de ces chambres seront discutées dans le chapitre II. Les conditions de fonctionnement de ces chambres

au cours de la prise de données sont les suivantes : une haute tension de 13 kv et un champ électrique de balayage de environ 250 volts pour la Géométrie I, une haute tension de 12 kv et un champ de balayage de 50 volts pour la Géométrie II.

3. Les caméras

a) Spécifications

Les chambres à étincelles sont vues par un ensemble de caméras de télévision du type plumbicon. Elles sont utilisées pour digitiser les positions des étincelles dans les chambres.

On dispose de trois paires de caméras pour les chambres en aval de la cible et une paire pour les chambres de part et d'autre de la cible. Elles sont à environ 5,5 mètres au dessus du faisceau.

La figure 5 permet de voir la position de ces caméras par rapport aux modules de chambres à étincelles.

Ces paires de caméras ont un angle stéréo de $15^{\circ}7$ pour les chambres de Géométrie I et 13° pour les chambres de Géométrie II. Le système de lentilles produit un grandissement de $1/80$ sur la face du tube des caméras, dans le plan médian [5]. Ces caméras opèrent dans une zone où le champ magnétique vaut quelques centaines de gauss, et elles sont montées dans un blindage de fer doux (figure 6). Les tubes de caméras utilisés sont des tubes de caméras de télévision couleur. Chaque caméra a sa propre électronique de digitisation; on a limité à 10 le nombre d'étincelles qui peuvent être digitisées dans un intervalle de chambres ; toutes les caméras sont lues en parallèle.

b) Le principe du plumbicon

La nécessité d'un système automatique d'acquisition de données, qui présente les avantages évidents de donner une digitisation

en ligne immédiate et d'éviter l'utilisation de films et leur mesure est bien reconnue.

Le principe d'opération de notre système de plumbicons est d'explorer le tube de caméra avec un faisceau d'électrons de déflexion contrôlée pour donner une correspondance entre les lignes de balayage et les intervalles de chambres à étincelles (une ligne de balayage par intervalle de chambres). Une chambre à étincelles complète est lue en séquence, intervalle par intervalle.

Ces plumbicons ont des surfaces photosensibles de 12 mm x 9 mm. La largeur du faisceau d'électrons est de 50 μ m FWHM [6].

Les performances de ce système de caméras seront données dans le chapitre suivant, ainsi que leurs efficacités.

L'ensemble chambres optiques, caméras plumbicons permet d'obtenir une densité d'informations élevée ainsi qu'une bonne précision, mais présente cependant deux limitations principales :

- d'une part le temps de mémoire de ces chambres étant de 1 microseconde, on ne peut pas utiliser des faisceaux d'intensité trop élevée (moins de $1,5 \times 10^5$ particules par cycle du PS).

- d'autre part le temps mort des caméras (10 millisecondes), le temps mort des chambres à étincelles ainsi que la vitesse d'acquisition des données nous limitent à environ 10 événements par cycle du PS.

4. Le faisceau et les compteurs du faisceau

a) Le faisceau

Le faisceau utilisé est le faisceau P9 du PS du CERN non séparé, d'impulsion maximum 18 GeV/c. Il est capable de

fournir un flux de 5×10^5 pions par cycle jusqu'à cette énergie et plus de $10^4 K^-$ par cycle jusqu'à 15 GeV/c [7]. Il est produit sur une cible externe à environ 55 mètres de l'Oméga.

Ce faisceau, lorsqu'il est négatif, contient essentiellement des π^- ; il y a environ 1,5% de K^- et quelques pour mille d'antiprotons à nos énergies.

Pour cette expérience, comme nous l'avons mentionné auparavant, le temps de mémoire des chambres à étincelles nous a contraints à nous limiter à $1,5 \times 10^5$ particules incidentes par cycle du PS ; au dessus de cette valeur, des traces faisceau "jeunes" ou "vieilles" sont détectées, ce qui peut compliquer la reconstruction des événements à cause du trop grand nombre d'étincelles parasites.

b) Les compteurs

Le faisceau incident est défini par un télescope de scintillateurs en coïncidence : $T = S_1 \cdot S_3 \cdot S_4$. Ce télescope permet de compter les particules et de vérifier grossièrement l'alignement du faisceau. Le dernier scintillateur S_1 , qui est situé à l'entrée de la cible a un diamètre de 3 cm ; les dimensions du faisceau sont de ± 1 cm.

Un compteur véto A avec un trou de 3 cm, placé devant la cible, antioïncide les particules du halo.

Enfin on a utilisé un autre compteur véto, placé derrière les chambres à étincelles pour antioïncider les traces faisceau qui n'ont pas interagi dans la cible.

Trois compteurs Cerenkov à seuil permettent d'identifier les particules incidentes. Deux de ces compteurs ($\check{C}K_1$ et $\check{C}K_2$) - de deux mètres de longueur - opèrent à haute pression et permettent la détection des π et des K ; le troisième (\check{C}) est plus long (4 mètres) et opère à la pression atmosphérique ; il permet d'identifier les π^- .

c) L'hodoscope du faisceau et les chambres proportionnelles

Les paramètres (p , λ , ϕ) d'une particule incidente à l'entrée de la cible sont déterminés grâce à un ensemble de 5 chambres proportionnelles et un hodoscope (HOD) situé loin en amont de la cible, de façon à avoir un grand bras de levier.

Cet hodoscope comprend 13 éléments de 3 mm de largeur, connectés à 7 phototubes. L'élément 4 de cet hodoscope est centré sur l'axe x, l'élément 1 est centré à $y = -18$ mm.

Les positions des chambres par rapport au centre de l'aimant et leurs dimensions sont données par le tableau suivant :

Tableau 1

N° chambre	x en cm	y en cm	z en cm
B ₅	- 450	± 9	± 9
B ₄	- 335	$\pm 4,5$	$\pm 4,5$
B ₃	- 260	$\pm 4,5$	$\pm 4,5$
B ₂	- 230	$\pm 2,5$	$\pm 2,5$
B ₁	- 165	$\pm 2,5$	$\pm 2,5$

La chambre B₁ est formée de trois plans parallèles de 43 fils (un plan Y, un plan Z, un plan Y). Les autres chambres sont constituées de deux plans (un plan Y et un plan Z) parallèles de 96 fils. L'espacement de ces fils est de 1 mm (il est de 2 mm pour B₅). Ces chambres permettent de mesurer 5 points sur une trace, avec une précision de 1 mm sur une distance de 3 mètres. On a ainsi une bonne précision sur la trace.

Ce dispositif permet d'obtenir une résolution en impulsion $\frac{\Delta p}{p}$ de environ 0,2% et une précision sur la direction de 0,15 mrad pour les traces faisceau.

L'efficacité des chambres est 95% pour B_2, B_3, B_4, B_5 et 67 %, 61%, 77% pour les 3 plans de fils de B_1 .

Les chambres et les compteurs à scintillation sont fixés sur un cadre et leurs positions relatives peuvent être ajustées à $\pm 0,1$ mm près. La figure 7 montre l'ensemble des compteurs du faisceau.

5. La cible

La cible est placée à l'intérieur du détecteur et la position de son centre par rapport au centre de l'aimant est $x = - 120$ cm. C'est une cible à hydrogène liquide de 30 cm de longueur et de 3 cm de diamètre.

6. Le Cerenkov

a) Description

Ce compteur, construit par Saclay, est un compteur Cerenkov à pression atmosphérique, rempli d'isobutane. La longueur du radiateur est 3,5 mètres. Les dimensions de sa fenêtre avant sont $2 \times 1,5$ m² et pour la fenêtre arrière $3 \times 2,2$ m².

Il est placé à la suite des chambres à étincelles de Géométrie I, à 5,70 m de la cible, et dans une position non symétrique par rapport à l'axe des x. Quelle que soit la polarité du faisceau, il est toujours, par rapport à l'axe x du côté des particules positives, pour des raisons qui seront explicitées plus loin.

Ce compteur comporte 32 miroirs elliptiques (16 au dessus de l'axe du faisceau et 16 en dessous), qui réfléchissent la lumière dans des capteurs paraboliques adjacents, recueillant les photons dans 2×8 photomultiplicateurs [8].

Dans le plan vertical, ces 16 miroirs sont elliptiques ; ils donnent une image parfaite de la cible à l'intérieur des capteurs de lumière ; dans le plan horizontal, ils réfléchissent les rayons lumineux comme des miroirs plans. Le plan de ces miroirs est à 8,5 mètres de la cible. La figure 8a) montre une vue en coupe de ce compteur dans le plan xy et la figure 8b) montre une coupe verticale. Cette optique a été choisie pour assurer une bonne efficacité, une acceptation angulaire large et uniforme horizontalement et une efficacité uniforme pour les angles de lumière Cerenkov entre 0 et 60 milliradians.

Ce compteur permet d'identifier les π par rapport aux K et aux protons entre 2,8 et 10 GeV/c et permet de séparer les protons des pions et des K entre 10 et 19 GeV/c.

Sur la figure 9 on peut voir une photo du Cerenkov avec les hodoscopes fixés sur les fenêtres avant et arrière, ainsi que les miroirs à l'intérieur du Cerenkov.

b) Performances

Les performances de ce Cerenkov ont été étudiées. Pour une particule ayant une impulsion très au dessus du seuil, le nombre de photoélectrons est d'environ 17 lorsqu'on utilise de l'isobutane comme radiateur.

La variation des hauteurs d'impulsion à la sortie des photomultiplicateurs est montrée sur les figures 10 et 11.

. Variation en fonction de l'impulsion des particules au voisinage du seuil

La figure 10 montre cette variation. On peut voir que la loi sur les Cerenkov à seuil est à peu près vérifiée. On doit avoir [9] :

$$\Delta n - \Delta \beta = \frac{\theta_c^2}{2}$$

avec $\Delta \beta = 1 - \beta$ et $\beta = \frac{v}{c}$

$\Delta n = n - 1$, n étant l'indice de réfraction du radiateur

θ_c est l'angle Cerenkov.

On sait que le nombre de photons produits est proportionnel à θ_c^2 .

Le nombre moyen de photoélectrons étant de 17, la probabilité statistique de ne détecter aucun signal est absolument négligeable. Ce nombre de photoélectrons a été mesuré par la hauteur des impulsions. Les photomultiplicateurs utilisés sont des quantacons ; ces tubes ont une grande amplification sur la première dynode, ce qui permet de voir très clairement dans le spectre des hauteurs d'impulsion les pics correspondant aux deux ou trois premiers photoélectrons. Ceci permet un réglage et un calibrage faciles.

. Variation en fonction de l'impact des particules

Les figures 11a) et b) montrent les variations des hauteurs d'impulsion en fonction de l'impact de la particule sur le plan des miroirs.

On constate une variation en fonction de la position verticale. La collection de lumière est la plus efficace pour le centre de chaque miroir c'est à dire à environ ± 1 mètre. Par contre dans le plan médian, lorsque les photons frappent les bords des miroirs, la collection de lumière est un peu moins efficace. Ceci est conforme aux calculs (Figure 11b)).

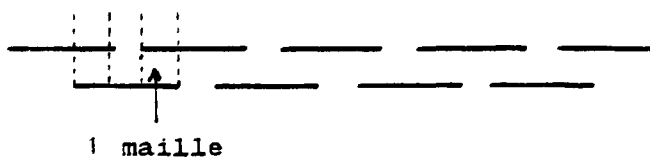
Par contre, la variation en fonction de l'impact horizontal que l'on observe sur la figure 11a) semble uniquement due à des variations d'efficacité des photomultiplicateurs, soit parce que les hautes tensions n'étaient pas exactement ajustées, soit parce que les bobines de compensation pour annuler les effets du champ magnétique de l'Oméga étaient imparfaites.

En tous cas les performances de ce Cerenkov sont largement surdimensionnées pour les besoins de cette expérience.

7. Les hodoscopes et la matrice de corrélation

Devant et derrière ce Cerenkov, et en dehors du champ magnétique, on a disposé deux ensembles d'hodoscopes fixés sur le même support que le Cerenkov. Ce support repose sur un chariot, de sorte que le compteur Cerenkov et les deux hodoscopes peuvent être déplacés simultanément, par rapport à l'axe du faisceau.

Ils sont constitués de 17 éléments de scintillateurs se recouvrant partiellement pour former 33 cellules ou mailles, comme le montre le schéma suivant :



Les dimensions de ces compteurs sont de $2 \times 1,5 \text{ m}^2$ pour l'hodoscope avant et $3 \times 2,20 \text{ m}^2$ pour l'hodoscope arrière. Chaque maille a une largeur de 6 cm à l'avant et 9 cm à l'arrière.

Pour un angle de production donné, les coordonnées d'une particule dans les deux hodoscopes ont une forte corrélation avec l'impulsion, ce qui est dû au grand pouvoir de courbure de l'Oméga. Une logique électronique simple et rapide [10], corrélant un compteur de l'hodoscope avant H_1 avec un ou plusieurs compteurs correspondants de l'hodoscope arrière H_2 , élimine du système de déclenchement toutes les particules avec le mauvais signe et aussi les particules émises avec des angles en dehors de l'intervalle angulaire accepté par le compteur Cerenkov. Cette corrélation est faite par l'intermédiaire d'une matrice, permettant de faire une sélection sur H_1 , H_2 et \checkmark , de double ou triple coïncidence entre deux plans de 33 cellules d'hodoscopes et 8 cellules du Cerenkov.

La logique de cette matrice est décrite dans l'appendice I et la figure 12 montre un schéma de cette logique.

8. Le compteur en anticoïncidence

Dans une partie de l'expérience, on a utilisé un compteur à scintillation placé derrière la cible (figure 13) dont les dimensions sont $9,7 \times 9,5 \text{ cm}^2$. Il couvre un cône de environ ± 10 degrés lorsqu'il est vu du centre de la cible.

Il est constitué de deux plaques de tungstène représentant deux longueurs et demie de radiation, en sandwich avec des scintillateurs. Les particules chargées produites au vertex principal ainsi que les photons émis avec un petit angle sont anticoïncidés.

9. Les chambres de multiplicité PC1 et PC2

Dans une autre partie de l'expérience, le compteur véto a été remplacé par deux chambres proportionnelles PC1 et PC2. Ces chambres n'anticoïncident pas les traces chargées. PC1 est placée juste derrière la cible (figure 14) et ses dimensions sont $20 \times 20 \text{ cm}^2$. PC2 est à 1,40 m de la cible, entre le quatrième et le cinquième module de chambres à étincelles et a pour dimensions $1,5 \times 0,96 \text{ m}^2$. L'espacement entre les fils est 1 mm pour PC1 et 2 mm pour PC2.

Ces chambres sont utilisées pour un déclenchement de multiplicité qui sera décrit ultérieurement.

10. L'acquisition des données

Le système d'acquisition enregistre les données sur bande magnétique. Il doit en plus être capable d'effectuer des vérifications en ligne.

Oméga étant un appareillage destiné à plusieurs expériences simultanées, chaque groupe utilisateur possède un petit ordinateur du type PDP11, lui permettant de contrôler son propre appareillage. Ce ordinateur est relié au ordinateur principal qui est un EMR 6130.

L'EMR reçoit l'ensemble des informations de l'Oméga (chambres proportionnelles du faisceau, plumbicons...) ainsi que l'information envoyée par l'utilisateur principal au moyen du PDP11. Ces données sont emmagasinées durant chaque cycle du PS de 400 ms et écrites directement sur des bandes magnétiques 1600BPI.

Une partie des événements est stockée sur le disque de l'EMR et un programme est disponible dans ce calculateur, pour visualiser les événements sur un télécype, au fur et à mesure de l'acquisition des données. On peut aussi visualiser la position des compteurs, des hodoscopes H_1 et H_2 . De plus, différents programmes permettent de traiter un ensemble d'événements et fournissent des informations sur les efficacités des chambres, des plumbicons, le positionnement du faisceau par rapport aux chambres proportionnelles...

On dispose enfin d'un troisième calculateur CII (10070) au moyen duquel on peut tester sur place des échantillons d'événements ; ces tests s'effectuent "off line" - bien qu'il soit possible de les effectuer "on line" par une liaison EMR-CII.

B - LES SYSTEMES DE DECLENCHEMENT

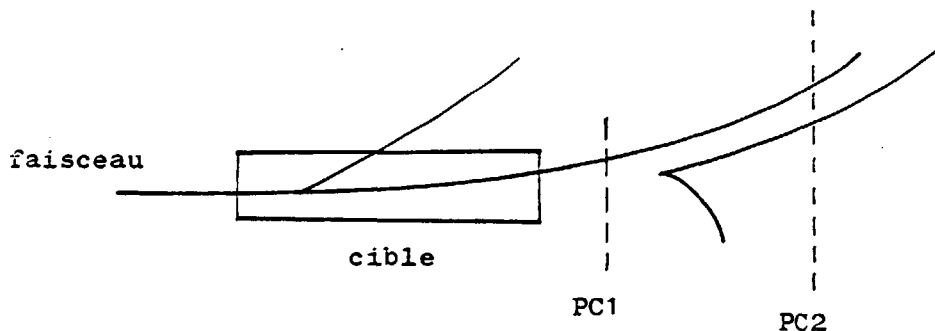
1. Production de Λ rapides

On étudie des réactions où on veut détecter un Λ rapide émis vers l'avant. Le Λ est identifié par son proton de désintégration, d'impulsion élevée. On utilise la corrélation entre les deux hodoscopes H_1 et H_2 pour sélectionner une particule avec le bon signe et une bonne impulsion. Le compteur véto V est utilisé pour anticoincider les traces chargées ainsi que les photons dans un petit angle solide. Ce véto permet d'avoir un lot assez pur d'événements où en principe aucune trace chargée, émise vers l'avant en même temps que le Λ , ne donnera de signal dans les hodoscopes ; tous les signaux dans H_1 et H_2 doivent provenir seulement du proton du Λ .

Le compteur Cerenkov est aussi utilisé en anticoincidence ; il rejette les événements pour lesquels la trace chargée positive est un π provenant de la désintégration d'un K^0 . Le système de déclenchement utilisé pour identifier le proton du Λ peut donc être symbolisé par : $T \cdot \bar{V} \cdot (H_1 \times H_2) \cdot \bar{C}$, où T est un signal du télescope du faisceau (figure 13).

2. Deuxième système de déclenchement pour les Λ rapides

Dans une étape plus avancée de l'exploitation du Oméga, nous avons utilisé un système de détection des V^0 plus raffiné, mais ici avec un nombre quelconque de traces chargées associées. On a donc supprimé le compteur véto et on l'a remplacé par 2 chambres PC1 et PC2 décrites précédemment (figure 14). Pour être sûr que au moins un V^0 a été produit dans l'interaction, on impose une condition de multiplicité sur ces chambres : on demande que le nombre de traces chargées traversant PC2 soit supérieur d'au moins une unité au nombre de traces traversant PC1, ce qui revient à dire qu'au moins un V^0 s' est désintégré entre les deux chambres. Cette condition est illustrée sur le schéma suivant :



$$\text{nombre de coups dans PC2} \geq \text{nombre de coups dans PC1} + 1$$

Le proton est identifié comme précédemment par la corrélation des hodoscopes et le Cérenkov en anticoincidence.

CHAPITRE II

DE L'ETINCELLE A L'EVENEMENT

A - PERFORMANCES DU SYSTEME DE DETECTION ET CORRECTIONS

1. Les plumbicons

Les plumbicons doivent explorer la surface de $3 \text{ m} \times 1,5 \text{ m}$ des chambres à étincelles de l'Oméga ainsi que les marques fiducielles, nécessaires pour leur calibration. La longueur des lignes de balayage est de 1,5 mètre le long des intervalles de chambres à étincelles.

La précision sur la position d'une étincelle, qui peut être obtenue d'après les signaux reçus par les plumbicons est environ $\pm 0,3 \text{ mm}$ pour une ligne de balayage de 150 cm. Le processus utilisé pour extraire cette information induit lui même une erreur, et finalement la précision sur la position est de $\pm 0,5 \text{ mm}$ dans l'espace.

La résolution de deux étincelles est limitée par la taille du faisceau d'électrons de balayage ainsi que par les dimensions de la surface photosensible des plumbicons. Pour les tubes que nous avons utilisés ces quantités sont respectivement 50μ FWHM et 12 mm, donnant une résolution spatiale optimum de deux étincelles de environ 1 cm (ce qui correspond à 2μ sur l'écran du plumbicon) dans une ligne de balayage. Le nombre de lignes de balayage par caméra est 37 ou 44, le temps de lecture d'une ligne est $90 \mu_s$.

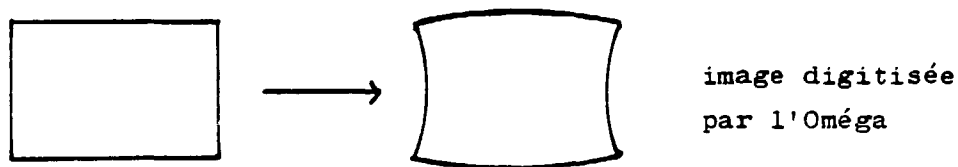
Des intensités lumineuses dans un rapport 50 à 1 peuvent être traitées par le plumbicon sans affecter sa précision.

2. Les marques fiducielles

Le système fiduciel de l'Oméga est prévu pour permettre l'évaluation des distorsions présentes dans les caméras plumbicons, pour permettre au faisceau de balayage d'être aligné avec les intervalles de chambres à étincelles et naturellement pour la reconstruction des étincelles dans l'espace. Des barres de 16 marques fiducielles, distantes de 6 cm sont disposées de part et d'autre de chaque module de chambres (figure 15). Elles sont placées symétriquement de telle sorte que l'espacement entre la ligne de fiducielles et l'intervalle de chambres le plus proche est égal à l'espacement entre les intervalles de chambres. La position de ces marques fiducielles par rapport au plan horizontal est indiquée sur la figure 16.

3. Les distorsions

Une image rectangulaire dans l'Oméga est digitisée par les plumbicons de la façon suivante :



La figure 17b) montre l'erreur sur la coordonnée Y de ces lumières fiducielles (erreur due aux distorsions) en fonction de leur position Y connue. Cette erreur est de l'ordre de ± 4 mm dans l'espace et la forme de la courbe est typiquement du 3^e ordre en Y. On peut utiliser ces résultats pour reconstruire la position correcte des marques fiducielles dans l'espace. Une étude fine a

montré que pour l'Oméga, on doit utiliser des fonctions polynomiales jusqu'au 5^e ordre pour obtenir un ajustement satisfaisant pour ces marques fiducielles.

Après cet ajustement, les résidus sur les marques fiducielles reconstruites sont typiquement de l'ordre de 0,1 mm dans l'espace.

4. Le "slewing"

Lors de la reconstruction des lumières fiducielles et des étincelles, on a tenu compte d'un autre phénomène "le slewing" (ou atténuation dépendant de l'intensité) qui dépend de façon critique de l'angle d'incidence du faisceau d'électrons, devenant important surtout au début et à la fin des lignes de balayage.

5. Coordonnées des étincelles

L'ensemble des marques fiducielles est tel que l'on a une barre de marques de part et d'autre de chaque module de chambres à étincelles.

Pour digitiser la position d'une étincelle dans l'espace et dans un module donné, on utilise les coefficients ajustés des polynômes précédents pour chaque barre, et, par interpolation linéaire, on peut calculer les coefficients pour les intervalles de chambres en question.

6. Précision

Afin de vérifier la précision avec laquelle une étincelle dans l'espace peut être reconstruite par le système de caméras, on a utilisé un ensemble de fils fiduciels situés dans un plan parallèle au plan X Y à une hauteur Z = 34 cm.

Les coordonnées de ces fils dans chaque chambre de l'Oméga ont été reconstruites dans l'espace à 3 dimensions et les différences typiques que l'on trouve entre les positions réelles et les positions reconstruites sont de l'ordre de 0,2 mm, après corrections de "slewing", ce qui donne une idée de la précision.

7. Résolution (Séparation de deux étincelles)

Le paramètre qui limite les possibilités du système de caméras de l'Oméga est son aptitude à digitiser deux étincelles très voisines. Ce pouvoir de séparation a été étudié en histogrammant la distance entre des étincelles dans les événements réels. Cette quantité varie légèrement d'une caméra à l'autre mais est comprise entre 8 et 9,4 mm dans les chambres.

Lors de la reconstruction des traces dans les chambres par le programme d'analyse, on a toujours des problèmes avec les traces très voisines ou qui se recouvrent partiellement.

8. Efficacités des chambres et des plumbicons

a) Efficacités des chambres

Les efficacités des chambres à étincelles en fonction des modules sont calculées dans un sous programme du programme de reconstruction ROMEO, qui est appelé lorsque toutes les traces reconnues ont été associées entre les deux vues. Sur ces traces associées, toute étincelle perdue sur les deux vues indique une inefficacité de la chambre à étincelles correspondante.

Il faut mentionner que la moyenne des étincelles associées sur les deux vues représente 73,5% de l'ensemble des étincelles, le reste étant du bruit de fond, des traces perdues ou non suivies par ROMEO. Donc les efficacités que l'on calcule sont meilleures qu'en réalité.

Le tableau suivant donne les efficacités moyennes par module :

Tableau 2

N° de module	1	2	3	4	5	6	7	8
Efficacité en %	88,8	84,9	85,4	87,9	91,8	92	94	-

N° de module	9	10	11	12	13	14	15	16
Efficacité en %	79	80,6	82,2	68	81	77,6	87,6	87,9

Les modules de GEOM2 sont dans l'ensemble moins efficaces que ceux de GEOM1.

b) Efficacités des plumbicons

Le même sous programme de ROMEO calcule aussi les efficacités des plumbicons. Sur les traces associées, toute étincelle perdue sur une seule vue indique une inefficacité d'une caméra.

L'efficacité globale de ces caméras est donnée par le tableau suivant :

Numéro de caméra	Efficacité en %
0	93,9
1	92,7
2	92,9
3	94,8
4	96,3
5	96,8
6	95,6
7	97,4

Tableau 3

Nous avons aussi étudié les efficacités en fonction de la multiplicité et les résultats sont donnés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 4

		2 traces	3 traces	4 traces
Vue 1	Total	78 %	66 %	67 %
	CAM 0	85 %	74 %	69 %
	CAM 2	80 %	69 %	64 %
	CAM 4	66 %	49 %	—
Vue 2	Total	78 %	71 %	68 %
	CAM 1	81 %	80 %	65 %
	CAM 3	85 %	81 %	71 %
	CAM 5	69 %	65 %	—
Total vues 1 et 2		78 %	69 %	68 %

Ce tableau tient compte des efficacités des chambres et des plumbicons.

D'une façon générale l'efficacité des chambres est plus faible pour les traces émises à grand angle, c'est à dire essentiellement pour GEOM2.

c) Sensibilité des caméras

Les efficacités des caméras et des chambres pour des événements de différentes multiplicités et pour des champs de 11, 12 et 13 kv sont montrées sur la figure 17 a).

On peut voir sur ces courbes que l'efficacité des chambres peut être améliorée seulement en élevant la haute tension des chambres, ce qui a pour effet de donner plus d'énergie et donc de lumière aux étincelles, mais le temps de mémoire des chambres devient plus long.

9. "Staggering"

La combinaison du champ magnétique de l'Oméga et du champ électrique entre les plaques des chambres à étincelles induit un déplacement des étincelles différent suivant la polarité des plaques ; ce phénomène porte le nom de "staggering".

La méthode de calcul et de corrections de staggering est donnée dans l'Appendice II.

B - RECONSTRUCTION DES TRACES

1. ROMEO (Reconstruction of Omega Events Off-line)

Afin de faire un traitement rapide des données, le programme ROMEO doit satisfaire les exigences suivantes :

- méthodes rapides de reconnaissance des traces pour limiter le temps de traitement par le calculateur et pouvoir ainsi traiter un grand nombre d'événements.
- différents programmes de classification des événements afin de reconnaître les différents types de topologies.

Des descriptions détaillées de ce programme sont données dans les références [11] et [12].

2. Le dépouillement automatique dans ROMEO

Le dépouillement automatique dans ROMEO consiste à trouver, parmi les événements enregistrés sur bandes, ceux qui correspondent à la configuration et aux topologies recherchées. Pratiquement, pour notre expérience, on regarde s'il existe au moins une trace positive corrélée dans le dernier ou avant dernier module de chambres, qui correspondrait au proton provenant de la désintégration du Λ . S'il n'en existe pas, l'événement est abandonné dès ce stade car il n'y a pas eu de Λ rapide produit dans l'interaction.

Les événements retenus sont alors passés dans le programme de reconnaissance des traces.

3. Reconnaissance des traces dans chaque vue

La reconnaissance des traces est faite par PATREC (Pattern Recognition).

La fonction de ce programme est d'associer, en traces, les points contenus dans les deux vues stéréo. La méthode de recherche des traces est basée sur le fait que la plupart des particules sont émises vers l'avant.

En utilisant le déplacement des étincelles (staggering) on a développé un programme rapide de suivage que nous allons décrire brièvement.

Dans un premier stade, on considère seulement les intervalles dans lesquels le déplacement des étincelles est dans le même sens (vers la droite par exemple) et on cherche si l'on peut trouver des traces dans ces intervalles de la façon suivante : on commence le suivage à partir du dernier module de GEOM¹, car les traces sont plus écartées les unes des autres en bout de champ, et on regarde si on trouve dans cinq intervalles consécutifs de même polarité au moins 3 étincelles (une par intervalle). Si une telle combinaison existe, et que cette succession de au moins trois points soit suffisamment lisse, elle est acceptée comme le début d'une trace ; on essaie de faire un ajustement par un cercle ou une parabole suivant la configuration de la trace et ceci permet de calculer pour les intervalles suivants une prédiction et une tolérance sur la position des étincelles que l'on cherche ; autour de cette prédiction, on regarde s'il existe une étincelle se trouvant dans les tolérances et, si oui, on l'ajoute aux étincelles déjà trouvées. Si une étincelle peut être associée à plusieurs traces, de meilleures prédictions sont calculées et les tolérances sont ajustées de façon à ce qu'il n'y ait pas de recouvrement dans la zone des prédictions.

Les étincelles non associées à une trace sont alors utilisées pour initialiser de nouvelles traces.

Il y a donc deux phases dans la reconnaissance d'une trace : l'initialisation et le suivage. Ce procédé permet de reconstruire une trace en utilisant seulement la moitié des intervalles.

La deuxième étape est la complémentation des traces ; il s'agit de rechercher les étincelles dans les intervalles restants c'est à dire ceux qui ont un déplacement de sens opposé. On utilise la trace trouvée précédemment comme guide et la valeur du déplacement correspondant à l'âge de l'événement, pour calculer une route dans laquelle les autres étincelles doivent se trouver.

La valeur du déplacement est approximée par la formule :

$$s = s_0 + k \times p$$

où p est la pente de la trace.

s_0 et k sont deux coefficients calculés à partir des conditions expérimentales (champs électrique et magnétique, mobilité des ions dans le gaz).

Le programme essaie alors de trouver deux étincelles dans au plus 3 intervalles dans la route définie par la relation ci-dessus, ces deux étincelles définissant une ligne aussi parallèle que possible à la trace guide. La distance entre cette ligne et la ligne guide est utilisée comme valeur initiale du déplacement. On recherche ensuite les autres étincelles dans la route.

Le programme vérifie qu'il y a un nombre équivalent d'étincelles sur les deux parties de la trace ainsi retrouvées.

4. Association des traces

On dispose de deux vues stéréoscopiques pour faire l'association des traces, c'est à dire décider quelle image de trace dans la vue 2 correspond à une image donnée de trace dans la vue 1.

Les traces étant reconnues sur chaque vue, elles sont associées deux par deux en tant que projections de traces dans l'espace.

Les traces acceptées sont définies par 6 étincelles au moins dans les deux vues.

5. Reconstruction des traces dans l'espace

Les effets du "staggering" étant éliminés, on peut reconstruire les traces dans l'espace.

On dispose de deux positions apparentes des étincelles : une sur la vue 1 et une autre sur la vue 2. Il s'agit en fait des deux images données par deux caméras stéréo regardant la même étincelle. L'intersection des rayons lumineux de ces deux caméras visant le même point donne la position de l'étincelle dans l'espace.

On sait que les trajectoires des particules, dans l'espace, peuvent être assimilées à des hélices ; dans des intervalles successifs on calcule la position de cette hélice et on fait une prédiction plus une tolérance pour les intervalles suivants ; on essaie ensuite de trouver un point à l'intérieur de ces tolérances ; s'il y en a un, on l'ajoute aux points précédents et on continue ainsi avec les autres points dans l'espace. Si on n'en trouve pas, on essaie une autre combinaison pour initialiser l'hélice. On trouve ainsi une première approximation des paramètres de la trace, qui seront ensuite utilisés comme point de départ pour un ajustement de moindres carrés.

Cette méthode est plus lente que le suivage des traces dans le plan (que nous avons décrit précédemment) car plusieurs combinaisons de points peuvent être essayées avant de trouver la bonne.

6. Efficacité de ROMEO

Les performances du programme ROMEO sont bonnes mais il existe certaines causes de pertes systématiques qui sont les suivantes :

- le traitement des traces très proches ou se recouvrant partiellement.

- les traces émises à grand angle et qui sont en partie parallèles aux plaques ou qui spiralisent dans les chambres,
- les traces fragmentées,
- l'extrapolation sur de longues distances,
- la reconstruction et l'association des traces entre GEOM1 et GEOM2,
- l'extrapolation incorrecte après le vertex des V^0 .

On a visualisé un certain nombre d'événements sur un écran pour comparer les résultats que l'on obtient ainsi manuellement à ceux obtenus par ROMEO. On trouve que l'efficacité du programme est supérieure à 90% pour les événements à deux branches et de l'ordre de 30% pour les événements à quatre branches.

Le temps de traitement d'un événement par le calculateur CDC 7600 est 0,15 seconde.

C - RECONSTRUCTION DES TRACES FAISCEAU

La reconstruction des traces faisceau se fait en utilisant l'information donnée par l'hodoscope du faisceau et les chambres proportionnelles placées sur le faisceau.

La méthode est décrite en détail dans l'Appendice III.

D - RECONSTRUCTION DES VERTEX

1. Méthode générale

Le programme de Pattern Recognition commence par rejeter les traces faisceau parasites, c'est à dire n'ayant pas donné lieu à l'événement ; il élimine les traces se trouvant entièrement à l'intérieur du trajet du faisceau, ayant un rayon de courbure compatible avec celui d'une trace faisceau, ainsi que l'impulsion

le dip et l'azimuth. Ces coupures sont suffisamment sélectives pour éliminer les traces faisceau externes sans rejeter les traces associées aux événements étudiés. On rappelle que la particule que l'on détecte est de signe opposé au faisceau.

Chaque trace est paramétrisée par deux paraboles, une dans le plan X Y et une autre dans le plan X Z, de la façon suivante :

$$y_i = a_i X^2 + b_i X + c_i$$

$$z_i = a'_i X^2 + b'_i X + c'_i$$

Cette paramétrisation est obtenue en tenant compte de l'impulsion et des coordonnées du début de la trace.

Etant donné deux traces trouvées par ROMEO et paramétrisées comme ci-dessus, on cherche pour quelle valeur de X la distance entre ces deux traces est minimum, c'est à dire pour quelle valeur de X, l'équation suivante est vérifiée :

$$\frac{d}{dX} [(y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2] = 0$$

Les indices 1 et 2 correspondent à deux traces différentes. L'équation ci-dessus est du 3^e ordre en X et, parmi ses solutions, on choisit celle pour laquelle la distance entre les deux traces est minimum.

2. Recherche des vertex

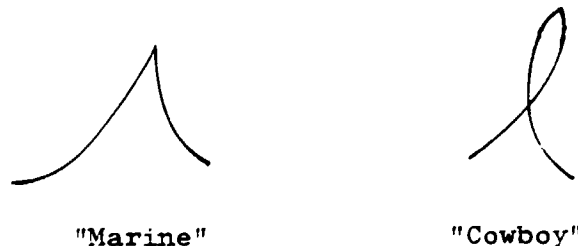
La recherche du vertex principal et des vertex de V⁰ se fait simultanément, en appliquant la méthode précédente.

On recherche des événements ayant un A et pour cette raison, on commence par regarder s'il existe une trace rapide, positive, corrélée aux hodoscopes, correspondant au proton de désintégration du A. Si une telle trace existe, on cherche alors, parmi toutes les traces négatives, celle qui donne une distance minimum avec cette trace positive. On calcule l'intersection de ces deux traces et

ce point est pris comme un premier vertex, auquel on va voir s'il est possible d'accrocher d'autres traces. Un ajustement global est fait avec toutes les traces et s'il est bon, le vertex en question n'était pas un V^0 . Si l'ajustement ne marche pas, on commence par supprimer la trace qui donnait le plus mauvais χ^2 et on procède ainsi avec toutes les traces. S'il n'en reste que deux, on a bien trouvé un V^0 . On essaie alors un nouvel ajustement avec les traces restantes, pour essayer de trouver d'autres vertex (vertex principal ou autres V^0).

Dans le cas de vertex de V^0 on se heurte souvent à une difficulté : lorsque l'angle entre les deux traces est très fermé, et que le plan de désintégration du V^0 est parallèle au plan de projection, on ne peut pas déterminer avec précision la position du vertex. D'une manière générale, il est souvent difficile de déterminer laquelle des deux intersections est réellement le vertex ; ceci constitue l'ambiguïté entre les "Marines" et les "Cowboys".

Un "Cowboy" est un événement pour lequel, vues en projection dans le plan X Y du système de coordonnées de l'Oméga, les traces positive et négative se recoupent après le vertex, ce qui n'est pas le cas pour un "Marine" comme le montre le schéma suivant :



Dans le cas de telles ambiguïtés, on a toujours choisi le vertex qui donnait le meilleur ajustement car dans la troisième dimension, les deux trajectoires ne se rencontrent qu'au vertex.

L'efficacité du programme ROMEO pour reconnaître les V^0 est 93,5 %.

CHAPITRE III

SELECTION DES EVENEMENTS ET SECTIONS EFFICACES

A - SELECTION DES EVENEMENTS AVEC UN Λ

On veut sélectionner, parmi les événements ayant au moins un V^0 reconnu par le programme ROMEO, ceux dans lesquels un Λ rapide a été produit.

On appelle V^0 corrélé un V^0 pour lequel la trace positive a touché des compteurs des hodoscopes H_1 et H_2 correspondant à des numéros sélectionnés par la matrice de diodes. L'extrapolation de la trace en dehors des chambres doit être compatible avec ces compteurs touchés. Les figures 18 et 19 montrent la masse carrée des V^0 reconnus, lorsqu'on attribue une masse de proton à la particule positive et une masse de π à la particule négative ; la figure 18 correspond aux événements de la réaction :



et la figure 19 correspond aux événements de la réaction



Sur ces deux figures, on peut voir clairement un pic centré à la masse carrée du Λ et ayant une largeur totale de $7,2 (\text{MeV}/c^2)^2$.

La figure 20 montre la masse carrée des V^0 corrélés, lorsqu'on attribue des masses de π aux deux particules provenant de la désintégration du V^0 et que l'on exige, de plus, que le Cerenkov ait donné

un signal si l'impulsion de la trace positive est supérieure à 2,7 GeV/c, qui est le seuil de notre Cerenkov ; en dessous de cette valeur, on ne peut rien dire et on a gardé ces événements dans le spectre de masse. La figure 20 montre un pic centré sur la masse carrée du K^0 .

1. Sélection des événements avec un Λ rapide

Parmi les événements retenus, on a sélectionné les événements avec un Λ en appliquant les critères suivant :

a) la masse carrée effective du système ($p\pi^-$) doit être comprise entre 1,22 et 1,27 GeV^2/c^4 .

b) le Λ doit être corrélé : lorsqu'on extrapole hors de l'aimant la trace positive provenant de la désintégration, elle doit passer par les bons compteurs de H_1 et H_2 , sélectionnés par la matrice de corrélation.

c) le Λ doit pointer sur le vertex principal.

d) le vertex principal, réel ou reconstruit, (pour les événements sans trace chargée, on calcule l'intersection de la direction du V^0 avec la trace faisceau) doit se trouver dans la cible, c'est à dire que l'abscisse du vertex doit satisfaire une des conditions suivantes :

- $140 \text{ cm} < X_A < -100 \text{ cm}$ pour les événements avec traces chargées,

ou - $170 \text{ cm} < X_A < -70 \text{ cm}$ pour les événements sans trace chargée.

Dans ce dernier cas il est nécessaire d'augmenter les limites de la coupure car le vertex est mal défini ; en effet, pour les particules neutres émises à petit angle (inférieur à 20 milliradians) on a calculé que l'efficacité de reconstruction serait seulement de 50% si on gardait les mêmes coupures que pour les événements avec traces chargées, à cause de la difficulté pour retrouver le vertex.

La figure 21 montre la distribution du vertex principal pour les événements réels et pour des événements enregistrés avec cible vide. On peut voir que la coupure définie pour les événements avec traces chargées sur la coordonnée X, élimine les événements provenant d'interactions dans le compteur S1. Par contre il n'en est pas de même pour les événements sans trace chargée où, du fait de la coupure plus large sur X, une grande partie des événements obtenus peuvent provenir d'interactions dans S1. On a donc soustrait de ces événements les événements obtenus avec la cible vide et les résultats obtenus sont comparables à ceux que l'on aurait obtenus en utilisant des coupures plus serrées avec une meilleure précision sur le vertex.

La contamination d'événements cible vide sera décrite plus loin.

Parmi les 600 000 déclenchements enregistrés pour la réaction (1), on obtient ainsi un lot de 45 600 Λ rapides et 8050 pour la réaction (2) pour un total de 120 000 déclenchements.

La figure 22 montre un spectre d'impulsion du Λ pour les événements de la réaction (1). On peut voir qu'il n'y a pas d'impulsions inférieures à 2,8 GeV/c.

e) on a imposé à la direction du Λ de traverser le compteur V (par extrapolation).

2. Ambiguïtés Λ/K

Pour sélectionner les événements avec un K^0 , nous avons appliqué les critères suivants :

- la masse carrée effective du système ($\tau^+\tau^-$) doit être comprise entre 0,22 et 0,28 $(\text{GeV}/c^2)^2$.

- si la trace positive a une impulsion supérieure à 2,7 GeV/c, on exige que le compteur Cerenkov ait donné un signal ; si son impulsion est inférieure à cette valeur, on ne peut rien dire sur sa nature ; on demande alors que la masse carrée du V^0 soit comprise dans les limites précédentes et de plus qu'il soit impossible de faire un ajustement sur une masse de Λ .

- on conserve les coupures précédentes sur les vertex (conditions c) et d)).

On obtient ainsi un lot de 6130 K^0 .

On a recherché s'il pouvait exister des ambiguïtés Λ/K^0 , c'est à dire si le lot d'événements avec un Λ était contaminé par des K^0 . Pour cela nous avons utilisé les événements retenus comme candidats Λ , mais nous avons imposé à la particule positive provenant de la désintégration une masse de π . La figure 23 montre la masse carrée effective ($\pi^+\pi^-$) pour ces candidats Λ . Aucune structure significative n'est visible sur ce spectre de masse, indiquant que la contamination de Λ par des K^0 est négligeable.

Les figures 24a) et b) montrent des exemples d'événements typiques de Λ rapide reconstruits par le programme ROMEO et visualisés sur un télétype.

3. Tests expérimentaux

On a vérifié que les lots d'événements ainsi sélectionnés sont corrects en effectuant un certain nombre de tests expérimentaux dont certains ont été comparés aux résultats d'un programme de Monte Carlo qui tient compte de l'acceptance de l'appareillage.

a) Le programme de Monte Carlo

Le but de ce programme est de générer des interactions d'un type donné dans la cible et de suivre les traces résultant de l'interaction, dans les chambres à étincelles. Les paramètres des traces et de la réaction sont calculés et écrits sur bande, comme s'il s'agissait d'événements réels.

Le programme de Monte Carlo a essentiellement deux fonctions à deux stades différents d'une expérience :

- pendant la préparation de l'expérience, on l'utilise pour optimiser l'efficacité de détection par un choix correct de la configuration des compteurs que l'on veut utiliser.

- pendant l'analyse des données, il sert à une étude détaillée des biais pour la correction des distributions expérimentales.

Pendant l'analyse des événements, on peut résumer ainsi ses principales fonctions : il génère l'interaction du faisceau dans la cible de façon aléatoire et fait la cinématique des particules produites. La désintégration du Λ est générée suivant une loi exponentielle à partir du vertex principal et les particules provenant de la désintégration suivant une distribution isotrope. Ces particules sont ensuite suivies dans les chambres à étincelles, à travers le champ magnétique. Le programme de Monte Carlo, utilisant les mêmes coupures et caractéristiques géométriques de l'appareillage que pour les vrais événements, calcule l'acceptance.

b) Tests expérimentaux

On a vérifié en particulier que la vie moyenne du Λ est compatible avec la valeur donnée dans les tables $C\tau = 7,73$.

Ce temps de vie a été calculé en utilisant non pas la distance entre le vertex principal et le vertex de désintégration du Λ mais la distance entre le vertex de désintégration et un plan vertical fixe situé à la même position que l'anticompteur. Cette distribution montrée sur la figure 25 devrait être exponentielle; en fait elle dévie un peu de son comportement pour les temps de vie faibles, ceci pouvant être dû à de mauvaises extrapolations au vertex ou à des inversions dans le choix du vertex du V^0 (ambiguïté marines - cowboys).

La figure 26 montre la distribution angulaire azimutale de production du Λ , cet angle étant défini par :

$$\phi = \text{Arc cos} \left[\frac{(\vec{p}_{\text{inc}} \times \vec{Y}) \cdot (\vec{p}_{\Lambda} \times \vec{p}_{\text{inc}})}{|\vec{p}_{\text{inc}} \times \vec{Y}| \cdot |\vec{p}_{\Lambda} \times \vec{p}_{\text{inc}}|} \right]$$

\vec{p}_{inc} est l'impulsion des particules incidentes

\vec{Y} désigne l'axe Y

\vec{p}_{Λ} est l'impulsion du Λ dans le système du laboratoire

L'histogramme représente cette distribution de ϕ et la courbe en trait plein est le résultat du programme Monte Carlo ; on peut voir que l'accord est satisfaisant.

Lorsque l'angle d'émission d'une trace par rapport à la normale aux plaques des chambres à étincelles est trop grand ces traces ne sont pas trouvées par le programme de reconstruction ROMEO ; ce sont des traces lentes. Cette perte d'événements peut être observée dans la distribution angulaire d'émission du proton par rapport à la direction du Λ , qui devrait être isotrope. La figure 27 montre cette distribution et on observe un creux au

voisinage de $\cos \theta^* \approx +1$, ce qui correspond aux événements pour lesquels le π^- va dans la direction opposée à la ligne de vol du Λ ; de même, on observe une légère perte d'événements dans la région $\cos \theta^* \approx -1$ qui correspond aux cas où le proton ne rentre pas dans les hodoscopes. Ces pertes sont estimées à 6%. La courbe en trait plein représente cette même distribution angulaire calculée par le programme de Monte Carlo.

Afin de vérifier que le lot d'événements avec un K^0 n'est pas biaisé expérimentalement, on a calculé la polarisation du K^0 et la figure 28 montre qu'elle est bien compatible avec zéro.

B - SELECTION DES CANAUX EXCLUSIFS

Parmi le lot d'événements sélectionnés avec un Λ , nous avons essayé d'extraire un certain nombre de réactions exclusives.

La figure 29 montre la masse manquante carrée au Λ pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda + X$ à 8 GeV/c pour tous les événements.

On peut voir clairement deux pics, un à la masse carrée du K^0 et un à la masse carrée du K_{890}^{*0} , qui correspondent aux deux réactions suivantes :



Il y a aussi un pic à la masse du K_{1420}^* mais avec un fond très important.

1. Cinématique de ces réactions

a) $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

Ces événements peuvent être recherchés dans l'une des réactions suivantes :

. $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + X$ où

la masse manquante X au Λ doit être égale à la masse du K^0 ,

. $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^+$

ou $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^-$

La masse manquante à la réaction doit être égale à la masse du π et de plus la masse manquante au Λ doit être égale à la masse du K^0 . (Lorsque le K^0 se désintègre trop près du vertex principal, un des π a été raccroché à ce vertex, ce qui explique le nombre impair de traces).

b) $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$

Ces événements peuvent être recherchés dans l'une des réactions suivantes :

. $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$ la masse manquante au Λ est égale à la masse du K^*

. $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+$ la masse manquante à la réaction est égale à la masse du π et la masse manquante au Λ est égale à la masse du K^+ .

. $\pi^- p \rightarrow \Lambda \pi^-$ la masse manquante à la réaction est égale à la masse du K et la masse manquante au Λ est égale à la masse du K^+ .

. $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ la masse et l'énergie manquantes à la réaction sont nulles et la masse manquante au Λ est égale à la masse du K^+ .

On a donc recherché les événements de ces deux réactions parmi les topologies suivantes :

Λ + neutres (a)

Λ + 1 trace chargée (b)

Λ + 2 traces chargées (c)

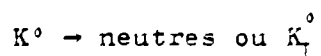
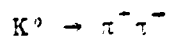
Des événements de la topologie (b) avec un nombre impair de traces chargées sont dus à des pertes dans l'acceptance géométrique ou à des inefficacités dans la reconstruction des traces par le programme. Nous allons étudier ces pertes un peu plus loin.

Ces événements se répartissent de la façon suivante :

- 001 ou 002 (1 ou 2 V^0) 11 728 événements
- 101⁻ (1 Λ et une trace négative) 10 952 événements
- 101⁺ (1 Λ et une trace positive) 7934 événements
- 201 (1 Λ et deux traces chargées) 11 636 événements.

2. Sélection des événements de la réaction $\tau^- p \rightarrow \Lambda K^0$

Ces événements ont été recherchés dans les deux modes de désintégration du K^0 , aussi bien le mode chargé que le mode neutre :



On a donc recherché ces événements dans les topologies suivantes :

- . 001 c'est à dire un V^0 sous trace chargée.
- . 002 c'est à dire les événements ayant 2 V^0 . Le K^0 se désintégrant en $\pi^+\pi^-$ a été vu.
- . 201 : événements ayant un Λ et deux traces chargées. On a pris ces événements en considération pour le cas où les deux traces provenant de la désintégration du K^0 auraient été associées au vertex principal. Ceci est possible lorsque le K^0 se désintègre très près de ce vertex.
- . 101^- : événements ayant un Λ et une trace chargée vue. Cette trace a alors été associée au vertex principal.

La figure 30a) montre la masse manquante carrée au Λ pour les événements à zéro branche ; on voit un pic de K^0 et de K^* mais il y a un fond important sous le K^* . La figure 31 montre cette même masse manquante carrée pour les événements à zéro branche, une branche et deux branches suivants :

- . les 101^+ pour lesquels la trace perdue est un π^- , c'est à dire les événements pour lesquels :
 - $0,2 < MM^2(\Lambda\pi^-) < 0,24 (\text{GeV}/c^2)^2$
- . les 101^- pour lesquels la trace perdue est un π^+ , c'est à dire avec la coupure :
 - $0,2 < MM^2(\Lambda\pi^+) < 0,5 (\text{GeV}/c^2)^2$
- . les 201 avec aucune particule manquante :
 - $0,01 < MM^2(\Lambda\pi^+\pi^-) < 0,01 (\text{GeV}/c^2)^2$ et $|\Delta E| < 0,2 \text{ GeV}$.

On peut voir sur cette figure les deux pics à la masse carrée du K^0 et du K^* .

Les événements de la réaction .



ont été sélectionnés en adoptant la coupure suivante sur la masse manquante carrée au Λ :

$$- 0,2 < MM^2 (\Lambda) < 0,4 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2.$$

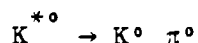
On retient ainsi un lot de 1287 événements pour cette réaction.

Le fond a été estimé en comparant le nombre d'événements dans les canaux à droite et à gauche de la masse carrée du K^0 . On obtient ainsi un rapport :

$$\frac{\text{Fond}}{\Lambda K^0} = 11,5 \pm 5\%$$

3. Sélection des événements de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$

On a retenu ces événements seulement dans le mode de désintégration chargé du K_{890}^{*0} car le fond est trop important pour le mode :



On a donc retenu seulement les topologies :

- 201 : le K^+ et le π^- ont été vus et associés au vertex principal. La figure 32 montre la masse manquante carrée au système $\Lambda K^+ \pi^-$. Pour isoler les événements du type 201 on a adopté les coupures suivantes :

$$- 0,02 < MM^2(\Lambda K^+ \pi^-) < 0,05 \text{ GeV}^2/\text{c}^4 \text{ et } |\Delta E| < 0,2 \text{ GeV}$$

La distribution de ΔE (énergie manquante à la réaction) pour des $MM^2(\Lambda) < -0,02$ ou $MM^2(\Lambda) > 0,01$ ne montre pas de pic autour de $\Delta E = 0$, ce qui tend à prouver qu'il n'y a pas d'événements sans neutres manquants perdus avec ces coupures.

. 101^+ : la trace positive est un K^+ . La masse manquante carrée au système (ΛK^+) montre un pic centré sur la masse carrée d'un π (figure 33b). On a sélectionné les événements $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$ en appliquant la coupure :

$$- 0,22 < MM^2(\Lambda K^+) < 0,1 \text{ GeV}^2/c^4$$

. 101^- : la trace négative est un π^- ; la masse manquante à $(\Lambda \pi^-)$ montre un pic à la masse du K (figure 33a) et on a isolé les événements $\Lambda K^+ \pi^-$ par la coupure :

$$- 0,05 < MM^2(\Lambda \pi^-) < 0,4 \text{ GeV}^2/c^4$$

La figure 30b) montre la masse manquante carrée au Λ pour les événements de ces trois topologies. On peut voir le pic du K_{890}^* qui se détache assez bien ainsi qu'un petit pic de K_{1420}^* .

Les événements de la réaction étudiée $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^*$ ont été sélectionnés en prenant :

$$- 0,5 < MM^2(\Lambda) < 1,1 \text{ GeV}^2/c^4$$

On obtient ainsi un lot de 794 événements. Le fond a été estimé à $10,9 \pm 5\%$. Il y a un épaulement à la masse carrée du K qui est dû aux K^0 ayant un π accroché au vertex principal.

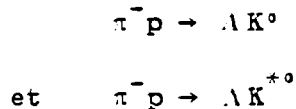
4. Contaminations

a) Contamination de Σ^0

La contamination de Σ^0 est réduite par le compteur en anti-coïncidence placé derrière la cible, qui anticoïncide une partie des photons provenant de la désintégration $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, et par

les coupures sur la masse manquante et l'énergie manquante, comme nous venons de le montrer.

Un calcul de Monte Carlo, supposant la même distribution angulaire pour la production de Σ^0 que pour la production de Λ^0 donne environ 11% ($11,2 \pm 0,8\%$ et $10,7 \pm 1,1\%$ respectivement) des événements $\Sigma^0 K^0$ et $\Sigma^0 K^{*0}$ acceptés comme candidats pour $\Lambda^0 K^0$ et $\Lambda^0 K^{*0}$. Donc, si on suppose que les sections efficaces de production de Σ^0 sont à peu près égales aux sections efficaces de production de Λ^0 , on en conclut que la contamination de Σ^0 représente $11,2 \pm 0,8\%$ d'événements $\Sigma^0 K^0$ acceptés comme ΛK^0 et $10,7 \pm 1,1\%$ de $\Sigma^0 K^{*0}$ acceptés comme $\Lambda^0 K^{*0}$, et forme une contribution importante au fond dans les deux réactions :



b) Effet cible vide

Nous avons enregistré un certain nombre de données avec la cible vide, pour déterminer le pourcentage d'événements provenant d'interactions du faisceau avec les parois de la cible ou le compteur S_1 à l'entrée de la cible, et corriger en conséquence les vrais événements.

On a montré dans la première partie de ce chapitre les distributions de l'abscisse du vertex principal pour les vrais événements et les événements enregistrés avec cible vide.

Les contaminations dues aux interactions en dehors de la cible d'hydrogène sont particulièrement importantes pour les événements sans trace chargée, car le vertex de production n'est pas bien défini comme nous l'avions mentionné auparavant. Cet effet a été mesuré avec les événements cible vide et on trouve que sa contribution est de 17% pour les événements ΛK^0 et inférieure à 2% pour les événements ΛK^{*0} où on a considéré seulement le mode de désintégration chargé du K^* .

5. Détermination du flux incident et sensibilité de l'expérience

La sensibilité de l'expérience est donnée par :

$$\frac{N_{ev}}{\sigma} = l \times N \times d \times N\pi$$

où

- l est la longueur de la cible = 30 cm
- N est le nombre d'avogadro
- d est la masse volumique de l'hydrogène ($d = 0,070 \text{ g/cm}^3$)
- $N\pi_{\text{incidents}}$ est le nombre de π incidents arrivant dans la cible et capables de produire un événement analysable. Ce nombre peut être calculé en tenant compte de certaines corrections décrites ci-dessous :

- certains événements ne sont pas analysables à cause d'un manque d'informations dû à une inefficacité des chambres proportionnelles du faisceau, ce qui correspond à une perte de l'ordre de 4%.

- Une correction de 3,5% doit aussi être appliquée pour tenir compte du mauvais fonctionnement du système de détection (chambres à étincelles, plumbicons).

- Il peut se produire des vétos accidentels du compteur en anticoincidence derrière la cible, ou du Cerenkov ; cette perte est de 1,8% et est donnée directement par l'électronique.

La correction totale à expliquer est donc de 9,3%. L'erreur statistique dans le flux total est inférieure à 0,2%. L'erreur estimée sur les corrections précédentes est de $\pm 1\%$. Donc l'erreur totale est inférieure à 1,5%.

Le flux total de π incidents capables de produire une interaction (pour les données avec faisceau négatif) est alors de :

$$1,0762 \times 10^{10} \pm 1,5\% \pi_S^!$$

On en déduit la sensibilité de l'expérience :

$$\frac{N_{ev}}{\sigma} = 30 \times 4,187 \times 10^{22} \times 1,0762 \times 10^{10}$$

qui est : 13 ev/nb.

6. Corrections indépendantes de l'impulsion du Λ

Aux corrections précédentes affectant essentiellement les particules incidentes, viennent s'ajouter d'autres corrections dont la liste est donnée ci-dessous :

a) interactions du Λ dans le compteur en anticoincidence et dans la cible

Nous avons calculé la perte de Λ dans le compteur en anticoincidence, en tenant compte de la diffusion élastique sur les protons du tungstène, et on l'a estimée à 11,6%. Le détail des calculs est donné dans l'appendice IV.

L'absorption de Λ dans la cible a été évaluée à 1,5% en supposant que la distance moyenne parcourue par le Λ dans la cible est 15 cm (c'est à dire une demi-longueur de cible).

b) perte de π^- incidents dans la cible

On sait que le flux incident de particules est atténué dans la cible. L'absorption totale de π^- dans la cible étant de 4%, la perte de π^- pour une réaction spécifique ayant une section efficace petite comparée à 30 mb (section efficace totale des interactions π^-p à 8 GeV/c) est donc de 2%.

c) pertes de Λ par ROMEO

Il existe différentes causes de pertes de Λ par les programmes d'analyse :

- Λ perdus à cause des coupures sur le pic de masse effective ($p\pi^-$). Cette perte est estimée à 6%.

- Λ perdus car l'angle d'émission de la trace lente (le π^-) au vertex du V^0 est trop grand. L'angle d'une trace avec la normale aux plaques des chambres à étincelles ne doit pas être plus grand que 65° environ dans GEOM1 si on veut que la trace soit retrouvée correctement par ROMEO. On peut voir que de tels événements existent lorsqu'on fait un histogramme de la distribution angulaire dans le système au repos du Λ (figure 27). On a vu que cette distribution n'est pas isotrope (Chap. III, 3b)) et qu'il y a une perte d'événements pour $\cos \theta \approx 1$ (c'est à dire lorsque le π va dans la direction opposée de la ligne de vol du Λ) que l'on a évaluée à 6%.

- pertes dues à PATREC et GEOM. Elles sont dues essentiellement aux traces qui se recouvrent, aux traces tronquées, ou à un mauvais ajustement dans la reconstruction des traces et la recherche des vertex. Un contrôle visuel, nous a permis de déterminer le pourcentage de ces pertes, qui s'élève à 4%.

Il faut aussi tenir compte des difficultés de ROMEO pour reconstruire les autres traces associées au Λ , par exemple le K^+ et le π^- dans la réaction $\pi^-p \rightarrow \Lambda K_{890}^+$ et de l'inéfficacité des chambres à étincelles pour les traces lentes.

d) pertes dans la sélection des événements

Lors de la sélection des événements des deux réactions étudiées, on a adopté un certain nombre de coupures sur les spectres de masses, sur lesquelles il est utile de revenir.

. pour la réaction $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$, on a retenu les événements pour lesquels.

- $0,2 < MM^2(\Lambda) < 0,4 (\text{GeV}/c^2)^2$. La perte d'événements pour des masses manquantes carrées supérieures à $0,4 (\text{GeV}/c^2)^2$ a été compensée en doublant le poids des événements pour lesquels $MM^2(\Lambda) < 0,1 (\text{GeV}/c^2)^2$.

• Pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$, les 101^- (avec π^- manquant) ont été sélectionnés en adoptant la coupure :

- $0,22 < MM^2(\Lambda K^+) < 0,1 \text{ (GeV/c}^2)^2$ et les événements perdus pour des $MM^2(\Lambda K^+) > 0,1 \text{ (GeV/c}^2)^2$ ont été compensés en doublant le poids des événements ayant $MM^2(\Lambda K^+) < -0,06 \text{ (GeV/c}^2)^2$. De même pour les 101^- (avec K^+ manquant), qui ont été sélectionnés comme événements ΛK^+ par la coupure :

- $0,05 < MM^2(\Lambda \pi^-) < 0,4 \text{ (GeV/c}^2)^2$, les pertes ont été compensés en doublant le poids des événements pour lesquels $MM^2(\Lambda \pi^-) < 0,1 \text{ (GeV/c}^2)^2$.

L'ensemble des événements retenus pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^*$ a été choisi en prenant :

- $0,5 < MM^2(\Lambda) < 1,1 \text{ GeV}^2/\text{c}^4$. Les pertes dues à ces coupures sur la masse manquante carrée au Λ sont de 12,1% et elles ont été corrigées lors de la pondération.

L'ensemble de toutes les pertes décrites précédemment s'élève à 12% pour les événements ΛK^0 et 40% pour les événements ΛK^{*0} .

7. Corrections Monte Carlo

Pour les événements de ces deux réactions, on a utilisé le programme de Monte Carlo qui simule l'appareillage expérimental, pour corriger les pertes et déterminer les poids que l'on doit attribuer à ces événements.

- Pour les ΛK^0

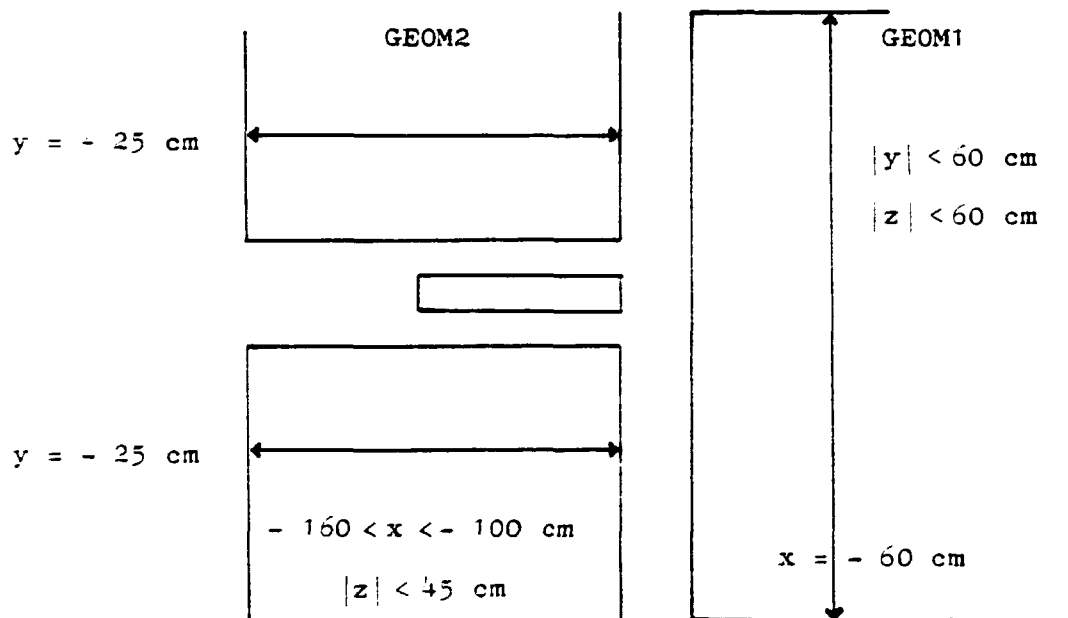
On simule des événements $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ avec les différents modes de désintégration du K^0 et on calcule l'efficacité de l'appareillage en tenant compte des points suivants :

- . Volume fiduciel
 - $97,5 < X\Delta < 70$ cm
- . Corrélation avec $H_1 H_2$
- . Pour le mode $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, on demande que aucun π ne traverse le compteur en anticoincidence.
- . Pour le mode $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$
 $\gamma \gamma \gamma \gamma$
on demande que aucun γ ne traverse le compteur en anticoincidence.

- Pour les ΛK^*

- . Volume fiduciel (le même)
- . Corrélation avec $H_1 H_2$
- . Pour le mode $K^{*0} \rightarrow K^+ \pi^-$ on demande que ni le K^+ ni le π^- ne traverse le veto
- . On tient compte de l'acceptance des chambres à étincelles pour le K^+ et le π^- (GEOM1 et GEOM2)
- . Inefficacité des chambres à étincelles. Cette inefficacité a été estimée en utilisant les événements de l'état final $\Lambda K^+ \pi^-$ où une trace chargée a pu être perdue. Les événements pour lesquels aucune trace chargée n'atteint le cinquième intervalle de chambres de l'un des systèmes (GEOM1 ou GEOM2) ont été rejetés. L'efficacité a été calculée en comparant le nombre d'événements pour la topologie $\Lambda + 1$ chargée au nombre d'événements de la topologie $\Lambda + 2$ chargées, lorsque

les deux traces satisfont aux coupures géométriques que nous avons imposées. La position des plans qui définissent ces coupures dans les chambres a été optimisée pour obtenir le plus grand nombre d'événements possibles avec une efficacité correcte. Ces coupures sont montrées sur le schéma suivant :



On demande que les traces qui rentrent en géométrie 2 coupent l'un des plans $y = \pm 25$ cm avec $-160 < x < -100$ cm et $-45 < z < 45$ cm. De même pour géométrie 1, les traces doivent intersecter le plan $x = -60$ cm avec, de plus, $-60 < y < 60$ cm et $-60 < z < 60$ cm. On élimine tous les événements pour lesquels au moins une des deux traces ne rencontre pas un de ces trois plans ($y = +25$, $y = -25$ ou $x = -60$ cm), en tenant compte aussi des conditions sur les autres coordonnées.

Dans le cas où une des traces chargées était perdue (101), cette trace manquante a été reconstruite en utilisant l'impulsion manquante aux particules visibles et on a regardé dans combien de cas cette trace satisfait aux coupures précédentes, c'est à dire que cette trace aurait dû être vue car elle respecte les critères d'acceptance géométriques.

On a trouvé autant de traces visibles dans les événements à 2 branches que dans les 1 branche ($N_{101} \approx 2 N_{201}$). Si on désigne par N le nombre d'événements et par ϵ l'efficacité de voir une trace :

$$N_{201} = N \epsilon^2$$

$$N_{101} = 2 N \epsilon (1 - \epsilon)$$

$$N_{001} = N (1 - \epsilon)^2$$

$$\text{Comme } N_{101} = 2 N_{201} \Rightarrow \epsilon = \frac{1}{2}$$

$$\frac{\text{Nb traces perdues}}{\text{Total}} = \frac{N_{101} + 2 N_{001}}{2 \times N} = 50\%$$

On conclut ainsi que $50 \pm 10\%$ des traces sont perdues.

On a trouvé que pour les événements auxquels il manque une trace, l'efficacité des chambres ne dépend ni de l'impulsion ni de la direction de cette trace.

Un examen visuel sur un lot d'événements à une branche a été fait. Dans $51 \pm 4\%$ des cas, la trace était présente mais on n'a pas réussi à l'extrapoler au vertex principal. Dans les autres cas, il n'y avait pas suffisamment d'étincelles pour qu'elle puisse être reconstruite correctement par ROMEO. On en conclut que les chambres à étincelles visualisent une trace lente (de moins de 1 GeV/c) avec une efficacité de $77,5 \pm 5\%$.

Le programme de Monte Carlo tient compte aussi :

- des particules de recul chargées ou des photons provenant de désintégrations de K^0 ou K^{*0} , qui peuvent rencontrer le compteur en anticoincidence et provoquer la perte de l'événement.

- . des Λ perdus car ils se désintègrent avant le compteur en anticoïncidence.
- . des protons, provenant de désintégrations de Λ dans les derniers modules, et qui n'atteignent pas les hodoscopes H_1 et H_2 car ils sortent des chambres avant.

Nous avons calculé le facteur de correction à appliquer à ces événements. Ce facteur dépend de $u' = u - u_0$; u est le carré du quadrimoment transféré du π^- incident au Λ et u_0 est la limite cinématique de u pour l'état final considéré. La figure 34 montre les variations de ce facteur en fonction de u' pour les deux réactions étudiées. La dépendance en u' est raisonnablement lisse et on peut voir que cette correction est pratiquement constante tant que $|u'| < 1 \text{ (GeV/c)}^2$.

C - SECTIONS EFFICACES

La prise en compte de ces corrections et des poids calculés par Monte Carlo nous permet de calculer les sections efficaces totales des deux réactions précédentes :

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0) = 265 \text{ nb} \pm 30$$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}) = 550 \text{ nb} \pm 70$$

Ces sections efficaces ont été calculées pour $-u' < 2 \text{ (GeV/c)}^2$, ce qui correspond à peu près à $\cos \theta^* \leq -0,7$.

Les erreurs statistiques et systématiques dues aux incertitudes sur les corrections ont été combinées.

La section efficace totale de la réaction (1) est comparée sur la figure 35 aux résultats donnés dans les références [28, 29, 30] et les valeurs aux différentes énergies sont données dans le tableau 5. On a fait un ajustement global de ces données en utilisant une expression de la forme.

$$\sigma_T = P_{lab}^{-n}$$

et on a trouvé :

$$n = 2,90 \pm 0,04$$

ce qui suit le comportement normal des réactions avec échange de baryon.

Tableau 5

P_{inc} GeV/c	[28] 4	[28] 5	[28] 6,2	[28] 7	[30] 8	* 8	[30] 10,7	[28] 12
σ_{TOTAL} μb	2,0 \pm 0,45	0,83 \pm 0,16	0,5 \pm 0,12	0,33 \pm 0,07	0,30 \pm 0,08	0,27 \pm 0,03	0,13 \pm 0,035	0,05 \pm 0,02

[28] W. Beusch et al., Nucl. Phys. B12, 546 (1970).

M. Pepin et al., Phys. Letters 26B, 35 (1967).

[30] K.J. Foley et al., Phys. Rev. D10, 2763 (1974).

* Nos données

L'ajustement de ces données, sauf données à 8 GeV de la référence [30], donne

$$\sigma_{TOT} \approx p^{-n}$$

$$\text{avec } n = 2,90 \pm 0,04$$

CHAPITRE IV

ECHANGE DE BARYONS

A - RAPPELS THEORIQUES

1. Généralités sur la phénoménologie des réactions à deux corps

a) Notations

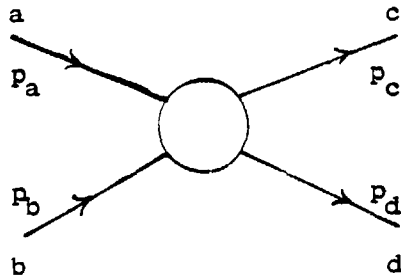
On considère une diffusion à deux corps :

$$a + b \rightarrow c + d$$

Si on désigne par p_a , p_b , p_c et p_d les quadrivecteurs impulsion des quatre particules, la conservation de l'énergie - impulsion implique :

$$p_a + p_b = p_c + p_d$$

On peut représenter cette diffusion par le diagramme suivant:



On définit les variables de Mandelstam, s, t et u par :

$$s = (p_a + p_b)^2 = (p_c + p_d)^2 \quad (\text{IV.1.1})$$

$$t = (p_a - p_c)^2 = (p_b - p_d)^2 \quad (\text{IV.1.2})$$

$$u = (p_a - p_d)^2 = (p_b - p_c)^2 \quad (\text{IV.1.3})$$

On note généralement a et c les particules de même nombre baryonique dans le cas de diffusion méson baryon (ou antibaryon) et de même charge dans le cas des diffusions nucléon-nucléon.

Seulement deux de ces variables sont indépendantes et on montre que :

$$s + t + u = m_a^2 + m_b^2 + m_c^2 + m_d^2$$

Si on utilise le principe de correspondance particule-antiparticule, c'est à dire que l'annihilation de la particule a avec une impulsion \vec{p}_a est équivalente à la création de l'antiparticule de a, \bar{a} , avec une impulsion $-\vec{p}_a$, alors le diagramme ci-dessus peut décrire trois canaux distincts, chacun d'eux étant désigné par le nom de la variable qui est le carré de l'énergie dans le centre de masse ; on définit ainsi par convention :

- canal direct (canal s)

$$a + b \rightarrow c + d$$

- canal transverse (canal t)

$$a + \bar{c} \rightarrow \bar{b} + d$$

- canal croisé (canal u)

$$a + \bar{d} \rightarrow c + \bar{b}$$

L'angle θ^* entre les directions des particules a et c dans le système du centre de masse peut s'exprimer en fonction de ces variables sous la forme :

$$\cos \theta^* = \frac{s(t - u) + (m_b^2 - m_a^2)(m_d - m_c^2)}{\lambda(\sqrt{s}, m_a, m_b) \cdot \lambda(\sqrt{s}, m_c, m_d)} \quad (\text{IV.1.4})$$

avec $\lambda(x, y, z) = \sqrt{x^2 - (y + z)^2} \cdot \sqrt{x^2 - (y - z)^2}$.

b) Généralités sur les réactions à deux corps

Les réactions de production de deux corps et quasi deux corps sont un phénomène fréquent aux énergies moyennes. On doit cependant, lorsqu'on parle "d'énergie moyenne", faire une distinction entre deux domaines :

- les basses énergies, qui correspondent à des impulsions de particules incidentes inférieures à 2 ou 3 GeV/c. Dans ce cas, on admet généralement que les réactions sont dominées par la formation de résonances dans le canal direct s et que ce sont ces résonances qui sont responsables des structures observées dans les sections efficaces. Les informations sur ces résonances sont alors obtenues par l'analyse des distributions angulaires exprimées sous forme d'une somme d'un nombre limité d'ondes partielles.

- pour des énergies de particules incidentes plus élevées (supérieures à environ 5 GeV/c) ce type de réactions à deux corps ou quasi deux corps a lieu essentiellement pour de faibles valeurs des quadrimoments transférés t ou u. Les sections efficaces différentielles que l'on note $\frac{d\sigma}{dt}$ pour la diffusion vers l'avant et $\frac{d\sigma}{du}$ pour la diffusion vers l'arrière présentent alors des accumulations respectivement au voisinage de t = 0 ou u = 0. On traduit ce phénomène en disant que ces réactions ont un caractère périphérique ou antipériphérique, c'est à dire que les particules produites tendent à conserver la direction des particules initiales (accumulation à petit t).

ou à renverser la direction initiale (accumulation à petit $|u|$) dans le centre de masse. L'existence de ces pics avant et arrière peut être expliquée à l'aide de modèles, parmi lesquels nous retiendrons le modèle des pôles de Regge [14,15]. Ce modèle, basé sur l'échange de particules, sera brièvement décrit plus loin.

La dépendance de la section efficace totale de ces réactions, en fonction de l'impulsion des particules incidentes est généralement bien décrite, comme l'a suggéré Morrison [13] par une loi du type :

$$\sigma_T \simeq \left(\frac{p}{p_0}\right)^{-n} \quad (\text{IV.1.5})$$

où . p_0 est un facteur de normalisation pris égal à 1 GeV/c
. p est l'impulsion de la particule incidente dans le laboratoire.

La valeur de n est caractéristique de la particule échangée dans la réaction :

- pour les diffusions élastiques ou réactions à comportement diffractif, n est de l'ordre de 0 à 0,5,

- pour les réactions avec échange de méson non étrange, $n \simeq 1,5$,

- pour les échanges de méson étrange, $n \simeq 2$,

- pour les échanges de baryon, n est de l'ordre de 3 ou 4.

Ce comportement de la section efficace totale peut être expliqué par le modèle des pôles de Regge, où on montre que l'on peut relier la valeur expérimentale de n à la valeur moyenne de la trajectoire échangée, dans le cas d'un seul échange.

2. Définition des amplitudes d'hélicité

La matrice de transition d'un état initial i à un état final f peut s'écrire sous la forme :

$$T(s, t) = A(s, t) \cdot \mathbb{1} + B(s, t) \cdot \frac{1}{2} \gamma \cdot (q_i + q_f) \quad (\text{IV.2.1})$$

- où . $A(s, t)$ et $B(s, t)$ sont les amplitudes invariantes
- . q_i et q_f sont les quadrivecteurs impulsion - énergie du baryon initial et du baryon final
 - . γ est le quadrivecteur dont les composantes sont les matrices de Dirac
 - . $\mathbb{1}$ est la matrice unité 4×4 .

Dans le cas de la diffusion $0^{-1+} \rightarrow 0^{-1+}$, si on désigne par $\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}'$ les hélicités des baryons initial et final, alors l'amplitude de transition s'écrit :

$$F_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}'}(s, t) = \bar{u}_{\frac{1}{2}'}(\vec{q}_f^*) T(s, t) u_{\frac{1}{2}}(\vec{q}_i^*) \quad (\text{IV.2.2})$$

où $u_{\frac{1}{2}}(\vec{q}_i^*)$ et $u_{\frac{1}{2}'}(\vec{q}_f^*)$ sont les spineurs d'hélicité de Dirac pour les baryons initial et final.

Si l'on explicite la forme de ces spineurs de Dirac, on obtient :

$$F_{++}(s, t) = \cos \frac{\Theta^*}{2} [f_1(s, t) + f_2(s, t)] \quad (\text{IV.2.3})$$

$$F_{+-}(s, t) = \sin \frac{\Theta^*}{2} [f_1(s, t) - f_2(s, t)] \quad (\text{IV.2.4})$$

où Θ^* est l'angle entre les directions des particules i et f dans le système du centre de masse. A cause de la conservation de la parité, on a :

$$F_{++}(s, t) = F_{--}(s, t) \quad (\text{IV.2.5})$$

$$F_{+-}(s, t) = -F_{-+}(s, t) \quad (\text{IV.2.6})$$

Deux amplitudes indépendantes suffisent à décrire l'interaction. On les appelle amplitude de non retournement et de retournement d'hélicité. Les amplitudes f_1 et f_2 peuvent s'exprimer sous la forme :

$$f_1(s, t) = \sqrt{(E_i^* + m_i)(E_f^* + m_f)} [A(s, t) + (\sqrt{s-m}) B(s, t)] \quad (\text{IV.2.7})$$

$$f_2(s, t) = \sqrt{(E_i^* - m_i)(E_f^* - m_f)} [-A(s, t) + (\sqrt{s+m}) B(s, t)] \quad (\text{IV.2.8})$$

où E_i^* et E_f^* désignent les énergies dans le centre de masse des baryons initial et final et m_i et m_f sont leurs masses ; m est la masse moyenne de ces deux baryons.

On a ainsi les relations entre les amplitudes d'hélicité $F_{++}(s, t)$ et $F_{+-}(s, t)$ et les amplitudes invariantes A et B . On peut alors montrer [14] que la section efficace différentielle et la polarisation du baryon final s'expriment sous la forme :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s q^2} [|F_{++}(s, t)|^2 + |F_{+-}(s, t)|^2] \quad (\text{IV.2.9})$$

$$P. \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{32\pi s q^2} \text{Im} [F_{++}^*(s, t) \cdot F_{+-}(s, t)] \quad (\text{IV.2.10})$$

où q désigne l'impulsion de la particule entrante (q^2 représente le flux entrant).

3. Le modèle des pôles de Regge

a) Généralités

Dans le formalisme des pôles de Regge, on décrit la diffusion vers l'avant par le prolongement analytique dans la voie s des amplitudes de la réaction de voie t écrite en terme de trajectoire et de résidu de pôle de méson dans cette voie.

Il en est de même pour la diffusion vers l'arrière mais en utilisant les amplitudes de la réaction de voie u correspondante.

Le modèle des pôles de Regge utilise l'idée d'échange de trajectoires de particules, satisfaisant à la conservation des nombres quantiques aux vertex de la réaction de la voie croisée correspondante. Cette hypothèse est renforcée par le fait que expérimentalement on n'observe pas en général de pics dans les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$ (diffusion vers l'avant) ou $\frac{d\sigma}{du}$ (diffusion vers l'arrière), lorsqu'il n'existe pas de particule physique ayant les nombres quantiques nécessaires dans l'échange. Le point essentiel de ce modèle est de lier les diffusions à haute énergie non pas à l'échange de particules de spin fixé, mais à l'échange de trajectoires sur lesquelles se trouvent ces particules ; sur ces trajectoires, le spin n'est pas fixé mais varie le long de la trajectoire ; la parité et la naturalité restent les mêmes.

b) Amplitudes de diffusion

Chacune de ces trajectoires contribue séparément à l'amplitude de diffusion qui peut s'écrire à l'aide de la transformation de Sommerfeld-Watson sous la forme [14] :

$$F(s, t) = \sum_k \beta_k(t) \xi_k(t, \tau_k) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(t)} \quad (\text{IV.3.1})$$

On fait ici l'hypothèse d'analyticité des amplitudes de diffusion en dehors du voisinage des pôles dans le canal transverse.

- s_0 est un facteur de normalisation généralement pris égal à $(1 \text{ GeV}/c)^2$.

- $\alpha_k(t)$ est la trajectoire échangée, dont les paramètres doivent être indépendants des particules externes de la réaction.

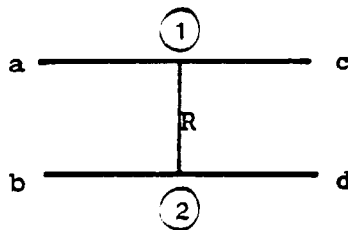
- $\xi_k(t)$ est le facteur de signature du $k^{\text{ième}}$ pôle. C'est une fonction complexe qui permet de définir la phase de l'amplitude et qui est de la forme :

$$\xi_k(t, \tau_k) = \frac{1 + \tau_k e^{-i\pi\alpha_k(t)}}{\sin \pi\alpha_k(t)} \quad (\text{IV.3.2})$$

$\tau_k = \pm 1$ est la signature du pôle définie par $\tau_k = (-1)^{J_k}$ pour les mésons et $\tau_k = (-1)^{J_k - 1/2}$ pour les baryons. J_k désigne ici le spin de la particule associée à la trajectoire du pôle $\alpha_k(t)$ dans le plan complexe. La signature est caractéristique d'une trajectoire.

- $\beta_k(t)$ est le résidu de Regge qui dépend du couplage liant le pôle de Regge aux particules externes de la réaction de voie t ou u considérée.

Si on schématise la réaction à deux corps par :



où R désigne le pôle de Regge, on peut écrire que

$$\beta(t) = \beta_{aRc}(t) \cdot \beta_{bRd}(t) \quad (\text{IV.3.3})$$

Cette propriété de factorisation des résidus permet de séparer les contributions des deux vertex de la réaction croisée ; $\beta_{aRc}(t)$ et $\beta_{bRd}(t)$ sont des résidus partiels qui caractérisent le couplage de la trajectoire $\alpha(t)$ aux deux vertex, c'est à dire

aux particules externes. Cette propriété a pour effet de réduire le nombre de paramètres lorsqu'on fait des ajustements à plusieurs réactions, si le même vertex intervient plusieurs fois. Ces couplages dépendent d'une part d'un coefficient de Clebsh-Gordan de $SU(3)$ que l'on sait calculer et qui dépend du multiplet échangé, ainsi que des nombres quantiques Y , I et I_3 des trois particules au vertex considéré, d'autre part de la constante de couplage g du multiplet échangé et qui doit être égale pour tous les membres du multiplet, mais n'est pas prédite par $SU(3)$.

Dans le cas des réactions $\pi^- N \rightarrow Y + X^-$ que nous allons étudier, où les quatre particules font partie soit de l'octet pseudoscalaire 0^- (ou 1^-) soit de l'octet des baryons $\frac{1}{2}^+$, les couplages qui interviennent sont données par :

$$\{8 \otimes 8\} = \{27\}_s + \{\overline{10}\}_a + \{10\}_a + \{8\}_s + \{8\}_a + \{1\}_s \quad (\text{IV.3.4})$$

où l'indice inférieur indique la symétrie des fonctions d'ondes finales pour la permutation des octets de départ. La décomposition du produit de deux octets fait apparaître un octet symétrique $\{8\}_s$ que l'on appelle couplage D et un octet antisymétrique $\{8\}_a$ qui est le couplage F. Comme on ne connaît pas à l'heure actuelle de membres de multiplets $\{27\}$ et $\{\overline{10}\}$ qui correspondraient à des particules exotiques, seuls les quatre derniers contribuent à la diffusion. La proportion de couplage antisymétrique est définie par le coefficient α :

$$\alpha = \frac{F}{F + D}$$

On adopte généralement la normalisation $F + D = 1$. Nous reparlerons plus loin de ce couplage.

En tenant compte de la forme (IV.3.1) de cette amplitude et de la définition de la section efficace différentielle, on montre que, dans le cas d'un seul échange :

$$\frac{ds}{dt} = F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha(t)-2} \quad (\text{IV.3.5})$$

ce qui permet de relier la valeur de la trajectoire effective au paramètre n défini précédemment.

On définit les amplitudes $f(s,t)$ et $g(s,t)$ de non retournement de spin et retournement de spin par la relation :

$$f(s,t) = f_1(s,t) + f_2(s,t) \cos \theta^* \quad (\text{IV.3.6})$$

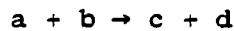
$$g(s,t) = f_2(s,t) \sin \theta^* \quad (\text{IV.3.7})$$

où f_1 et f_2 sont les amplitudes explicitées plus haut.

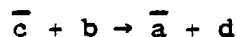
4. Diffusion vers l'arrière. Echange de baryon

a) Amplitudes de diffusion

On peut définir de la même façon que précédemment les amplitudes d'hélicité de la voie u en remarquant que le canal croisé de la réaction :



est le canal direct de la réaction :



$$\text{avec } p_{\bar{a}} = -p_a \text{ et } p_{\bar{c}} = -p_c$$

Par analogie avec ce qu'on a vu précédemment, on peut écrire ces amplitudes d'hélicité sous la forme :

$$F_{++}^u(\sqrt{s}, \theta) = (f_1^u + f_2^u) \cos \frac{\theta}{2} \quad (\text{IV.4.1})$$

$$F_{+-}^u(\sqrt{s}, \theta) = (f_2^u - f_1^u) \sin \frac{\theta}{2} \quad (\text{IV.4.2})$$

où θ_u est l'angle de diffusion dans le canal u et f_1 et f_2 s'écrivent :

$$f_1^u = \sqrt{(E_i^* + m_i)(E_f^* + m_f)} [A - (\sqrt{u} - m) B] \quad (\text{IV.4.3})$$

$$f_2^u = \sqrt{(E_i^* - m_i)(E_f^* - m_f)} [-A - (\sqrt{u} + m) B] \quad (\text{IV.4.4.})$$

A s fixé et en tenant compte du fait que $s + t + u = \text{constante}$, on peut écrire que $\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{du}$. On a alors les expressions suivantes pour la section efficace différentielle et la polarisation :

$$\frac{d\sigma}{du} = \frac{1}{64\pi s q^2} [|F_{++}^u(\sqrt{u}, s)|^2 + |F_{+-}^u(\sqrt{u}, s)|^2] \quad (\text{IV.4.5})$$

et

$$P_n \frac{d\sigma}{du} = \frac{1}{32\pi s q^2} \text{Im} [F_{++}^{*u}(\sqrt{u}, s) F_{+-}^u(\sqrt{u}, s)] \quad (\text{IV.4.6})$$

On peut développer ces deux amplitudes d'hélicité en ondes partielles de la façon suivante [16] :

$$F_{++}^u(\sqrt{u}, s) = \sum_J (2J+1) F_{++}(J, \sqrt{u}) \cos \frac{\theta_u}{2} \frac{1}{J+\frac{1}{2}} [P_{J+\frac{1}{2}}^i(\cos \theta_u) - P_{J-\frac{1}{2}}^i(\cos \theta_u)] \quad (\text{IV.4.7})$$

et :

$$F_{+-}^u(\sqrt{u}, s) = \sum_J (2J+1) F_{+-}(J, \sqrt{u}) \sin \frac{\theta_u}{2} \frac{1}{J+\frac{1}{2}} [P_{J+\frac{1}{2}}^i(\cos \theta_u) + P_{J-\frac{1}{2}}^i(\cos \theta_u)] \quad (\text{IV.4.8})$$

où les P_J^i sont les polynômes de Legendre associés et $F_{++}(J, \sqrt{u})$ et $F_{+-}(J, \sqrt{u})$ sont les amplitudes d'ondes partielles de F_{++} et F_{+-} .
On pose :

$$F_{\pm}^{\pm}(J, \sqrt{u}) = \frac{1}{2} \left[\frac{F_{++}^u}{\cos \frac{\theta_u}{2}} \mp \frac{F_{+-}^u}{\sin \frac{\theta_u}{2}} \right] \quad (\text{IV.4.9})$$

ce qui nous permet de définir les amplitudes d'hélicité F_u^\pm conservant la parité :

$$F_u^\pm(\sqrt{u}, s) = \sum_J \left[F_u^\pm(J, \sqrt{u}) P_{J+\frac{1}{2}}^{\pm}(\cos \theta_u) - F_u^\mp(J, \sqrt{u}) P_{J-\frac{1}{2}}^{\pm}(\cos \theta_u) \right] \quad (\text{IV.4.10})$$

On peut voir que ces amplitudes F_u^\pm décrivent des transitions de parité bien définie :

$$P = -(-1)^{J+\frac{1}{2}}$$

c'est à dire, puisque $P = -(-1)^l$,

$F_u^+(J, \sqrt{u})$ est différent de 0 pour $J = l + \frac{1}{2}$

$F_u^-(J, \sqrt{u})$ est différent de 0 pour $J = l - \frac{1}{2}$

b) Symétrie de Mac Dowell

Ces amplitudes conservant la parité sont caractérisées par la symétrie de Mac Dowell [17] :

$$F_u^+(\sqrt{u}) = F_u^-(-\sqrt{u}) \quad (\text{IV.4.11})$$

A cause de cette relation les pôles de Regge de $F_u^+(J, \sqrt{u})$ et $F_u^-(J, \sqrt{u})$ ne sont pas indépendants. Supposons que $F_u^+(J, \sqrt{u})$ ait un pôle pour une valeur $J = \alpha^+(\sqrt{u})$ avec un résidu $\beta^+(\sqrt{u})$.

Le modèle des pôles de Regge permet d'écrire :

$$F_u^+(J, \sqrt{u}) = \frac{\beta^+(\sqrt{u})}{J - \alpha^+(\sqrt{u})} \quad (\text{IV.4.12})$$

Alors $F_u^-(J, \sqrt{u})$ a un pôle de Regge à $J = \alpha^-(\sqrt{u})$ avec un résidu $\beta^-(u)$ qui est relié au pôle de $F_u^+(J, \sqrt{u})$ par la symétrie de Mac Dowell :

$$F_u^-(J, \sqrt{u}) = \frac{\beta^-(\sqrt{u})}{J - \alpha^-(\sqrt{u})} = F_u^+(J, -\sqrt{u}) = \frac{\beta^+(-\sqrt{u})}{J - \alpha^+(-\sqrt{u})} \quad (\text{IV.4.13})$$

ce qui entraîne :

$$\alpha^+(\sqrt{u}) = \alpha^-(-\sqrt{u}) \quad (\text{IV.4.14})$$

$$\beta^+(\sqrt{u}) = \beta^-(-\sqrt{u}) \quad (\text{IV.4.15})$$

Ces relations sont appelées relations de conspiration.

c) Doublets de parité

Les trajectoires de baryons sont assez bien connues à l'heure actuelle ; elles semblent toutes avoir une dépendance linéaire en u de la forme :

$$\alpha(u) = \alpha_0 + \alpha' u \quad (\text{IV.4.16})$$

avec $\alpha' = \frac{d\alpha(u)}{du} \approx 1 \text{ GeV}^{-2}$ pour toutes les trajectoires. Les trajectoires sont alors des fonctions symétriques de \sqrt{u} et les deux trajectoires $\alpha(\sqrt{u})$ et $\alpha(-\sqrt{u})$ sont confondues.

Comme pour la voie t , nous pouvons écrire, en utilisant la transformation de Sommerfeld-Watson, les amplitudes sous la forme :

$$F_u^\pm(\sqrt{u}, s) = \sum_k \beta_k^\pm(\sqrt{u}) \xi_k(\sqrt{u}) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_k(\sqrt{u}) - \frac{1}{2}} \quad (\text{IV.4.17})$$

avec ici un changement de variable $\alpha_k \rightarrow \alpha_k - \frac{1}{2}$ pour tenir compte des spins demi entiers. Cette somme s'étend à tous les doublets de pôles. Le facteur de signature s'écrit ici :

$$\xi_k(\sqrt{u}) = \frac{1 + \tau_k e^{-i\pi(\alpha_k - \frac{1}{2})}}{\sin \pi(\alpha_k - \frac{1}{2})} \quad (\text{IV.4.18})$$

où τ_k est comme précédemment la signature du doublet de pôles k et est définie par :

$$\tau_k = (-1)^{J_k - \frac{1}{2}} \quad (\text{IV.4.19})$$

La naturalité de la trajectoire est définie par le produit de la parité intrinsèque par la signature τ . On peut définir ainsi quatre sortes de trajectoires suivant que $\tau = \pm 1$ et $P = \pm 1$:

<u>naturalité</u>		
$\tau = + 1$	Trajectoires α	
$P = + 1$	$J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+, \dots$	$\tau P = +$
$\tau = + 1$	Trajectoires β	
$P = - 1$	$J^P = \frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-, \dots$	$\tau P = -$
$\tau = - 1$	Trajectoires γ	
$P = - 1$	$J^P = \frac{3}{2}^-, \frac{7}{2}^-, \dots$	$\tau P = +$
$\tau = - 1$	Trajectoires δ	
$P = + 1$	$J^P = \frac{3}{2}^+, \frac{7}{2}^+, \dots$	$\tau P = -$

A chaque pôle α correspondra son partenaire β , de même pour les pôles γ et δ . Un baryon est appelé le "conspirateur" de l'autre.

5. Séparation des contributions d'échanges naturels et non naturels

Ader et al [18] ont montré que l'on peut séparer dans la section efficace différentielle et la polarisation les contributions des échanges de parité naturelle et non naturelle en définissant des amplitudes de naturalité donnée :

$$F^{\pm}(u) = \frac{F_{--}^u - i F_{+-}^u}{\sqrt{2}}$$

à partir des amplitudes d'hélicité.

On établit alors :

$$\frac{d\sigma}{du} = |F^+(u)|^2 + |F^-(u)|^2 \quad (\text{IV.4.20})$$

et

$$P(u) \cdot \frac{d\sigma}{du} = |F^-(u)|^2 - |F^+(u)|^2 \quad (\text{IV.4.21})$$

On en déduit l'expression des sections efficaces différentielles de naturalité donnée :

$$\frac{d\sigma^\pm}{du} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{du} (1 \mp P(u)) \quad (\text{IV.4.22})$$

où σ^\pm est la section efficace due à l'échange de baryon de naturalité ± 1 . Si l'on utilise le formalisme de matrice de densité, on peut écrire la relation entre la matrice densité et la polarisation du baryon final Λ :

$$\rho = \frac{1}{2} [1 + \vec{P} \cdot \vec{\sigma}] \quad (\text{IV.4.23})$$

où $\vec{\sigma}$ désigne le vecteur ayant pour composantes les trois matrices de Pauli et \vec{P} désigne le vecteur polarisation, défini par :

$$P = \frac{2}{\alpha} \frac{W_+ - W_-}{W_+ + W_-}$$

W_+ et W_- sont les nombres d'événements ayant une projection positive (resp. négative) de la direction du proton de désintégration dans le système au repos du Λ , sur la normale \vec{n} au plan de production définie par :

$$\vec{n} = \frac{\vec{P}_P^* \times \vec{P}_\Lambda^*}{|\vec{P}_P^* \times \vec{P}_\Lambda^*|}$$

• \vec{P}_P^* est l'impulsion dans le centre de masse du proton

cible et \vec{P}_Λ^* est l'impulsion dans le centre de masse du Λ .

• α est le paramètre d'asymétrie de désintégration du Λ ; $\alpha = 0,646$.

On montre que l'on peut construire des combinaisons des éléments de matrice densité ρ_{uu}^{\pm} , qui séparent explicitement la matrice densité en ses composantes de parité naturelle et non naturelle.

La conservation de la parité dans les interactions fortes entraîne que la polarisation du Λ est toujours perpendiculaire au plan de diffusion et qu'il existe des relations de symétrie entre les éléments de matrice densité. Dans le cas particulier du Λ de spin $\frac{1}{2}$, la matrice densité est entièrement décrite par les deux éléments indépendants :

$$\rho_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}} = \rho_{-\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \quad (\text{IV.4.24})$$

$$\rho_{\frac{1}{2} -\frac{1}{2}} = -\rho_{-\frac{1}{2} \frac{1}{2}} = \frac{1}{2} iP_Y(\Theta) \quad (\text{IV.4.25})$$

On montre [18] que les sections efficaces d'échange de naturalité s'écrivent sous la forme

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{du} = 2 \frac{d\sigma}{du} \rho_{\frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{\pm} \quad (\text{IV.4.26})$$

soit encore :

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{du} = \frac{d\sigma}{du} (1 \mp P_Y(u)) \quad (\text{IV.4.27})$$

ce qui est la démonstration de la relation IV.4.22 .

On peut faire plusieurs remarques sur ces expressions de la section efficace et de la polarisation :

- La polarisation ne peut s'annuler que lorsque les contributions des trajectoires de naturalités opposées sont équivalentes.

- Si l'on échangeait une seule naturalité, on peut voir sur les expressions (IV.4.22 et IV.4.27) que la polarisation prend une valeur maximum (ou minimum) égale à +1 (ou -1) et ne peut jamais s'annuler.

- Si l'on tient compte des relations existant entre les amplitudes de non retournement et retournement d'hélicité d'une part et les amplitudes d'hélicité conservant la naturalité d'autre part, on peut montrer que si on échange une seule naturalité, les amplitudes d'hélicité sont en quadrature de phase, alors que dans la voie t elles seraient en phase.

- La polarisation et la section efficace différentielle ne dépendent que des modules des amplitudes d'échange conservant la naturalité. Elles sont indépendantes de la phase relative de ces amplitudes.

- Dans la direction vers l'arrière (u voisin de 0) il existe un phénomène de conspiration, la symétrie de Mac-Dowell telle que $|F^+(\sqrt{u} = 0)| = |F^-(\sqrt{u} = 0)|$.

6. Dégénérescence d'échange

Une des caractéristiques du modèle des pôles de Regge est qu'il y a plusieurs paramètres libres (les trajectoires, les fonctions résidu) qui interviennent lorsqu'on fait des ajustements.

En dehors de la factorisation qui concerne les résidus, il existe aussi le concept de dégénérescence d'échange qui permet de réduire le nombre de ces paramètres libres. La dégénérescence d'échange dit que certaines trajectoires de Regge coïncident (dégénérescence faible) et que dans certains cas, de plus, les fonctions résidu correspondant aux différents échanges contribuant à une réaction sont égales (dégénérescence forte). La dégénérescence d'échange joue un rôle important dans le concept de dualité, comme nous le verrons plus loin.

7. Dépendance en u de la section efficace différentielle et de la polarisation

Lorsqu'on utilise la transformation de Sommerfeld-Watson pour écrire les amplitudes, il reste une fonction inconnue, le résidu $\beta_k(u)$. Le modèle de Regge dit très peu de choses sur la dépendance en u d'une amplitude. On peut cependant connaître le comportement de ces amplitudes pour certaines valeurs de u puisqu'on peut montrer à partir des propriétés d'analyticité et de factorisation des résidus, qu'une amplitude doit s'annuler aux valeurs non sense de fausse signature de α (n.s.f.s.) [16] (voir Appendice V). Donc dans le cas où une seule amplitude contribue à la réaction, la section efficace différentielle doit s'annuler à ses points n.s.f.s. Si plus d'une amplitude contribue, on peut s'attendre à un creux ou un changement de pente dans la section efficace différentielle aux points n.s.f.s. sur les trajectoires des amplitudes dominantes.

L'exemple bien connu que nous pouvons citer est celui de la diffusion élastique vers l'arrière π^+p où les deux trajectoires qui peuvent contribuer sont N_α et Δ_0 ; on observe un creux dans la section efficace différentielle à $u = -0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ et ce creux a lieu au point où la trajectoire N_α passe par un point n.s.f.s. $\alpha = -\frac{1}{2}$.

B - SITUATION EXPERIMENTALE. ECHANGE DE BARYONS

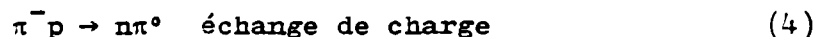
Il existe à l'heure actuelle un certain nombre de travaux publiés sur la diffusion élastique vers l'arrière dans les interactions π^+p , K^+p , [19 à 25] , mais très peu de résultats ont été publiés sur les pics inélastiques vers l'arrière dans les réactions à deux corps, ceci étant dû, comme nous l'avons déjà mentionné, à la difficulté d'effectuer de telles expériences ayant une section efficace faible qui décroît rapidement en fonction de l'énergie. Nous allons passer en revue les résultats expérimentaux disponibles à l'heure actuelle pour les deux réactions qui nous intéressent :



Nous dirons auparavant quelques mots sur les diffusions élastiques vers l'arrière, pour rappeler les principaux résultats.

1. Diffusion élastique

Les réactions suivantes :



ont été étudiées à différentes énergies, entre 4 et 16 GeV/c [19 à 25]. La réaction (3) exige un échange de Δ pur ; cette réaction a été étudiée par Ader et al. [18] qui ont montré, en utilisant les données de la référence [26], qu'elle peut être expliquée par un échange de trajectoires Δ_8 et Δ_7 . Les auteurs ont séparé les contributions des échanges naturels $\frac{d\sigma^+}{du}(\Delta_7)$ et non naturels $\frac{d\sigma^-}{du}(\Delta_8)$ (figure 30b) et on constate expérimentalement que ces contributions sont à peu près du même ordre de grandeur. La contribution de Δ_8 est sans structure alors qu'il semble y avoir une indication de structure pour la section efficace d'échange de Δ_7 au voisinage de $u = -0,2$, structure qui se manifeste aussi par un maximum de la polarisation pour cette valeur de u . La réaction (5) fait intervenir un plus grand nombre de trajectoires (N et Δ) et l'interprétation n'est pas aussi aisée (figure 36a).

On peut montrer cependant, en séparant encore les échanges de différentes naturalités, que les deux naturalités opposées contribuent avec la même force dans la direction vers l'arrière et présentent toutes les deux un creux très marqué au voisinage de $u = -0,2$ (GeV/c)² [19 à 25]. Pour des valeurs de $|u|$ plus élevées, c'est la section efficace $\frac{d\sigma^+}{du}$ qui est la plus grande,

c'est à dire que ce sont les échanges naturels (N_α , N_γ , Δ_γ) qui semblent dominer [18]. Les creux observés semblent correspondre au point zéro n. s. f. s. de la trajectoire N_α ($\alpha = -\frac{1}{2}$). Le même creux à $u = -0,2$ GeV/c et la même structure dans la polarisation ont été observés dans la diffusion vers l'arrière $\bar{K}N \rightarrow \Lambda + \pi$ [27], suggérant que ce sont encore les trajectoires N_α et N_γ qui dominent.

Les réactions auxquelles nous nous intéressons



ont été étudiées précédemment mais alors que pour la réaction (1) on dispose déjà de nombreux résultats à différentes énergies, il n'en est pas de même pour la réaction (2), étudiée dans une seule expérience et avec une statistique faible. Notre expérience, dans laquelle le lot d'événements ΛK^{*0} est le plus important à l'heure actuelle est surtout une expérience qui donne des renseignements sur la retroproduction du K^{*0} , comme nous le verrons plus loin.

Nous allons citer brièvement les résultats disponibles sur ces deux réactions, qui présentent les caractéristiques suivantes :

- dans le canal u, le seul échange possible est un échange de Σ pur, comme le montrent les diagrammes 37a) et b).

- l'observation des produits de désintégration du Λ permet une analyse de sa polarisation.

2. $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$

Cette réaction a été étudiée entre 4 et 12 GeV/c par une collaboration CERN - ETH, Impérial Collège [28, 29] et par un autre groupe [30] à 8 et 10,7 GeV/c. Une expérience réalisée à trois énergies différentes, 5, 7 et 12 GeV/c [28] mais avec peu de statistique a permis de déterminer les sections efficaces totales pour la réaction (1) à ces trois énergies. Ces valeurs

sont données dans le tableau [5] et portées sur la figure 36. Les sections efficaces différentielles ont été paramétrisées par une expression de la forme :

$$\frac{d\sigma}{du} = Ae^{b(u_{\max} - u)}$$

et un ajustement des valeurs de b à été fait à ces trois énergies.

En supposant que la réaction a lieu par l'échange d'un seul fermion, les auteurs ont calculé, en utilisant le modèle de Regge avec une dépendance en énergie de la forme :

$$\frac{d\sigma}{du} = F(u)s^{2\alpha(u) - 2}$$

la valeur de $\alpha(u_{\max})$ qu'ils donnent égale à $-0,85 \pm 0,35$. Ils ont aussi mesuré la polarisation du Λ mais le nombre d'événements étant trop faible, ils ne peuvent pas donner la dépendance en u.

En utilisant la distribution angulaire d'émission du proton de désintégration par rapport au plan de diffusion :

$$W(\theta_p) \sim 1 + \alpha_\Lambda P_\Lambda \cos \theta_p$$

les auteurs ont calculé par une méthode de maximum de vraisemblance des estimations de $\alpha_\Lambda P_\Lambda$ et les valeurs obtenues pour la polarisation sont données ci-dessous :

p incident	5 GeV/c	7 GeV/c
Polarisation	+ 0,21	+ 0,22
du Λ	1,04	1,19
	- 0,24	-0,29

Tableau 7

A 12 GeV/c, le nombre d'événements étant trop limité, ils donnent une limite inférieure de la polarisation du Λ à 95% de degré de confiance, égale à 1,0.

La dépendance de la section efficace en fonction de l'énergie est en bon accord avec les propriétés généralement observées dans la diffusion élastique vers l'arrière, ce qui indique que c'est aussi un mécanisme d'échange de baryon qui domine.

La même expérience, effectuée avec le même appareillage à 4 et 6,2 GeV/c a permis de déterminer les sections efficaces totales à ces deux énergies, portées dans le tableau 5 et sur la figure 35. Dans ces résultats, on note un léger aplatissement de $\frac{d\sigma}{du}$, au voisinage de $u' = 0$, comme on peut le voir sur la figure 39. Ceci peut être expliqué par l'annulation de l'amplitude de retournement de spin dans cette région.

Une étude de la polarisation en fonction de u' a montré que la polarisation augmente très rapidement quand u' augmente et reste égale à 1 dans tout le pic vers l'arrière. Aux deux énergies, elle semble s'annuler à $u' = u_{\max} - u \approx -0,6 (\text{GeV}/c)^2$. En utilisant les données précédentes à 5, 7 et 12 GeV/c et des paramétrisations de la forme :

$$\sigma_T \approx p^{-n}$$

et

$$\left. \frac{d\sigma}{du} \right|_{u = u_{\max}} \approx s^{2\alpha - 2}$$

Les auteurs ont fait des ajustements de n et de α

$$n = 3,2 \pm 0,3$$

$$\alpha = -0,7 \pm 0,1$$

La valeur de n est bien compatible avec un mécanisme d'échange de baryon mais il paraît difficile d'expliquer les faits observés par l'échange d'un seul hypéron de Regge. Il n'y a pas de rétrécissement du pic vers l'arrière, il y aurait plutôt un élargissement. Dans le cas d'un échange de Regge de fermion, le pôle se divise à $u = 0$ en deux trajectoires complexes conjuguées (pour $u < 0$) de parités opposées mais part les mêmes nombres quantiques internes.

On s'attendrait à ce que la phase relative des deux trajectoires conduise à une polarisation élevée, cependant il est difficile d'expliquer la montée rapide de la polarisation en fonction de u' pour des valeurs de u positives, ainsi que la chute de la polarisation à $-u \approx 0,7$ (GeV/c)². L'hypothèse d'échange de deux fermions donne un meilleur ajustement à ces données.

V. BARGER, D. CLINE and J. MATOS [31] ont utilisé ces résultats expérimentaux pour étudier le mécanisme de cette réaction. Les trajectoires candidates pour l'échange du canal u sont :

$$\bar{\Sigma}_\alpha^8 \quad \bar{\Sigma}_\gamma^8 \quad \bar{\Sigma}_\delta^{10} \quad \text{et} \quad \bar{\Sigma}_\beta^8$$

où l'indice supérieur indique la représentation de SU(3) pour la trajectoire. Si on regarde un diagramme de Chew-Frautschi de ces trajectoires (figure 38) on peut voir que les quatre trajectoires se regroupent approximativement en deux trajectoires dégénérées d'échange ($\bar{\Sigma}_\alpha^8, \bar{\Sigma}_\gamma^8$) et ($\bar{\Sigma}_\delta^{10}, \bar{\Sigma}_\beta^8$). Pour la réaction

qui nous intéresse, aucun des canaux n'est exotique ; on ne s'attend donc pas à une dégénérescence forte mais seulement à une coïncidence des trajectoires. Les calculs ont été faits en traitant les trajectoires comme dégénérées d'échange (dégénérescence faible), c'est à dire qu'à partir des trajectoires réelles :

$$\bar{Z}_\alpha \quad \alpha = -0,75 + 0,9 u$$

$$\bar{Z}_\gamma \quad \alpha = -0,98 + 0,9 u$$

$$\bar{Z}_\delta \quad \alpha = -0,25 + 0,9 u$$

$$\bar{Z}_\beta \quad \alpha = -0,34 + 0,9 u$$

on a redéfini des trajectoires dont les paramètres sont les suivants :

$$(\bar{Z}_\alpha, \bar{Z}_\gamma) \quad \alpha = -0,86 + 0,9 u$$

$$(\bar{Z}_\delta, \bar{Z}_\beta) \quad \alpha = -0,30 + 0,9 u$$

La structure observée dans la polarisation à $u \approx -0,7$ (GeV/c)² serait alors expliquée par l'interférence entre deux amplitudes différentes. L'annulation de la polarisation pour cette valeur de u serait associée à un zéro n.s.f.s. de l'une des amplitudes des pôles de Regge échangés.

Pour les trajectoires Σ , les points n.s.f.s. sont :

$$\Sigma_{\alpha} \quad \alpha = -\frac{1}{2} \quad u \approx +0,3$$

$$\Sigma_{\gamma} \quad \alpha = -\frac{3}{2} \quad u \approx -0,6$$

$$\Sigma_{\delta} \quad \alpha = -\frac{3}{2} \quad u \approx -1,4$$

$$\Sigma_{\beta} \quad \alpha = -\frac{1}{2} \quad u \approx -0,2$$

On voit que le zéro de l'amplitude d'échange de Σ_{γ} coïncide à peu près avec la position observée du changement de signe de la polarisation et avec la cassure dans la pente de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ vers $u = -0,7$. De plus la dépendance en énergie de la section efficace différentielle correspond bien à celle attendue pour des échanges de $(\Sigma_{\alpha}, \Sigma_{\gamma})$ mais elle est beaucoup plus rapide que celle prédite pour des échanges $(\Sigma_{\delta}, \Sigma_{\beta})$.

De là on peut déduire que c'est la trajectoire Σ_{γ} qui joue un rôle prédominant dans le mécanisme de la réaction $\pi^{-}p \rightarrow \Lambda K^0$, mais on s'attend aussi à des contributions non négligeables d'échange de Σ_{α} , de même qu'on a vu la dominance d'échange de N_{α} dans la diffusion $\pi^{+}p$ vers l'arrière.

Cette interprétation montre que la réaction $\pi^{-}p \rightarrow \Lambda K^0$ semble dominée par l'échange de $(\Sigma_{\alpha}, \Sigma_{\gamma})$ avec une trajectoire dégénérée d'échange de la forme :

$$\alpha = \alpha_0 + 0,9 u$$

Ader et al. [18] ont séparé les contributions de différentes naturalités dues aux échanges de $(\Sigma_\alpha, \Sigma_\gamma)$ et $(\Sigma_\beta, \Sigma_\delta)$ à 6,2 GeV/c [28]. On observe une contribution dominante, mais sans structure, associée à l'échange de $(\Sigma_\beta, \Sigma_\delta)$ et un minimum dans la contribution de $(\Sigma_\alpha, \Sigma_\gamma)$ au voisinage de $u = -0,2$ (figure 36c). Nous reparlerons de ce point lors de la présentation de nos résultats.

Nous signalerons une autre expérience qui a étudié cette réaction à 8. et 10,7 GeV/c [30]. Les sections efficaces totales à ces deux énergies sont données dans le tableau 5 et portées sur la figure 35. La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$, montre aussi un pic vers l'arrière, en accord avec les résultats précédents.

Ces données, combinées avec les précédentes à 4, 6,2, et 12 GeV/c montrent une dépendance de la section efficace totale en p_{lab}^{-3} , ce qui est bien caractéristique d'un échange de baryon.

3. $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^*_{890}$

Cette réaction a été étudiée par un seul groupe à 8 et 10,7 GeV/c [30]. La section efficace différentielle montre un aplatissement et même une différence significative avec un comportement exponentiel pour $|u'| < 0,05$ (GeV/c)². On observe aussi un creux vers l'arrière aux deux énergies. Ceci pourrait être dû à une importante contribution de l'amplitude de retournement de spin pour des petites valeurs de $|u'|$. Les auteurs ne donnent pas la polarisation en fonction de u' à cause du nombre trop limité d'événements.

C - INTERPRETATION DE NOS RESULTATS

1. Sections efficaces différentielles

La section efficace différentielle pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ a été calculée en fonction de u' et est montrée sur la figure 39, avec les résultats à deux autres énergies dont nous avons parlé auparavant. On peut voir ici aussi qu'il y a

un aplatissement de la distribution dans le pic arrière, au voisinage de $u' = 0$. Les valeurs de $\frac{dg}{du'}$, sont données dans le tableau 8. En paramétrisant ces données par une distribution exponentielle de la forme :

$$\frac{dg}{du'} = Ke^{bu'}$$

nous avons obtenu pour b la valeur $4,7 \pm 0,2$ (GeV/c)⁻² à comparer aux valeurs données dans le tableau suivant :

Tableau 7

Pinc (GeV/c)	4	5	6,2	7	8	10,7	12
b (GeV/c) ⁻²	6,6 ± 0,2	5,5 ± 0,3	5,6 ± 0,25	6,7 ± 0,9	4,7 ± 0,2	8,1 ± 2,0	2,5 ± 2,0

Ces valeurs ont été recalculées en utilisant les données des références [28, 30] et sont portées sur la figure 40 où on a aussi tracé la courbe théorique $b = 2\alpha_1 \log s$ qui devrait donner la dépendance de la pente en fonction du carré de l'énergie dans le centre de masse s, si la réaction avait lieu par échange d'une seule trajectoire de Regge de pente α_1 (≈ 1 (GeV/c)⁻²). Il semble que les points expérimentaux ne suivent pas ce comportement, donc que l'on échange plus d'une trajectoire de Regge.

La figure 41 montre la section efficace différentielle $\frac{dg}{du'}$, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow AK^*0$, et les valeurs sont données dans le tableau 8. Cette distribution a été comparée aux données à 8 GeV/c et 10,7 GeV/c de la référence [30]. Elle a été paramétrisée par la même expression que ci-dessus de la forme $e^{cu'}$ et on trouve une pente égale à $3,5 \pm 0,2$ (GeV/c)². Cette pente est plus faible que pour la réaction (1) et il semble que la retombée de la section efficace différentielle au voisinage de $u' = 0$ soit aussi plus forte dans la réaction (1). On peut remarquer sur cette distribution un point à $u' \approx -0,1$ (GeV/c)² qui est à trois déviations standard en dessous de ces valeurs voisines.

Tableau 8

	$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$	$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$
Intervalle de $ u' $ en $(\text{GeV}/c)^2$	$\frac{dg}{du'}$ nb / $(\text{GeV}/c)^2$	$\frac{dg}{du'}$ nb / $(\text{GeV}/c)^2$
0, 0,02	910 \pm 90	870 \pm 185
0,02 0,04	790 \pm 90	1610 \pm 250
0,04 0,06	780 \pm 35	1700 \pm 260
0,06 0,08	865 \pm 95	1860 \pm 260
0,08 0,10	930 \pm 100	1160 \pm 200
0,10 0,12	720 \pm 80	635 \pm 145
0,12 0,14	710 \pm 80	1220 \pm 200
0,14 0,16	770 \pm 90	1145 \pm 190
0,16 0,18	570 \pm 75	1160 \pm 200
0,18 0,20	530 \pm 70	940 \pm 170
0,20 0,24	410 \pm 45	840 \pm 120
0,24 0,28	370 \pm 45	835 \pm 115
0,28 0,32	380 \pm 45	740 \pm 110
0,32 0,36	255 \pm 35	740 \pm 110
0,36 0,40	245 \pm 35	605 \pm 95
0,40 0,50	140 \pm 17	400 \pm 50
0,50 0,60	91 \pm 15	245 \pm 40
0,60 0,70	54 \pm 10	195 \pm 35
0,70 0,80	42 \pm 10	155 \pm 34
0,80 1,00	24 \pm 5	95 \pm 18
1,00 1,20	21 \pm 5	33 \pm 11
1,20 1,40	8 \pm 3	47 \pm 15

2. Polarisation du Λ

Nous avons utilisé comme définition de la polarisation l'expression :

$$P_{\Lambda} = \frac{2 W_{+} - W_{-}}{W_{+} + W_{-}}$$

qui a déjà été explicitée plus haut.

La figure 42 montre la polarisation du Λ pour la réaction $\pi^{-}p \rightarrow \Lambda K^{0}$. Les points noirs correspondent à nos données, les points blancs correspondent à une moyenne des données à 4, 5 et 6,2 GeV/c. On peut voir qu'il y a bon accord entre ces données. La polarisation démarre à 0, dû à la symétrie de Mac Dowell, croit très vite jusqu'à 1 et reste encore fortement positive dans le pic arrière, jusqu'à environ $-u' < 0,4$ (GeV/c)². Les valeurs de la polarisation du Λ en fonction de u' sont données dans le tableau 9.

Nous avons aussi calculé la polarisation du Λ pour la réaction $\pi^{-}p \rightarrow \Lambda K^{*0}$. Le tableau 9 donne ces valeurs qui sont histogrammées sur la figure 43 en fonction de u' . On peut voir que pour cette réaction, la polarisation du Λ est aussi très grande et positive sauf en un point qui se situe au voisinage de $u' = -0,1$ (GeV/c)² où la polarisation semble s'annuler.

3. Interprétation des résultats

Nous avons montré dans la première partie de ce chapitre que, d'après Ader et al. [18], on peut séparer dans l'expression de la section efficace différentielle les contributions des échanges de naturalités différentes et écrire :

$$\frac{d\sigma^{\pm}}{du'} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{du'} (1 \mp P_{\Lambda})$$

où P_{Λ} désigne la polarisation du Λ et σ^{\pm} la section efficace due à l'échange de baryons de naturalité ± 1 .

Tableau 9

	$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$	$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$
Intervalle de $ u' $ en $(\text{GeV}/c)^2$	Polarisation du Λ	Polarisation du Λ
0, 0,04	$0,11 \pm 0,23$	$1,16 \pm 0,36$
0,04 0,08	$0,76 \pm 0,23$	$0,97 \pm 0,31$
0,08 0,12	$0,60 \pm 0,24$	$-0,23 \pm 0,42$
0,12 0,16	$1,09 \pm 0,24$	$0,34 \pm 0,36$
0,16 0,20	$0,54 \pm 0,29$	$0,78 \pm 0,38$
0,20 0,24	$0,76 \pm 0,33$	$0,55 \pm 0,43$
0,24 0,32	$1,12 \pm 0,24$	$0,99 \pm 0,30$
0,32 0,40	$0,70 \pm 0,31$	$0,89 \pm 0,32$
0,40 0,60	$0,47 \pm 0,30$	$0,41 \pm 0,31$
0,60 0,80	$0,33 \pm 0,45$	$0,36 \pm 0,43$
0,80 1,00	$0,44 \pm 0,67$	$0,34 \pm 0,59$

On a vu que le seul échange permis dans ces réactions est un échange de Σ pur. Les trajectoires Σ_3, Σ_8 sont de naturalité - 1, les trajectoires Σ_7 et Σ_9 de naturalité + 1. Le tableau 10 donne une liste des pôles Σ connus avec leur naturalité.

Les figures 44a et 44b) montrent les contributions $\frac{d\sigma^+}{du'}$ et $\frac{d\sigma^-}{du'}$ respectivement pour les réactions $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^0$ et $\pi^-p \rightarrow \Lambda K^{*0}$. Les valeurs sont données dans les tableaux 11 et 12. Les erreurs sur σ^+ et σ^- ont été calculées de la façon suivante :

$$\sigma^\pm = \frac{\sigma}{N} \sqrt{\left(1 \mp \frac{1}{\alpha}\right)^2 N_+ + \left(1 \pm \frac{1}{\alpha}\right)^2 N_-}$$

où . σ est la section efficace totale pour une valeur donnée de u'

. N est le nombre d'événements

. N_+ (resp. N_-) est le nombre d'événements ayant une projection positive (resp. négative) de la direction du proton de désintégration dans le système au repos du Λ , sur la normale au plan de production.

. α est le paramètre d'asymétrie de désintégration du Λ ($\alpha = 0,646$).

La première remarque que l'on peut faire est que pour ces deux réactions, la symétrie de Max Dowell semble vérifiée, c'est à dire que à $u' = 0$, les deux contributions de naturalités + 1 et - 1 sont égales. Pour les deux réactions, la section efficace différentielle d'échanges non naturels est plus élevée que la section efficace d'échanges naturels, ce qui permet de dire que ces réactions sont dominées par des échanges de trajectoires (Σ_3, Σ_8). On pouvait simplement tirer cette conclusion en considérant l'expression :

Tableau 10

Nature	τ	τP	J^P	pôles Σ
α	+	+	$\frac{1}{2}^+$	$\Sigma(1190)$
			$\frac{3}{2}^+$	$\Sigma(1915)$
β	+	-	$\frac{1}{2}^-$	$\Sigma(1750)$
			$\frac{3}{2}^-$	$\Sigma(1765)$
γ	-	+	$\frac{3}{2}^-$	$\Sigma(1670)$
δ	-	-	$\frac{3}{2}^+$	$\Sigma(1385)$
			$\frac{7}{2}^+$	$\Sigma(2030)$

Tableau 11

$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$			
Intervalle de $ u' $ (GeV/c) ²		$\frac{d\sigma^+}{du'}$, nb/(GeV/c) ²	$\frac{d\sigma^-}{du'}$, nb/(GeV/c) ²
0	0,02	590 ± 160	320 ± 150
0,02	0,04	170 ± 135	620 ± 150
0,04	0,06	63 ± 130	720 ± 150
0,06	0,08	140 ± 140	725 ± 160
0,08	0,10	290 ± 155	640 ± 165
0,10	0,12	47 ± 120	670 ± 145
0,12	0,14	50 ± 125	660 ± 145
0,14	0,16	-120 ± 125	890 ± 165
0,16	0,18	230 ± 120	345 ± 125
0,18	0,20	22 ± 110	510 ± 127
0,20	0,24	50 ± 70	360 ± 80
0,24	0,28	-56 ± 63	430 ± 80
0,28	0,32	10 ± 65	370 ± 80
0,32	0,36	17 ± 55	240 ± 65
0,36	0,40	60 ± 58	185 ± 65
0,40	0,50	48 ± 27	92 ± 30
0,50	0,60	13 ± 22	80 ± 25
0,60	0,70	18 ± 16	37 ± 18
0,70	0,80	15 ± 15	28 ± 16
0,80	1,00	7 ± 8	17 ± 9

Tableau 12

$\pi^- p \rightarrow \Lambda K_{890}^{*0}$			
Intervalle de $ u' $ (GeV/c) ²		$\frac{d\sigma^+}{du'}$ nb/(GeV/c) ²	$\frac{d\sigma^-}{du'}$ nb/(GeV/c) ²
0	0,02	67 ± 280	805 ± 325
0,02	0,04	-265 ± 350	1875 ± 450
0,04	0,06	-192 ± 370	1890 ± 470
0,06	0,08	238 ± 395	1620 ± 455
0,08	0,10	635 ± 320	530 ± 320
0,10	0,12	475 ± 250	160 ± 225
0,12	0,14	48 ± 295	1170 ± 350
0,14	0,16	723 ± 320	420 ± 310
0,16	0,18	90 ± 300	1070 ± 355
0,18	0,20	140 ± 255	800 ± 290
0,20	0,24	190 ± 180	650 ± 200
0,24	0,28	-80 ± 16	915 ± 210
0,28	0,32	90 ± 165	650 ± 190
0,32	0,36	200 ± 170	540 ± 180
0,36	0,40	-120 ± 135	725 ± 180
0,40	0,50	110 ± 80	290 ± 90
0,50	0,60	83 ± 63	165 ± 65
0,60	0,70	68 ± 55	126 ± 58
0,70	0,80	43 ± 52	112 ± 57
0,80	1,00	31 ± 30	64 ± 30

$$\frac{d\sigma^+}{du'} = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{du'} (1 + P_1)$$

Le fait que la polarisation soit pratiquement égale à 1 dans les deux réactions entraîne que $\frac{d\sigma^+}{du'}$ est voisin de 0 alors que $\frac{d\sigma^-}{du'}$, constitue la contribution majeure à la section efficace différentielle totale.

Alors que les deux distributions sont raisonnablement lisses pour la réaction $\pi^- p \rightarrow AK^0$, on observe dans l'autre réaction un creux dans $\frac{d\sigma^-}{du'}$ au voisinage de $u' = -0,1 \text{ (GeV/c)}^2$. Ce creux peut être attribué au point n.s.f.s. de la trajectoire Σ_3 qui se situe à $u = -0,18 \text{ GeV/c}^2$ pour $\alpha = -\frac{1}{2}$ et indique une contribution prédominante de l'échange de trajectoire Σ_3 dans la réaction $\pi^- p \rightarrow AK^{*0}$. On avait aussi observé ce creux dans la section efficace différentielle et dans la polarisation. Le fait qu'on n'observe pas un phénomène identique pour la réaction (1) semble indiquer que la contribution de la trajectoire Σ_8 est plus importante pour la production de K^0 que pour la production de K^{*0} .

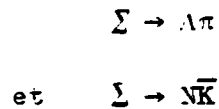
On a vu que pour la diffusion élastique vers l'arrière $\pi^+ p$, pour la réaction d'échange de charge $\pi^- p$ et pour la diffusion $\bar{K}N \rightarrow \Lambda\pi$ on observait des creux dans les sections efficaces différentielles au voisinage de $u' = -0,2 \text{ (GeV/c)}^2$, ce qui correspond au point de zéro n.s.f.s. de la trajectoire N_α . Ce sont donc les échanges de trajectoires naturelles qui dominent dans ces réactions. Pour la réaction $\pi^- p \rightarrow AK^0$, Barger, Cline et Matos [31] avaient conclu à un échange de trajectoires dégénérées ($\Sigma_\alpha, \Sigma_\gamma$) c'est à dire de naturalité + 1.

Nos résultats sont en désaccord avec ces conclusions et la dominance des échanges non naturels pour les deux réactions que nous venons d'étudier peut être expliquée par la différence dans les couplages en octet pour les trajectoires naturelles et non naturelles [32].

En utilisant un modèle d'échange d'un seul baryon Σ , on peut comprendre qualitativement ces résultats. L'amplitude pour un vertex à trois particules, qui doit être un scalaire de $SU(3)$, peut être écrite comme un produit de constantes de couplage réduites supposées invariantes par $SU(3)$ par un coefficient de Clebsh-Gordan de $SU(3)$.

Pour les réactions qui nous intéressent, le Σ échangé peut faire partie d'un octet $\left[\frac{1^+}{2}, \frac{5^+}{2}, \frac{5^-}{2} \right]$, d'un nonet $\left[\frac{1^-}{2}, \frac{3^-}{2} \right]$ ou d'un décuplet $\left[\frac{3^+}{2} \right]$.

On doit tenir compte des deux amplitudes aux deux vertex, correspondant aux deux réactions :



Nous avons utilisé les valeurs des coefficients de Clebsh-Gordan de $SU(3)$ et nous avons établi les grandeurs relatives des sections efficaces correspondant aux échanges de différentes naturalité.

Les multiplets que nous avons utilisés pour les différentes trajectoires α , β , γ et δ sont les suivants :

α	β	γ	δ
$\frac{5^+}{2}$	$\frac{5^-}{2}$	$\frac{3^-}{2}$	$\frac{3^+}{2}$

- Dans le cas où le Σ appartient à un octet, on peut écrire en tenant compte des coefficients de Clebsh-Gordan de $SU(3)$ aux deux vertex et des coefficients de Clebsh-Gordan donnés par $SU(3)$ pour le mode particulier $\tau^+ p \rightarrow \Sigma \rightarrow \Lambda K^0$ (K^{*0})

$$T_{\bar{K}^0 p \Lambda \pi} = A_{\bar{K}^0 p}^{\Sigma 8} \cdot A_{\Lambda \pi}^{\Sigma 8} = \sqrt{2} (2\alpha - 1) \frac{2}{\sqrt{3}} (1 - \alpha) |A_8|^2$$

où $\alpha = \frac{F}{D+F}$ représente la proportion de couplage antisymétrique. On sait en effet que la composition de deux octets s'écrit sous la forme :

$$\{8\} \otimes \{8\} = \{1\} \oplus \{8^s\} \oplus \{8^a\} \oplus \{10\} \oplus \{\overline{10}\} \oplus \{27\}$$

et on doit tenir compte du couplage à l'octet symétrique et à l'octet antisymétrique. L'amplitude A_8 dépend donc de deux inconnues : A_s qui est une amplitude invariante symétrique et A_a qui est antisymétrique.

- Si le Σ appartient à un décuplet, alors l'amplitude correspondante :

$$T_{Kp\Lambda\pi}^{\Sigma 10} = A_{Kp}^{\Sigma 10} \cdot A_{\Lambda\pi}^{\Sigma 10} = \frac{\sqrt{6}}{6} \cdot \frac{1}{2} |A_{10}|^2$$

ne dépend que d'une inconnue A_{10} et est indépendante de α .

Nous avons calculé ces amplitudes pour les multiplets cités plus haut, en utilisant les valeurs de Samios et al. [32] que nous avons reproduites dans le tableau ci-dessous :

Tableau 13

	$\Sigma_\alpha \quad \frac{3^+}{2}$	$\Sigma_\beta \quad \frac{3^-}{2}$	$\Sigma_\gamma \quad \frac{3^-}{2}$	$\Sigma_\delta \quad \frac{3^+}{2}$
$\alpha = \frac{F}{D+F}$	$0,54 \pm 0,005$	$-0,16 \pm 0,02$	$0,72 \pm 0,03$	
A_8 (ou A_{10})	$47,7 \pm 0,7$	$22,8 \pm 1,3$	$41,1 \pm 1,6$	$147 \pm 2,4$

Les valeurs obtenues (en grandeurs relatives) pour les sections efficaces sont alors les suivantes :

Tableau 14

	$T_{\Sigma 8}$	$T_{\Sigma 10}$	$\sigma_{\text{TOTAL}} = T_{\Sigma} ^2$
Σ_{α}	137		$\sim 1,8 \times 10^4$
Σ_{β}	1296		$\sim 1,7 \times 10^6$
Σ_{γ}	340		$\sim 1,2 \times 10^5$
Σ_{δ}		4400	$\sim 1,9 \times 10^7$

Si on suppose que les trajectoires α et γ d'une part, β et δ d'autre part sont dégénérées, on peut écrire :

- . la section efficace d'échange naturel

$$\sigma^+ = \sigma_{\gamma} + \sigma_{\alpha} = 1,4 \times 10^5$$

- . la section efficace d'échange non naturel

$$\sigma^- = \sigma_{\beta} + \sigma_{\delta} = 2 \times 10^7$$

On a vu que la polarisation s'exprimait sous la forme :

$$P = \frac{\sigma^- - \sigma^+}{\sigma^- + \sigma^+}$$

en utilisant ces valeurs, on obtient

$$P \approx 0,99$$

ce qui est tout à fait en accord avec nos résultats expérimentaux pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$. On voit que l'on peut trouver une valeur aussi élevée de la polarisation parce que la section efficace pour les échanges de parité non naturelle est au moins 100 fois plus élevée que la section efficace pour les échanges de parité naturelle, ce qui semble renforcer les conclusions auxquelles nous étions arrivés précédemment.

Pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^{*0}$, on a vu que le creux à $u' = -0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ dans la distribution de $\frac{d\sigma}{du'}$, correspondait au point zéro n.s.f.s. de la trajectoire Σ_3 à $u = -0,18 \text{ (GeV/c)}^2$. Il semble donc que ce soit l'échange de Σ_3 qui domine et le même calcul de la polarisation, pour cette réaction, en supposant que :

$$\sigma^+ = \sigma_\alpha + \sigma_\gamma \approx 1,4 \times 10^5$$

et
$$\sigma^- = \sigma_\beta \approx 1,7 \times 10^6$$

conduit à une valeur de la polarisation $P \approx 0,85$ en accord avec nos résultats expérimentaux.

Ces tests, quoique très qualitatifs, utilisant la différence entre les couplages d'octets pour les trajectoires naturelles et non naturelles montrent tout de même que si l'on tient compte de ces couplages, les échanges de trajectoires non naturelles sont de l'ordre de 100 fois plus probables que les échanges de trajectoires naturelles.

CHAPITRE V

EXOTIQUES

A - EXOTISME

Toutes les particules et résonances connues à l'heure actuelle ont des nombres quantiques internes (isospin, hypercharge) qui permettent leur classification dans quelques multiplets, correspondant aux différentes représentations du groupe $SU(3)$.

1. $SU(3)$ et le modèle des quarks

Le succès de $SU(3)$ et du modèle des quarks comme base pour une classification des particules élémentaires est depuis longtemps reconnu.

Dans ce modèle, trois quarks que l'on note p , n et λ sont considérés comme les états de base du groupe de symétrie unitaire $SU(3)$. Chaque quark a son antiparticule correspondante, l'antiquark. Dans ce modèle tous les états mésoniques existant peuvent être formés à l'aide d'un simple couplage quark-antiquark et tous les états baryoniques à l'aide d'un couplage de trois quarks [33].

Chaque quark a un nombre baryonique $\frac{1}{3}$. Les quarks p et n forment un doublet de spin isotopique $I = \frac{1}{2}$ et d'étrangeté 0 et le quark λ est un singulet de spin isotopique $I = 0$ et d'étrangeté - 1. Les nombres quantiques de ces quarks sont résumés dans le tableau suivant :

Tableau 15

	I	I_z	Y	S	B	Q
p	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$
n	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$
λ	0	0	$-\frac{2}{3}$	-1	$\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

Ces trois quarks forment la représentation triplet de $SU(3)$ et peuvent seulement former des états liés à 3 quarks (qqq) ou à un quark et un antiquark ($q\bar{q}$) ; ceci implique que les seuls multiplets de $SU(3)$ sont des singulets, des octets ou des décuplets. Les particules sont classées dans ces multiplets de la façon suivante :

- Chaque multiplet contient un nombre de particules qui le remplit complètement ; en particulier, connaissant certaines particules d'un multiplet, il est possible de faire des prédictions sur d'autres particules qui doivent exister pour compléter ce multiplet. (C'est ainsi que l'on a mis en évidence l'existence d'un baryon étrange, Ω^- , prédit pour compléter un décuplet de $SU(3)$).

- Toutes les particules d'un même multiplet doivent avoir le même spin et la même parité, ainsi que la même valeur propre de C lorsqu'elle est définie.

Avec ce modèle simplifié, il est facile de déduire que les mésons doivent se trouver dans des singulets ou des octets de $SU(3)$, alors que les baryons peuvent se trouver dans des singulets, des octets ou des décuplets. L'observation, par conséquent, d'une particule qui ne ferait pas partie de l'un de ces multiplets détruirait le modèle des quarks.

Nous ne parlerons pas ici de la découverte des nouvelles résonances étroites de la famille des ψ , ni des développements théoriques récents qui les ont accompagnés, (quarks charmés, colorés...)

2. Exotisme

On appelle états exotiques toutes les particules ou résonances qui ne peuvent pas être décrites de façon simple en termes de quarks, c'est à dire seulement par un couplage $q\bar{q}$ ou qqq . Ces états qui seraient formés de plus de trois quarks, ne peuvent pas entrer dans les représentations connues de $SU(3)$; ils devraient se situer dans des représentations de $SU(3)$ d'ordre égal ou supérieur à 27 pour les baryons et égal ou supérieur à 10 pour les mésons. De nombreuses tentatives ont été faites pour mettre en évidence ces objets, mais jusqu'à maintenant on n'a pas pu prouver leur existence [34, 35, 36] ; ils ont été recherchés dans différents mécanismes :

- production de mésons exotiques par échange de méson
- formation de résonances exotiques dans la voie s (échange de méson ou baryon)
- échange de particule exotique dans la voie t.

Nous passerons rapidement en revue les résultats expérimentaux de ces recherches.

3. La dualité et les bases théoriques

La dualité exprime la relation entre deux descriptions de l'amplitude de diffusion, dans la voie s et dans la voie t ou u.

Les règles de somme à énergie finie (FESR) permettent de relier le comportement de la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion à basse énergie et son comportement à haute énergie. Ces règles de somme supposent l'analyticité des amplitudes et peuvent être exprimées sous forme de relations entre les sections efficaces totales [37]. La dualité à deux composantes suppose de plus qu'il y a des relations directes entre les deux descriptions à basse et haute énergie [38] :

- l'échange de trajectoires de Regge autres que le Pomeron à haute énergie, contribue à la partie résonnante de l'amplitude à basse énergie,

- l'échange de Pomeron correspond à la partie non résonnante.

On peut alors montrer, en tenant compte de ces hypothèses, que lorsque les deux particules dans l'état initial correspondent à un état exotique, c'est à dire lorsque aucune résonance constituée à partir du simple modèle des quarks ne peut être produite dans cette voie (canal s exotique), la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion donnée par les échanges de Regge autres que le Pomeron dans la voie t doit être nulle. Ceci est possible seulement si les contributions des différentes trajectoires échangées se compensent exactement, ce qui signifie que des trajectoires de naturalités opposées devront avoir la même pente et le même résidu. Cette condition, que l'on déduit de la dualité porte le nom de dégénérescence d'échange forte.

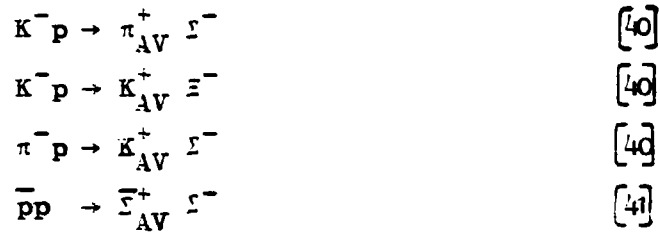
B - REVUE EXPERIMENTALE DE LA RECHERCHE D'EXOTIQUES

Une revue expérimentale de la recherche d'objets exotiques a été faite par D. Cohen [35]. Cette recherche a été orientée, comme nous l'avons mentionné auparavant, dans trois directions.

1. Echange d'objets exotiques (Canal t)

On s'intéresse à des réactions pour lesquelles les objets échangés dans la voie t ont des nombres quantiques exotiques. De telles réactions sont citées ci-dessous et les diagrammes d'échange correspondants sont montrés sur la figure 45.





La figure 46 montre les distributions angulaires $\frac{d\sigma}{dt}$ pour les diffusions élastiques $K^- p$ et $\bar{p} p$ mesurées à 5 GeV/c par une collaboration CERN - Paris - Stockholm - Orsay [39]. Ces deux distributions montrent des pics vers l'arrière, ce qui pourrait être une évidence pour les échanges d'objets exotiques dans ces réactions (à $u \approx 0$), (ou un double échange ou bien une coupure).

D'autres réactions similaires d'échanges d'exotiques qui ont pu être observées sans ambiguïté sont celles citées ci-dessus. Ces réactions, interdites par le modèle des quarks, ont été interprétées alternativement comme provenant d'effets résonnants intermédiaires dans le canal s, ou comme un échange de deux particules dans la voie u, ou encore comme l'échange d'une seule particule exotique. Afin de déterminer le mécanisme dominant par lequel ces réactions procèdent, on peut examiner la dépendance en énergie des sections efficaces différentielles pour d'autres réactions qui peuvent avoir lieu par l'échange de particules connues, non exotiques. On constate expérimentalement que la dépendance en s (carré de l'énergie dans le centre de masse) de ces sections efficaces différentielles est très raide, de la forme s^{-10} pour des valeurs de s inférieures à environ 5 GeV^2 , c'est à dire dans la région où le mécanisme de production est dominé par des résonances dans la voie s, et de la forme $s^{-2,-3}$, pour des valeurs de s supérieures à cette énergie, c'est à dire dans la région où les échanges de particules dominant. Cette dépendance en énergie est plus ou moins vraie pour les réactions qui peuvent se produire par échange d'une particule connue non exotique et ceci est illustré par quelques exemples sur la figure 47.

Dans le cas de réactions qui ne peuvent se produire que par échange d'exotiques (figure 48) on n'observe pas cette rupture de pente et les sections efficaces différentielles décroissent toujours en s^{-10} jusqu'à l'énergie dans le centre de masse la plus élevée à laquelle elles ont été mesurées.

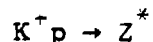
Il semble donc que la formation de résonance intermédiaire dans le canal s, soit le mécanisme dominant responsable de l'existence de ces réactions interdites par le modèle des quarks. Il y a cependant une exception pour la réaction $\pi^- p \rightarrow K_{AV}^+ \Sigma^-$ [40] ; la section efficace différentielle montre d'abord un comportement approximatif en s^{-10} , puis semble s'aplatir considérablement, ce qui est la dépendance attendue dans un modèle d'échange d'objets non exotiques. Il faut cependant être très prudent pour l'interprétation de ce résultat, basé seulement sur deux points expérimentaux (figure 49).

La mise en évidence d'échange d'exotiques n'a pas abouti à des certitudes et un doute subsiste sur la nature de ces échanges ; il peut s'agir d'un seul objet exotique ou de l'échange de deux particules non exotiques dans la voie u.

2. Canal s exotique

On peut chercher à mettre en évidence expérimentalement des objets exotiques dans des expériences de formation pour des réactions exotiques dans la voie s.

Considérons comme exemple la réaction de formation de résonance exotique en voie s :



où l'on cherche à mettre en évidence la production de Z^* .

Il n'est pas possible de produire un tel état baryonique d'étrangeté + 1 avec seulement 3 quarks comme c'est le cas pour les autres baryons (il faut au moins 5 quarks pour produire un baryon d'étrangeté + 1).

Un grand effort expérimental a été fait pendant les dernières années pour rechercher si de telles résonances exotiques existent, en dessous de 2 GeV/c [42 à 47].

La réaction $K^+p \rightarrow K^0p \pi^+$ est dominée par la formation de résonances dans le canal direct $\Delta^{++}(1236)$ et $K^{*+}(890)$. Aux énergies où cette réaction est étudiée, on se trouve au seuil de production de ces deux résonances dans la zone où la section efficace totale de la réaction K^+p présente une bosse que certains auteurs attribuent à l'existence d'une résonance exotique Z^* [42 à 45].

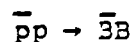
Dans le canal élastique, les différents travaux convergent vers deux conclusions différentes :

- les structures observées dans les ondes $P_{3/2}(I = 1)$ ou $P_{1/2}(I = 0)$ sont dues à l'ouverture des canaux inélastiques,
- ces structures sont dues à la production d'une résonance exotique Z^* .

Il paraît intéressant d'étudier les canaux inélastiques. En effet, dans la première hypothèse les structures doivent disparaître dans les voies inélastiques ; dans la deuxième hypothèse, le Z^* devrait apparaître mieux dans les canaux inélastiques car les ondes $P_{3/2}$ et $P_{1/2}$ sont fortement absorbées.

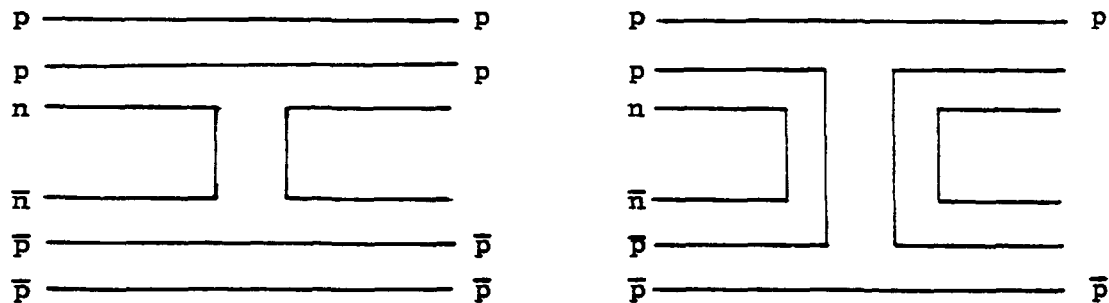
De telles études ont déjà été faites mais les statistiques sont trop faibles et il faut continuer les recherches dans cette voie.

On peut citer aussi l'exemple d'une expérience de formation dans une réaction où le canal s est exotique :



Cette réaction peut être schématisée par un diagramme de quarks

soit exotique dans la voie s, soit exotique dans la voie t :



voie s exotique

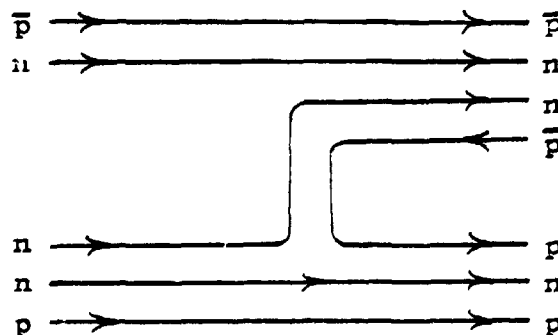
voie t exotique

(au sens du modèle des quarks)

L'existence d'une structure dans les sections efficaces $\bar{p}p$ totale et élastique semble expérimentalement bien établie [65]. Un ajustement de Breit - Wigner sur cette structure donne une masse de 1930 - 1940 MeV et une largeur d'environ 10 MeV. Mais l'absence de signal dans la réaction d'échange de charge interdit d'interpréter cette structure comme une résonance exotique unique.

3. Production de méson exotique par échange de méson

On s'intéresse à la production d'objets exotiques dans des mécanismes d'échanges permis. Les diagrammes d'échanges de ces réactions sont montrés sur la figure 50. La réaction $\pi^- n \rightarrow p + X^{--}$ a été étudiée à une impulsion incidente de 7 GeV/c par le groupe de chambre à bulles de Rochester [48, 49]. X^{--} représente un système mésonique de spin isotopique 2 et de charge - 2. Le diagramme de quarks correspondant à cette réaction peut être schématisé de la façon suivante :



Ce diagramme viole la règle de Zweig qui interdit les réactions qui conduisent à des vertex non connexes dans les diagramme d'échange de quarks ; une ligne de quarks ne peut retourner à la particule qui l'a émise et une particule doit échanger des quarks avec deux autres particules. De plus l'état mésonique final serait formé de quatre quarks.

Le système X^{--} a été étudié en détail pour voir s'il contenait des contributions d'états résonnants ; mais contrairement à des résultats publiés précédemment [50, 51] , les auteurs n'ont observé aucun état résonnant et ils donnent une limite supérieure de 9 μb sur la section efficace de production de résonances d'isospin $I = 2$ dans le système X^{--} .

Une étude semblable a été faite en utilisant des interactions K^-d à 3 GeV/c [52], mais là encore la production de méson exotique n'a pas pu être mise en évidence et la limite supérieure sur la section efficace de production de tels objets est du même ordre de grandeur que pour l'expérience précédente. On peut dire qu'il existe deux obstacles majeurs pour la production de mésons exotiques :

- leur mécanisme de production est interdit par la règle de Zweig.

- leur existence est interdite par le modèle des quarks.

Jusqu'à maintenant, aucune expérience n'a réussi à mettre en évidence de tels objets.

C - PRODUCTION D'ETATS EXOTIQUES PAR ECHANGE DE BARYON

Les expériences décrites précédemment étaient orientées sur la recherche de mésons exotiques produits dans des réactions avec échanges de mésons.

Il semble plus intéressant de rechercher ces mésons exotiques dans des réactions procédant par échange de baryon ,

car les modèles théoriques conduisent à des prédictions assez fortes [55, 58, 59] :

- de tels mécanismes correspondent à des diagrammes de quarks autorisés par la règle de Zweig,

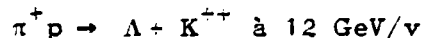
- les mésons exotiques doivent être plus fortement couplés au canal baryon-antibaryon,

- leur section efficace de production doit être du même ordre de grandeur que la section efficace de production de résonances non exotiques dans des réactions équivalentes. Cette prédiction est une conséquence directe de la dualité à deux composantes,

- la masse de ces exotiques devrait être voisine du seuil nucléon-antinucleon-pion [60 à 62].

1. Nos résultats pour la réaction $\pi^+ + p \rightarrow \Lambda_{AV} + K^{++}$ à 12 GeV/c

Motivés par les arguments théoriques précédents, nous avons étudié la réaction :



Le diagramme de quarks de cette réaction n'est exotique ni dans la voie s ni dans la voie t et ne viole pas la règle de Zweig, comme le montre la figure 51b). Le système exotique K^{++} est produit à un vertex baryon-antibaryon et le mécanisme de production est schématisé sur le graphe 51a).

Le but de cette étude était de rechercher s'il existe un système mésonique exotique étrange, doublement chargé, produit vers l'arrière dans cette réaction d'échange de baryon.

L'analyse de cette réaction est basée sur un lot de 8051 événements pour lesquels un Λ rapide est produit vers l'avant dans le système du centre de masse (pour un total de 120 000 déclenchements).

Nous avons utilisé deux variables pour caractériser chaque événement :

- la masse manquante carrée au Λ
- le quadrimoment de transfert $u' = u - u_{\max}$ où u_{\max} est la limite cinématique de u pour la masse manquante considérée.

La figure 52a) montre la distribution de masse manquante carrée au Λ pour tous les événements sélectionnés ; on n'observe aucune structure significative pouvant correspondre à un état résonnant.

D. Faiman et al. [60] ont montré, en utilisant le modèle simple des quarks que nous avons décrit plus haut, qu'il est possible de faire des prédictions sur les masses approximatives et les nombres quantiques qui devraient être ceux des exotiques. Pour cela, ils ont généralisé le modèle simple, à des états liés à plusieurs quarks du type $qq\bar{q}\bar{q}$, $qqqq\bar{q}$ en généralisant la notion de trajectoire dans le modèle de Regge. Ils ont montré que pour la réaction que l'on étudie, le kaon exotique K^{++} que nous recherchons devrait avoir une masse de environ 2150 MeV et appartenir à un multiplet {27} avec un spin parité $J^P = 2^{++}$; il devrait être observable dans une expérience π^+p avec des particules incidentes ayant une impulsion supérieure à 5,2 GeV/c.

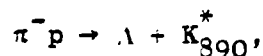
Afin de mettre en évidence ces états exotiques nous avons essayé un certain nombre de coupures ; en particulier pour être sûr que le Λ est bien produit au vertex du haut, nous avons sélectionné les événements pour lesquels $u' > -0,5 \text{ (GeV/c)}^2$, ce qui nous permet ainsi de renforcer le mécanisme d'échange de baryon. Le lot d'événements correspondant à cette coupure est hachuré sur la même figure, mais on ne voit à nouveau aucun effet résonnant dans ce spectre.

Nous avons aussi recherché si ce méson exotique, produit par une interaction virtuelle baryon-antibaryon au

vertex du bas peut se désintégrer lui même en une paire baryon - antibaryon ; ce méson K^{++} pourrait se désintégrer en un proton et un $\bar{\Sigma}^-$. Si cela était vrai, on devrait observer une multiplicité faible associée au Λ (1 ou 2 traces). Nous avons donc étudié les distributions de masse manquante carrée au Λ pour différentes multiplicités chargées ($n \leq 2$ ou $n > 2$) avec et sans la coupure définie précédemment sur u' . Les résultats sont montrés sur les figures 52b) et c) et à nouveau on ne voit aucun effet résonnant.

Nous avons calculé des limites supérieures sur la section efficace de production de ces objets. La résolution expérimentale pour les masses manquantes va de $0,2 \text{ (GeV/c)}^2$ pour les faibles masses à $0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ pour les masses plus élevées. Si on suppose que la largeur des résonances que l'on cherche est inférieure à la résolution expérimentale, on trouve une limite supérieure pour la production de ces états exotiques qui va de 60 nb pour les faibles masses carrées (de 1 à $\approx 7 \text{ (GeV/c)}^2$) à 150 nb pour les hautes masses carrées (de 7 à 13 (GeV/c)^2). Ce sont des limites supérieures calculées à 95% de degré de confiance.

Si on tient compte des arguments de dualité évoqués précédemment, cette réaction devrait être comparable à la réaction de production de résonance non exotique vers l'arrière [55] :

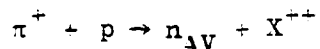


réaction que nous avons étudiée dans le même appareillage et pour laquelle nous avons donné la dépendance de la section efficace dans le chapitre III. Nous avons trouvé que la section efficace totale de cette réaction était 550 ± 70 nb à 8 GeV/c, ce qui donnerait 160 nb à 12 GeV/c, en supposant une dépendance en p_{lab}^{-3} , caractéristique des réactions d'échange de baryon.

Cette valeur, pour la réaction non exotique, est comparable à la limite supérieure que nous avons obtenue pour la réaction de production d'exotiques ; néanmoins, nous n'avons pas pu les observer et il en est de même pour toutes les autres expériences réalisées jusqu'à ce jour. Ceci pourrait être un argument au détriment de la dualité, puisque expérimentalement nous n'avons pas pu vérifier ses prédictions.

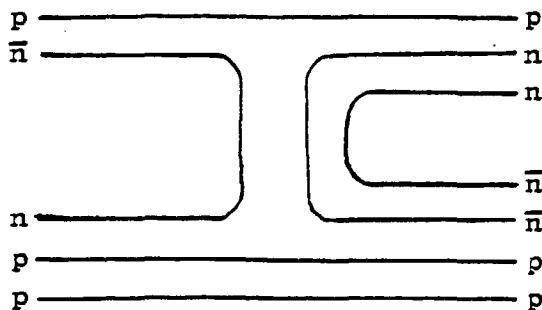
2. Les autres résultats expérimentaux

La réaction :



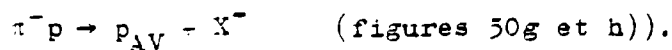
a été étudiée à 8,4 GeV/c par une collaboration Indiana, Purdue, SLAC, Vanderbilt [54] dans la chambre à cyclage rapide de SLAC.

X^{++} aurait un isospin 2 et une charge +2 et ne peut pas faire partie d'un multiplet de SU(3) (singulet ou octet). Le diagramme d'échange ainsi que le diagramme de quarks montrent que le système exotique qui devrait être formé de deux quarks et deux antiquarks est ici produit à un vertex baryon-antibaryon : (on a une interaction virtuelle $\bar{\Lambda}p$ au vertex du proton) (figures 50e) et f)).



Ce diagramme est permis par la règle de Zweig ; de plus il n'est exotique ni dans la voie s, ni dans la voie t.

Lipkin [55] a dérivé une règle de somme qui relie la production d'exotique vers l'arrière dans cette réaction, à la production vers l'arrière de méson non exotique dans la réaction :



La section efficace de production d'états exotiques vers l'arrière dans la réaction :



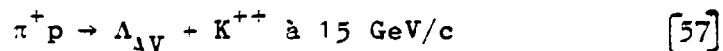
devrait être égale à la section efficace pour la production de résonance non exotique vers l'arrière pour la réaction :



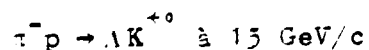
si la dualité à deux composantes était vraie.

On a observé [56] dans la réaction (2) une évidence pour la production de résonance ρ^- et peut être A_1^- et A_2^- dans le système X^- à 8 GeV/c et 16 GeV/c. A 8 GeV/c, la section efficace de production de ces résonances est de l'ordre de 2 μb , impliquant que l'on peut attendre une section efficace de production d'état résonnant X^{++} du même ordre de grandeur pour la réaction (1). Jusqu'à maintenant il n'y a aucune évidence pour l'existence de résonances étroites ($\lesssim 100$ MeV) dans le système X^{--} , où on donne seulement une limite supérieure sur la section efficace de production de l'ordre du μb .

On peut mentionner aussi une autre expérience réalisée par une collaboration Columbia - Binghamton, étudiant la réaction :



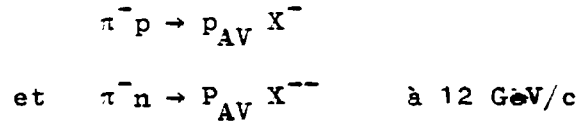
avec une interaction virtuelle baryon-antibaryon au vertex du proton. Les auteurs ont étudié la distribution de masse manquante au Λ , qui est sensible à tous les modes de désintégration de l'état exotique, en particulier aux désintégrations en système baryon-antibaryon qui devraient dominer si on tient compte des arguments de dualité. On n'observe aucune structure significative sur cette distribution et les auteurs donnent des limites supérieures sur la production de ces états exotiques ; leur section efficace de production serait inférieure à 1,7 μb pour des masses manquantes inférieures à 2,8 GeV et inférieure à 2,6 μb pour des masses allant jusqu'à 4 GeV, ceci à 95% de degré de confiance. Cette réaction devrait être comparable à la réaction :



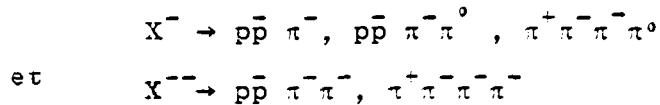
En utilisant nos résultats à 8 GeV/c et en supposant une dépendance de la section efficace totale en pinc^{-3} , on trouve une section efficace de 80 nb pour cette réaction. Les limites trouvées

pour la production d'exotiques sont très en dessus de cette valeur et n'apportent donc aucune information quant à l'existence de ces mésons exotiques.

Navach et al [63] ont étudié les réactions :



en recherchant les états exotiques X^- et X^{--} dans les modes de désintégration suivants :

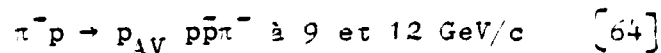


Les auteurs ont montré que si on suppose qu'il existe de tels mesons exotiques d'isospin 2, de masse inférieure à 2,5 GeV/c² se désintégrant exclusivement dans les modes cités plus haut, alors les limites estimées sur les sections efficaces de production de ces objets sont :

- 20 fois plus faibles que les prédictions théoriques de la dualité pour le mode de désintégration $N\bar{N}\pi\pi$,

- et 5 à 10 fois plus faibles pour les modes $N\bar{N}\pi$ ou 4π , ce qui est un argument contre leur existence. Cependant cette conclusion n'est pas vraie si ces mésons exotiques sont très larges ou peuvent se désintégrer en beaucoup d'autres modes que ceux envisagés ci dessus.

Ils ont continué leurs recherches en étudiant la réaction :



où ils ont pu mettre en évidence l'existence de 2 pics dans la masse effective ($p\bar{p}$) associés à la production de résonances baryoniques vers

l'avant $\Delta^0(1236)$ et $N^0(1520)$. Les caractéristiques de ces 2 pics sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} M_1 = 2020 \pm 3 \text{ MeV} & \Gamma_1 = 24 \pm 12 \text{ MeV} \\ M_2 = 2204 \pm 5 \text{ MeV} & \Gamma_2 = 16 \pm \frac{20}{16} \text{ MeV} \end{array}$$

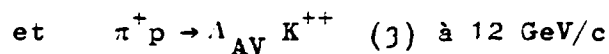
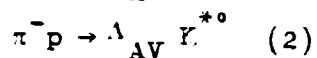
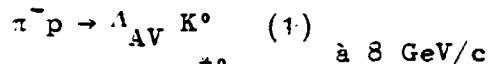
avec une signification statistique supérieure à 6 déviations standard. Mais il n'y a aucune évidence pour que ces résonances, produites vers l'arrière soient exotiques.

Cette revue de la situation expérimentale nous a permis de voir qu'à l'heure actuelle, on n'a pas pu mettre en évidence l'existence d'objets exotiques, par aucun mécanisme.

Il paraît cependant intéressant de continuer une telle recherche, dans des expériences bien choisies et avec une grande statistique, surtout après la découverte de ces deux nouvelles résonances baryoniques.

CONCLUSION

Nous avons étudié la production de Λ rapides dans le spectromètre Oméga du CERN, dans les réactions :



Le système de déclenchement était conçu pour sélectionner des protons d'impulsion élevée (supérieure à 2,8 GeV/c), provenant de désintégrations de Λ .

Cette expérience appartient à la première génération des expériences effectuées dans le spectromètre Oméga et nous avons dû surmonter un certain nombre de problèmes, en particulier nous avons dû faire des développements et améliorations du programme d'analyse, afin de l'adapter au traitement de nos événements; nous avons fait des efforts particuliers pour la recherche des vertex et la reconstruction des V^0 avec une bonne efficacité.

Nous nous sommes aussi efforcés, lors de la prise des données de surveiller le bon fonctionnement de l'appareillage (chambres proportionnelles, chambres optiques, plumbicons ...) et la qualité des enregistrements au moyen de contrôles en ligne effectués par le calculateur EMR.

Nous avons calculé les sections efficaces pour ces réactions à 8 GeV/c, en tenant compte de l'acceptance de l'appareillage et en corrigeant pour les biais expérimentaux. Notre valeur, pour la réaction (1) est en accord avec des résultats obtenus à d'autres énergies, la dépendance en énergie de la section efficace étant en P_{lab}^{-3} , dépendance caractéristique des mécanismes d'échange de baryon.

Les conclusions que nous avons tirées de l'étude des réactions (1) et (2) sont les suivantes :

- la section efficace différentielle présente un aplatissement au voisinage de $u' = 0$, qui est dû à l'annulation de l'amplitude de retournement de spin,

- la polarisation du Λ est fortement positive dans tout le pic arrière.

.. La contribution d'échanges non naturels ($\Sigma\beta$, $\Sigma\delta$) domine dans ces deux réactions mais il semble que dans la réaction (1) la contribution de $\Sigma\delta$ soit plus importante.

L'étude de la production de méson exotique étrange dans la réaction :



a permis d'établir qu'il n'y a pas d'évidence pour l'existence de tels objets, même en supposant qu'ils peuvent se désintégrer en paire baryon-antibaryon. On a calculé des limites supérieures sur la section efficace de production de méson exotique K^{*+} et ces limites sont en accord avec les prédictions de la dualité à deux composantes.

J'insisterai sur la nécessité de continuer l'étude de la production d'états résonnants à l'arrière (exotiques ou non) à cause de l'intérêt des mécanismes d'échange de baryon et de la découverte des deux résonances étroites $p\bar{p}$ mises en évidence récemment.

APPENDICE I

LA MATRICE DE CORRELATION DES HODOSCOPES

La corrélation entre les deux hodoscopes est faite au moyen d'une matrice permettant de faire une sélection sur les cellules de H_1 et H_2 . Dès qu'un signal de déclenchement est reçu (venant essentiellement des compteurs sur le faisceau incident), une unité CAMAC enregistre l'état actuel des 17 hodoscopes avant et arrière ainsi que des 8 cellules du Cerenkov. Le mot de 17 bits pour chaque hodoscope est recodé en un mot de 33 bits correspondant aux 33 cellules formées par le recouvrement des scintillateurs. 100 nanosecondes après que ce signal de déclenchement est reçu, un signal TRUE ou FALSE est produit [10].

Le signal TRUE est produit si et seulement si les deux conditions suivantes sont remplies simultanément :

- au moins une diode a été allumée dans le tableau de la matrice 33×33 , à une position (F_i, B_j) , où F_i et B_j représentent les numéros de cellules dans les hodoscopes avant et arrière qui sont non nuls dans les mots codés des hodoscopes,

- aucune diode n'a été allumée à une position (B_j, C_k) (avec $k = 1, 2, \dots, 8$) d'une seconde matrice, où B_j et C_k correspondent à des numéros de cellules de l'hodoscope arrière et du Cerenkov non nuls. Si ces deux conditions ne sont pas remplies simultanément un signal FALSE est produit et le déclenchement n'a pas lieu ; l'événement est rejeté.

Cette matrice peut aussi être utilisée dans un mode "hodoscope only" en négligeant la deuxième condition ci-dessus ou dans un mode "forced true" en négligeant à la fois les deux conditions. Ces deux modes sont utilisés essentiellement pour des tests et des études de déclenchement. Le schéma de cette logique est montré sur la figure 12. Le système doit être flexible pour permettre des changements rapides des conditions de corrélation choisie.

APPENDICE II

LE CALCUL DU STAGGERING DANS ROMEO

Avant de reconstruire les étincelles dans l'espace, il est nécessaire de corriger leurs positions affectées par le déplacement dû à la combinaison du champ magnétique de l'Oméga et du champ électrique entre les plaques.

Une méthode pour le calcul automatique et la correction de staggering a été incluse dans ROMEO. Le staggering est calculé pour chaque trace sur une vue et un module donnés ; chaque fois qu'une valeur est calculée, elle est gardée en mémoire ; si et seulement si le calcul n'est pas possible (dû par exemple à un nombre d'étincelles insuffisant) une constante, qui est la moyenne calculée d'après les événements précédents pour une vue et module donnés est alors utilisée.

La méthode de calcul du staggering est la suivante : le programme part de la fin du module considéré et essaie de trouver des étincelles dans les trois premiers gaps de polarité positive. Un cercle, passant par ces trois points est alors calculé dans le plan $Z = 0$. La distance, parallèle à l'axe Y, de ce cercle à toutes les étincelles de polarité opposée à l'intérieur de la limite des trois premiers points est alors calculée.

Ceci donne un nombre qui est égal à deux fois le staggering pour le module en question. Le processus est ensuite répété en utilisant les gaps de polarité négative pour l'ajustement du cercle

mais en partant, cette fois-ci, du début du module. Une valeur moyenne est alors calculée pour le staggering et toutes les étincelles, pour ce module et cette vue, seront corrigées en utilisant cette valeur.

Pour les étincelles non "pairées", le staggering est paramétrisé avec une formule du type :

$$d = a_{ij} + b_{ij} t_g \theta$$

où a_{ij} et b_{ij} sont des coefficients calculés pour chaque module et chaque vue et θ est l'angle entre la perpendiculaire à la plaque et la trace ; on a une valeur de θ pour chaque étincelle. Le staggering est typiquement de l'ordre de ± 3 mm. Il est important de remarquer que différentes valeurs du staggering sont calculées pour chaque vue et chaque module et que les vues sont corrigées indépendamment. Cette méthode est simple, rapide et marche bien pour toutes les traces qui ont un nombre suffisant d'étincelles par module (au moins trois étincelles d'une parité et une de parité opposée).

APPENDICE III

RECONSTRUCTION DES TRACES FAISCEAU

L'impulsion de chaque trace faisceau est obtenue en utilisant la paramétrisation suivante :

$$P = a_1 y_5 + a_2 y_5' - a_3 y_H + a_4 \quad (1)$$

où y_5 et y_5' sont respectivement la position en y et la pente de la trace sur la chambre proportionnelle B_5 ; y_H est la coordonnée y de la trace sur l'hodoscope du faisceau. Les a_i sont des paramètres à déterminer. Pour connaître y_5 et y_5' , on doit d'abord aligner les chambres proportionnelles du faisceau entre elles et les positionner correctement par rapport au système de référence de l'Oméga. L'alignement et la détermination des paramètres a_i se fait en utilisant des enregistrements déclenchés par des traces faisceau n'ayant pas interagi (cible vide, compteur veto enlevé et coïncidence entre le télescope du faisceau avec un petit compteur placé après les chambres à étincelles sur la trajectoire du faisceau). On extrapole ces traces jusqu'aux chambres proportionnelles en utilisant la carte de champ de l'Oméga. On positionne ensuite ces chambres de telle façon que les valeurs y et z déduites des digitisations des chambres proportionnelles soient centrées sur les valeurs extrapolées. Une fois les chambres proportionnelles positionnées, on utilise les digitisations enregistrées pour effectuer l'ajustement d'une trajectoire dans la région des chambres proportionnelles. Ceci donne pour chaque trace, les valeurs de y_5 , y_5' ainsi que z_5 et z_5' .

Les paramètres a_i et leur matrice de covariance sont obtenus en minimisant l'expression :

$$\chi^2 = \sum_{\text{traces}} \frac{(P_{\text{mesuré}} - a_1 y_5 - a_2 y_5' - a_3 y_H - a_4)^2}{\sigma}$$

avec $P_{\text{mesuré}}$ = impulsion mesurée par les plumbicons dans les chambres à étincelles

σ = erreur sur $P_{\text{mesuré}}$

Pour les événements obtenus avec le déclenchement normal, il suffira donc de calculer les y_5 , y_5' , z_5 et z_5' comme cela a été décrit auparavant, puis l'impulsion de la trace incidente en utilisant l'expression (1).

La connaissance de y_5 , y_5' , z_5 et z_5' et du champ magnétique, permet d'extrapoler à l'entrée de la cible, les coordonnées de la trace et ses cosinus directeurs.

APPENDICE IV

CORRECTIONS DUES AUX INTERACTIONS DE Λ DANS
LE COMPTEUR EN ANTICOÏNCIDENCE

Le compteur en anticoïncidence placé à la sortie de la cible est constitué de 0,45 cm de Tungstène et de 2,7 cm de scintillateur.

On sait que la section efficace totale d'interactions Λ -proton est égale à 35 mb et qu'elle est égale à 39 mb pour les interactions pp et pn. Donc toutes les valeurs données par les tables devront être corrigées d'un facteur 0,9 pour tenir compte du fait que la particule qui interagit avec le compteur est un Λ et non un proton.

Les diffusions élastique et inélastique seront traitées séparément car on suppose que la diffusion élastique de Λ dans le tungstène est peu importante (en général elle ne donne pas de véto et l'angle maximum de diffusion est toujours inférieur à 0,1 radian, ce qui est la variation autorisée de l'angle lorsqu'on extrapole la direction du Λ au vertex principal ou au faisceau, s'il n'y a pas de vertex).

1. La diffusion inélastique ou absorption

Nous allons considérer séparément l'absorption par le tungstène et l'absorption par le scintillateur :

. dans le tungstène :

La longueur d'absorption de protons est 10,3 cm ce qui donne 11,5 cm pour des Λ .

L'épaisseur de tungstène dans le compteur étant 0,45 cm, ceci correspond à 0,04 longueur d'absorption.

. dans le scintillateur :

La longueur d'absorption étant de 39,8 cm pour des protons elle est de 44,2 cm pour des λ , ce qui correspond, pour ce compteur à 0,06 longueur d'absorption.

2. La diffusion élastique

La diffusion élastique de λ sur le compteur provoque un véto si elle a lieu sur un proton du scintillateur mais pas si elle a lieu sur le tungstène où il s'agit presque toujours d'une diffusion à faible angle ; on la négligera.

Pour calculer la longueur de diffusion élastique on utilise la relation :

$$L_{\text{coll}} = \frac{A}{N(\sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{abs}})}$$

A = nombre atomique

N = densité

or

$$L_{\text{abs}} = \frac{A}{N \cdot \sigma_{\text{abs}}} \quad L_{\text{el}} = \frac{A}{N \cdot \sigma_{\text{el}}}$$

(coll = collision, abs = absorption, el = élastique)

On en déduit :

$$L_{\text{el}} = \frac{1}{\frac{1}{L_{\text{coll}}} - \frac{1}{L_{\text{abs}}}} = 67,23 \text{ cm}$$

que l'on corrige pour un λ ce qui donne $L_{\text{el}} = 74,7$ cm, et correspond à 0,036 L_{el} pour le scintillateur. Or NaI consiste an 43% de protons

et 57% de neutrons. On en déduit le nombre de Λ perdus :

$$0,036 \times 43\% = 0,016\%$$

et le nombre de Λ diffusés élastiquement :

$$0,036 \times 57\% = 0,020\%$$

Les pertes totales de Λ dans le compteur en anticoincidence sont donc :

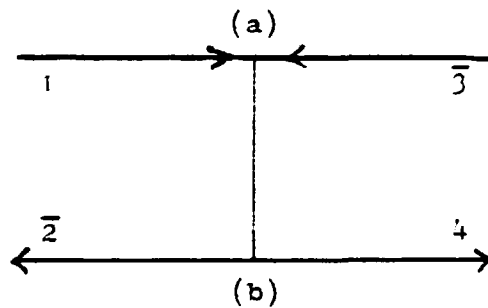
$$4\% + 6\% + 1,6\% = 11,6\%$$

On en a tenu compte lors des calculs de sections efficaces.

APPENDICE V

POINTS SENSE ET NON SENSE

Considérons le diagramme d'échange pour la réaction
 $1 + 2 \rightarrow 3 + 4$:



où l'on échange un pôle de Regge dans le canal t . Désignons par $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4$ les hélicités des quatre particules.

Au vertex (a) la composante totale J_z de moment angulaire est

$$\lambda_a = \lambda_3 - \lambda_1$$

De même au vertex (b) :

$$\lambda_b = \lambda_2 - \lambda_4$$

Considérons une trajectoire de baryon (par exemple) à une valeur demi entière de J ; $\alpha = J$.

La transition (a) est appelée

$$\text{transition sense si } J \geq |\lambda_a| \quad (1)$$

$$\text{transition non sense si } J < |\lambda_a| \quad (2)$$

et de même pour le vertex (b).

On peut remarquer que seulement une transition sense est compatible avec la conservation du moment angulaire, puisqu'on doit toujours avoir $J \geq |J_z|$.

Dans le cas où la condition (1) (resp. 2) est remplie, le point $\alpha = J$ est appelé point sense (resp. point non sense) pour la transition au vertex.

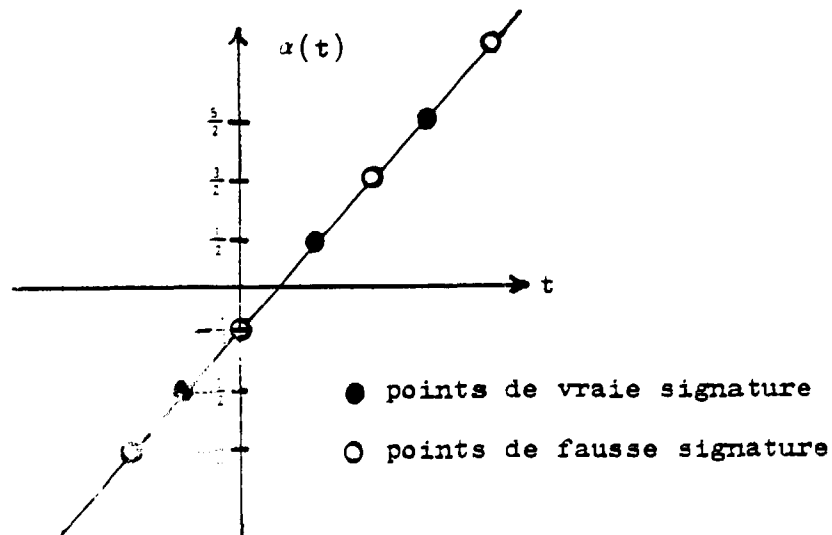
La condition (1) doit être vérifiée aux deux vertex pour que le point α soit un point sense.

POINT DE VRAIE ET FAUSSE SIGNATURE

Sur une trajectoire de Regge, les points espacés par $\Delta\alpha = 2$ à partir de la particule située le plus bas sur cette trajectoire, sont appelés points de vraie signature.

Dans le cas des trajectoires de nucléons, les points de vraie signature correspondent à $\alpha = \frac{1}{2}, \frac{5}{2}, \dots, -\frac{7}{2}, -\frac{3}{2}, \dots$

Les points de fausse signature sont espacés des précédents de $\Delta\alpha = 1$ et correspondent dans ce cas aux valeurs demi entières situées entre les points de vraie signature : $\alpha = -\frac{5}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{7}{2}, \dots$



Les points de fausse signature correspondant à des valeurs de t négatives provoquent l'annulation de l'amplitude correspondant à cet échange et sont responsables de creux dans la distribution de $\frac{dg}{dt}$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] The Omega Project - Omega Project Working Group. N.P. Division Internal Report 68-11, 1st May 1968.
- [2] Status report on Omega apparatus and Omega experiments, D. TREILLE, NP/OM/632, 2 October 1974 - S.L.A.C. Topical Conference - August 1974.
- [3] O. GILDEMEISTER, International Conference on Instrumentation for High Energy Physics - Frascati 1973.
A. MICHELINI, "Spectrometers for High Energy Physics" International Conference on Instrumentation for High Energy Physics - Frascati 1973 (633).
- [4] P. FLEURY et al., Omega "Geometry 2" layout, CERN, July 1972.
- [5] J. GARVEY et al., CERN NP/JG/VSS (1972).
J.GARVEY et al., T.V. Cameras in High Energy Physics Experiments - International Conference on Instrumentation for High Energy Physics - Frascati 1973 (487).
- [6] J. DOWELL et al., A proposal to build a plumbicon camera system for Omega, PHI/COM-71/4, 11 January 1971, Electronics Experiments Committee.
- [7] I.F. CORBETT, The Omega P9 beam, December 1971, Rapport interne CERN.
- [8] Large acceptance atmospheric pressure Cerenkov counter for the Ω magnet - Proposal.
- [9] J.V. JELLEY, Cerenkov radiation and its applications, Pergamon Press (1958).

- [10] R.W. HARTUNG et al., A large scale 3-dimensional coincidence matrix system used at the Omega Spectrometer at CERN - International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati 1973 (448).
- [11] F. BOURGEOIS, H. GROTE and J.C. LASSALLE, Pattern Recognition Method for Omega and SFM spark chamber experiments, DD/DH/70-13.
- [12] H. GROTE, M. HANSROUL, J.C. LASSALLE and P. ZANELLA, Identification of digitized particle trajectories, International Computing Symposium 1973, North Holland Publication Company 1974.
- [13] D.R.O. MORRISON, Physics Letters 22, 528 (1966).
- [14] B.E.Y. SVENSSON, Proceedings of the 1967 CERN School of Physics, Rättvik, May 21-June 3, 1967, Vol. II, CERN 67-24.
- [15] R. OMNES, M. FROISSART, Mandelstam theory and Regge poles (1963).
- [16] N. SCHMITZ, High Energy Reactions, Herbstschule für Hochenergiephysic, Maria Laach, 25.9-3.10.1970. L. MOSCOCO, Thèse d'Etat, Université PARIS-SUD (1973)
- [17] S.W. Mac DOWELL, Phys. Rev. 116, 774 (1959).
- [18] J.P. ADER et al., Nucl. Phys. B58, 621 (1973).
- [19] J. OREAR et al., Phys. Rev. Letters 21, 389 (1968).
- [20] W.F. BAKER et al., Phys. Letters 28B, 291 (1968).
- [21] D.P. OWEN et al., Phys. Rev. 181, 1794 (1969).
- [22] J.P. CHANDLER et al., Phys. Rev. Letters 23, 186 (1969).
- [23] L. DICK et al., Nucl. Phys. B43, 522 (1972).

- [24] R.C. CHASE et al., Phys. Rev. Letters 22, 1137 (1969).
- [25] J.P. BORIGHT et al., Phys. Letters 33B, 615 (1970).
- [26] L. DICK et al., IPN Orsay, preprint 1972.
- [27] D.J. CRENNEL et al., Phys. Rev. Letters 23, 1347 (1969).
Amsterdam-CERN-Nijmegen-Oxford Collaboration, International
Conference on High Energy Physics, PALERMO 1975,
CERN/D.Ph.II/PHYS 75-20.
- [28] W. BEUSCH et al., Nucl. Phys. B19, 546 (1970).
M. PEPIN et al., Phys. Letters 26B, 35 (1967).
P. ASTBURY et al., Nucl. Phys. B99, 30 (1975).
- [29] Thèse Michael George GREEN - Neutral strange particles
produced in π^-p interactions - Imperial College - London
S.W., 7 April 1970.
- [30] K.J. FOLEY et al., Phys. Rev. D10, 2763 (1974).
- [31] V. BARGER, D. CLINE and J. MATOS, Phys. Letters 29B, 121 (1969).
- [32] N.P. SAMIOS, M. GOLDBERG and B.T. MEADOWS, Rev. of Modern
Physics 46, 49 (1974).
- [33] J.J.J. KOKKEDEE, The Quark Model (W.A. BENJAMIN Inc. New York
1969).
- [34] New Directions in Hadron Spectroscopy. Proc. of the Summer
Symposium held at Argonne National Laboratory, July 1975,
ANL-HEP-CP-75-58.
- [35] D. COHEN, Review of Exotic Mesons, Proc. of the 4th Internatio-
nal Conference on Experimental Meson Spectroscopy, Boston,
1974-Columbia University N.Y. 10027.

- [36] B.B. BRABSON - Exotics, baryon exchange and charm -
Proc. of the A.I.P.
Conference on Particles and Fields, Williamsburg 1974
(American Institute of Physics, New York 1975) 314.
- [37] V. BARGER, Phys. Rev. 146, 1080 (1966).
- [38] C. SCHMID, What is Duality ? TH.1128-CERN-Invited Paper at
the Royal Society Discussion Meeting on Duality, London, 5
June 1969.
- [39] A. EIDE et al., Nucl. Phys. B60, 173 (1973).
- [40] C.W. AKELOF et al., University of Michigan preprint (1974).
- [41] H.W. ATHERTON et al., Phys. Letters 42B, 522 (1972).
- [42] R.L. COOL, - Hyperon resonances - Duke Univ. Durham 1970, p.47.
- [43] G. GIACOMELLI, Nucl. Phys. B71, 138 (1974).
- [44] A.S. CARROLL, Phys. Letters 45B, 531 (1973).
- [45] B.C. WILSON, Nucl. Phys. B42, 445 (1972).
- [46] J.P. DOWELL et al., - Hyperon resonances - Duke Univ. Durham
1970, p. 53.
- [47] E. LESQUOY et al., Nucl. Phys. B63, 54 (1973).
E. LESQUOY, Thèse d'Etat, Université Paris Sud (1977).
- [48] D. COHEN et al., Nucl. Phys. B53, 1 (1973).
- [49] D. COHEN, Ph. D. Thesis, University of Rochester 1973,
University of Rochester Report UR-447.

- [50] R. VANDERHAGEN et al., Phys. Letters 24B, 493 (1967).
- [51] W.M. KATZ et al., Phys. Letters 31B, 329 (1970).
- [52] G. GIACOMELLI et al., Phys. Letters 33B, 373 (1970).
- [53] J.L. ROSNER, Phys. Rev. Letters 21, 950 (1968),
22, 689 (1969).
- [54] M.S. ALAM et al., Phys. Letters 53B, 207 (1974).
- [55] H.J. LIPKIN, Phys. Rev. D7, 237 (1973),
D7, 2262 (1973).
- [56] E.W. ANDERSON et al., Phys. Rev. Letters 22, 102 (1969).
- [57] C. BALTAY et al., Phys. Letters 57B, 293 (1975).
- [58] M. JACOB and J. WEYERS, Nuovo Cimento 69A, 521 (1970),
70A, 285 (1970).
- [59] D. HORN et al., Phys. Rev. Letters 17, 1200 (1966).
- [60] D. FAJMAN et al., Phys. Letters 43B, 307 (1973).
- [61] P.G.O. FREUND et al., Nucl. Phys. 13B, 237 (1969).
- [62] J.L. ROSNER, Phys. Rev. D6, 2717 (1972).
- [63] F. NAVACH et al, Search for non-strange exotic mesons produced via baryon exchange, LAL 1291 (Décembre 1976).
- [64] P. BENKHEIRI et al, Evidence for two narrow $p\bar{p}$ resonances at 2020 MeV and 2200 MeV, LAL ORSAY P-1977 B, 21 avril 1977.

[65] A.S. CARROLL et al, Phys. Rev. Letters 32 (1974) 247.

R. DIEBOLD, in "Proceedings of the sixteenth International Conference on High Energy Physics," the University of Chicago and National Accelerator Laboratory (1972) - edited by J.D. JACKSON and A. ROBERTS(N.A.L., Batavia, 1973), Vol. 3, p.1.

Manuscrit reçu le 6 février 1980

LISTE DES FIGURES

- Fig. 1 : Vue d'ensemble de l'aire expérimentale du Spectromètre Omega (avec le compteur Cerenkov à pression atmosphérique, les détecteurs de protons lents et de neutrons lents).
- Fig. 2 : L'aimant Omega, les chambres à étincelles sorties de l'aimant et les derniers éléments du faisceau.
- Fig. 3 : Vue en coupe de l'aimant.
- Fig. 4 : Système de coordonnées de l'Omega. Chambres Géométrie I et Géométrie II dans le plan horizontal XY (Les aires optiques sont hachurées).
- Fig. 5 : Vue latérale des chambres à étincelles (plan vertical XZ). Position des caméras par rapport à l'ensemble des chambres.
- Fig. 6 : Une caméra plumbicon.
- Fig. 7 : Schéma de l'ensemble des compteurs sur le faisceau.
- Fig. 8 : Le Compteur Cerenkov à pression atmosphérique.
a) plan horizontal XY
b) plan vertical XZ
- Fig. 9 : a) Disposition des miroirs à l'intérieur du Cerenkov.
b) Vue d'ensemble du Cerenkov avec l'hodoscope H1 sur la fenêtre avant. (Photos CERN)
- Fig. 10 : Hauteurs d'impulsion du Cerenkov en fonction de l'impulsion des particules incidentes. On a tracé la courbe :

$$I \approx \Delta n - \Delta p$$

- Fig. 11 : a) Variation des hauteurs d'impulsion en fonction de la position horizontale de l'impact des particules.
b) Variation des hauteurs d'impulsion en fonction de la position verticale.
- Fig. 12 : Schéma simplifié de la logique de la matrice de corrélation des hodoscopes.
- Fig. 13 : Premier système de déclenchement pour les Λ rapides. On utilise l'anticompteur V derrière la cible.
- Fig. 14 : Déclenchement de multiplicité avec les chambres proportionnelles PC1 et PC2.
- Fig. 15 : Disposition des lumières fiducielles par rapport aux intervalles de chambres à étincelles.
- Fig. 16 : Disposition des modules de Géométrie II autour de la cible. Position des marques fiducielles par rapport à ces modules.
- Fig. 17 : a) Sensibilité des caméras et des chambres en fonction du nombre de traces pour différentes hautes tensions.
b) Distorsions dues à l'Omega.
- Fig. 18 : Masse carrée effective ($p\pi^-$) pour tous les V^0 à 8 GeV/c.
- Fig. 19 : Masse carrée effective ($p\pi^-$) pour tous les V^0 à 12 GeV/c.
- Fig. 20 : Masse carrée effective ($\pi^+\pi^-$) en tenant compte des renseignements du Cerenkov.
- Fig. 21 : Distribution de la coordonnée X du vertex principal
a) Cible pleine
b) Cible vide.

- Fig. 22 : Spectre d'impulsion des Λ retenus.
- Fig. 23 : Spectre de masse carrée effective ($\pi^+\pi^-$) pour les événements candidats Λ .
- Fig. 24 : Deux exemples d'événements typiques avec un Λ . Le proton provenant de la désintégration du Λ est corrélé aux hodoscopes.
- Fig. 25 : Temps de vie du Λ . La droite représente la vie moyenne du Λ donnée par les tables.
- Fig. 26 : Angle azimutal d'émission du Λ .
- Fig. 27 : Distribution angulaire d'émission du proton par rapport à la direction du Λ .
- Fig. 28 : Polarisation des K^0 reconnus.
- Fig. 29 : Masse manquante carrée au Λ pour tous les événements, (toutes topologies, aucune coupure)
- Fig. 30 : Masse manquante carrée au Λ :
- a) pour les événements de la topologie :
$$\pi^- p \rightarrow \Lambda + \text{neutres}$$
 - b) pour les événements compatibles avec l'hypothèse :
$$\pi^- p \rightarrow \Lambda K^+ \pi^-$$
 (événements à une branche et deux branches).
- Fig. 31 : Masse manquante carrée au Λ pour les événements des topologies suivantes :
- 101^+ , la particule manquante est un π^-
 - 101^- , la particule manquante est un π^+
 - 201 avec aucune particule manquante.
- et $E_{\text{manquant}} = P_{\text{manquant}} = 0$.

Fig. 32 : Masse manquante carrée au système $\Lambda K^+ \pi^-$ pour les événements de la topologie 201.

Fig. 33 : a) Masse manquante carrée à la réaction :



b) Masse manquante carrée à la réaction :

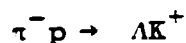


Fig. 34 : Efficacités calculées par Monte Carlo en fonction de $u' = u - u_{\max}$, pour les événements des réactions :



Fig. 35 : Section efficace totale de la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ comparée aux valeurs des références [28, 30], en fonction de l'impulsion des particules incidentes.

Fig. 36 : Séparation des contributions d'échanges naturels et non naturels dans les réactions :

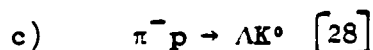
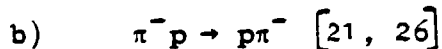
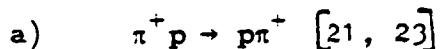


Fig. 37 : Diagrammes d'échange pour les réactions :

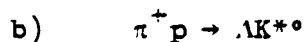
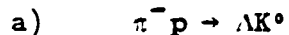


Fig. 38 : Diagramme de Chew-Frautschi des trajectoires Σ .

Fig. 39 : Section efficace différentielle $\frac{dc}{du}$, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ comparée aux résultats des références [28,30].

Fig. 40 : Variation de la pente de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du}$ en fonction de l'impulsion des particules incidentes. La section efficace différentielle a été paramétrisée par une expression de la forme :

$$\frac{d\sigma}{du'} = K e^{bu'}$$

et on a tracé la courbe théorique $b = 2 \alpha_1 \text{ Logs}$ qui devrait donner la dépendance de la pente b en fonction de s si la réaction avait lieu par l'échange d'une seule trajectoire de Regge de pente α_1 .

Fig. 41 : Section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du'}$, pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ comparée aux valeurs de la référence [30].

Fig. 42 : Polarisation du Λ dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ en fonction de u' comparée à une valeur moyenne des données à 4, 5 et 6,2 GeV/c [28].

Fig. 43 : Polarisation du Λ dans la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$ en fonction de u' .

Fig. 44 : Séparation des contributions d'échanges naturels et non naturels dans la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{du'}$:

- a) pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^0$
- b) pour la réaction $\pi^- p \rightarrow \Lambda K^*$.

Fig. 45 : Diagrammes d'échange pour des réactions pouvant procéder échange d'objets exotiques.

Fig. 46 : Sections efficaces différentielles pour les diffusions élastiques vers l'arrière à 5 GeV/c :

- a) $K^- p \rightarrow K^- p$ [39]
- b) $\bar{p} p \rightarrow \bar{p} p$ [39]

Fig. 47 : Dépendance en énergie de la section efficace différentielle pour des réactions procédant par échange d'objets non exotiques.

Fig. 48 : Dépendance en énergie de la section efficace différentielle pour des réactions ne pouvant pas procéder par échange d'objets non exotiques.

Fig. 49 : Dépendance en énergie de la section efficace différentielle pour la réaction :

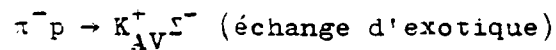


Fig. 50 : Quelques exemples de production d'objets exotiques par échange de mésons ou de baryons.

Fig. 51 : Diagramme d'échange et diagramme de quarks pour la réaction de production d'exotique :

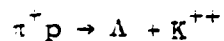
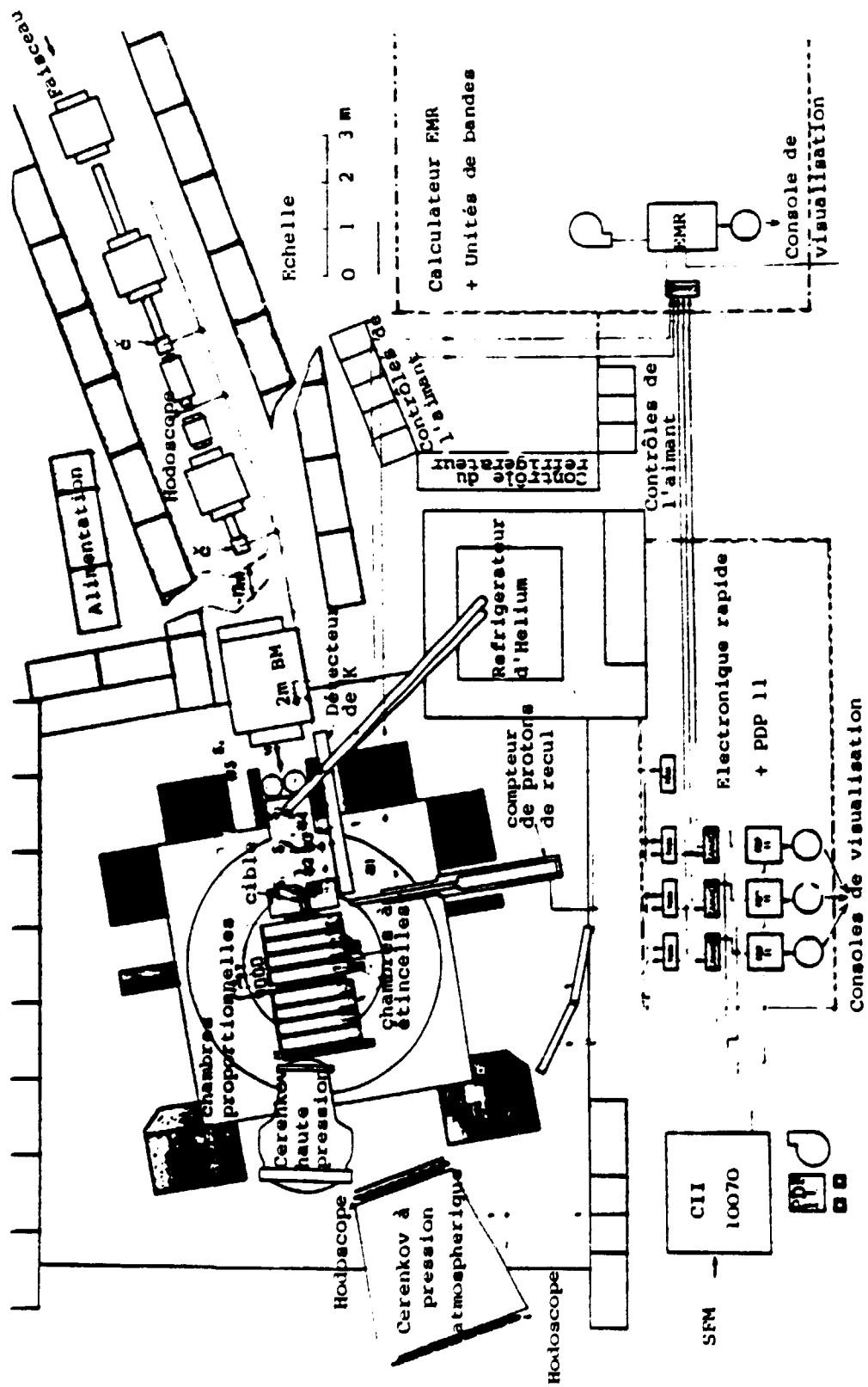


Fig. 52 : Masse manquante carrée au Λ

- a) pour tous les événements
- b) pour les topologies ayant 2 branches ou moins
- c) pour les topologies à plus de 2 branches.

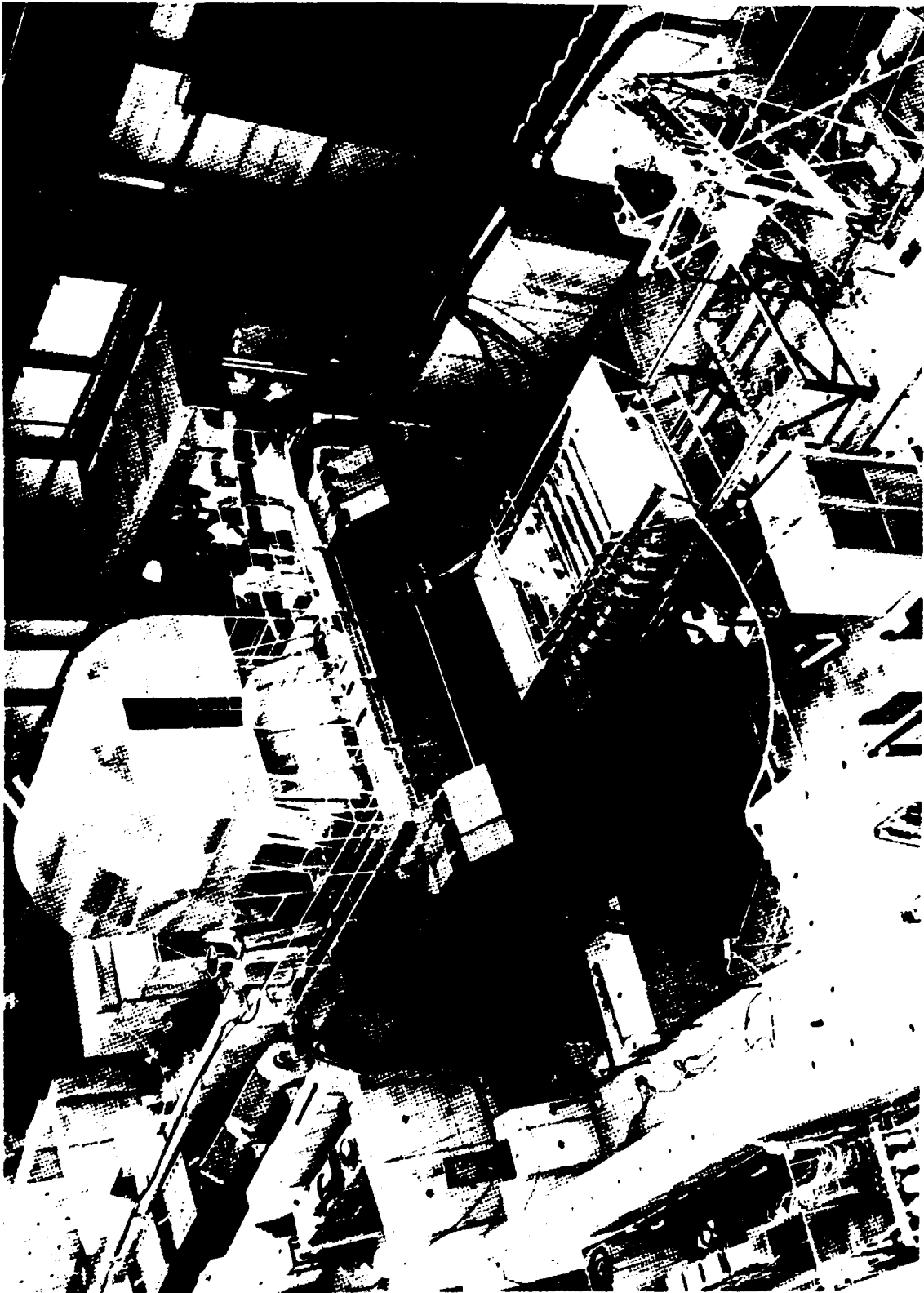
Les spectres hachurés représentent les événements pour lesquels :

$$u' > - 0,5 \text{ (GeV/c)}^2.$$



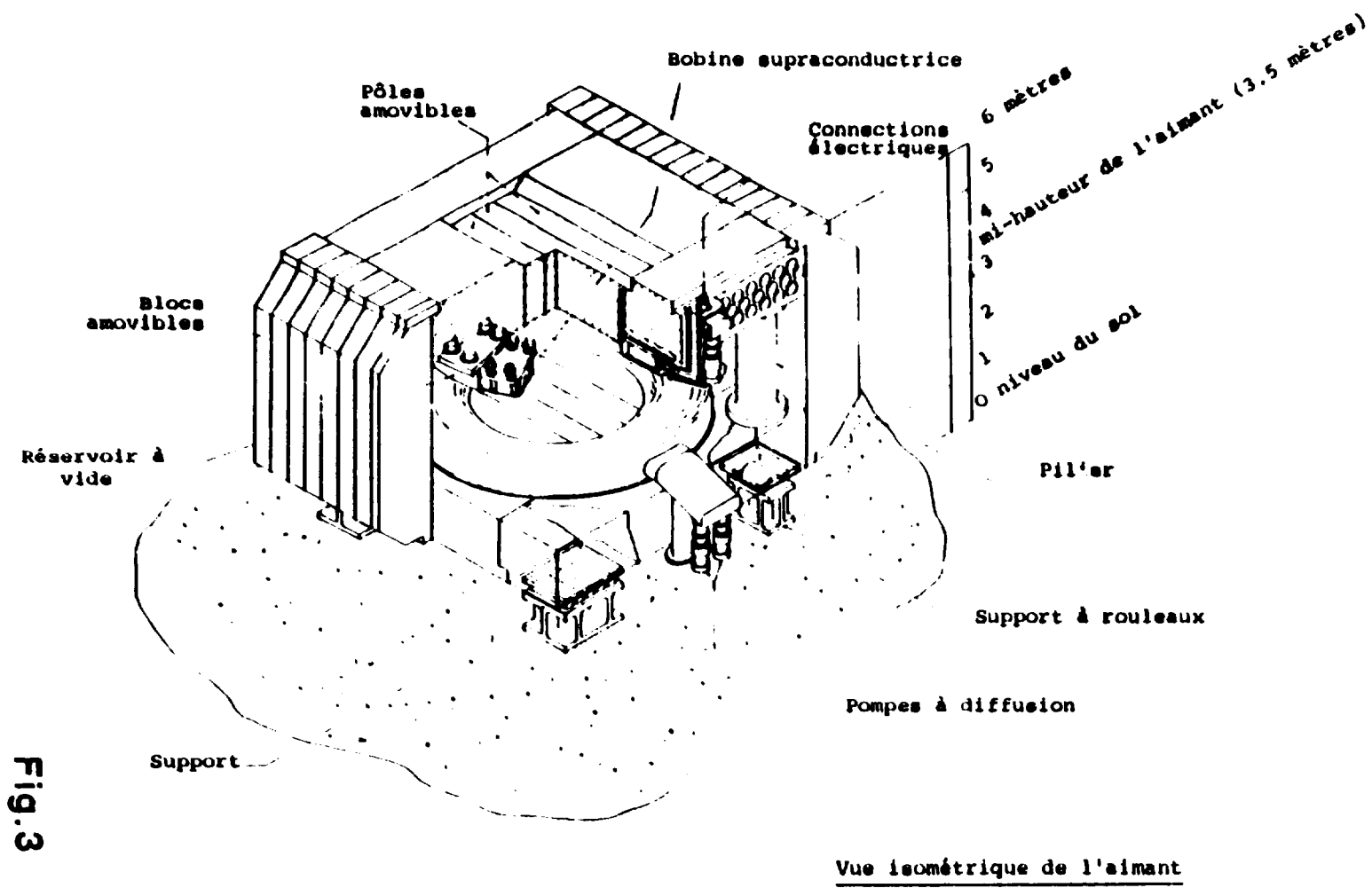
L'aire expérimentale de l'OMEGA

Fig. 1



L'Omega - L'aimant, les chambres à étincelles sorties,
l'abri des caméras et l'arrivée du faisceau.

Fig.2



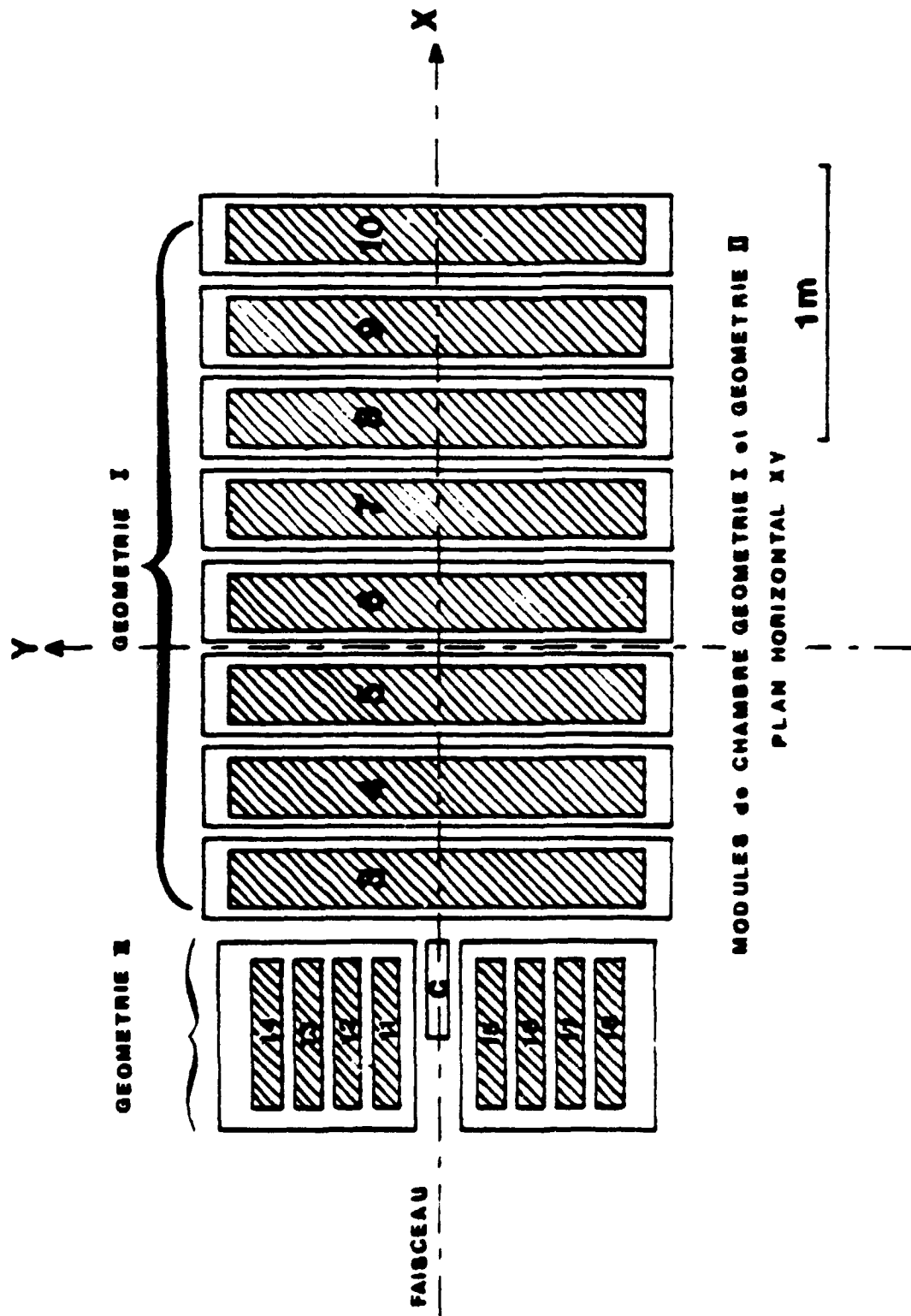


Fig. 4

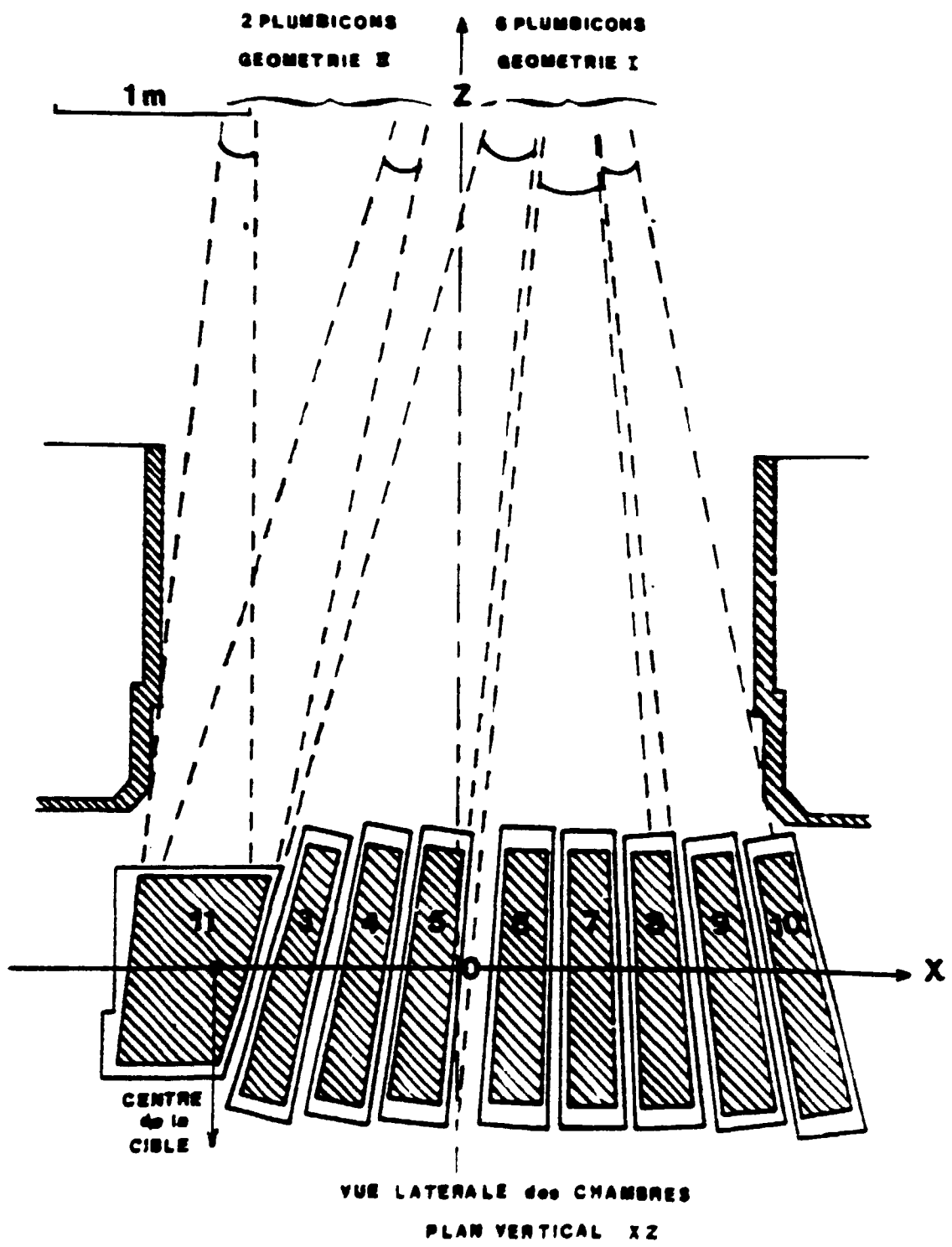
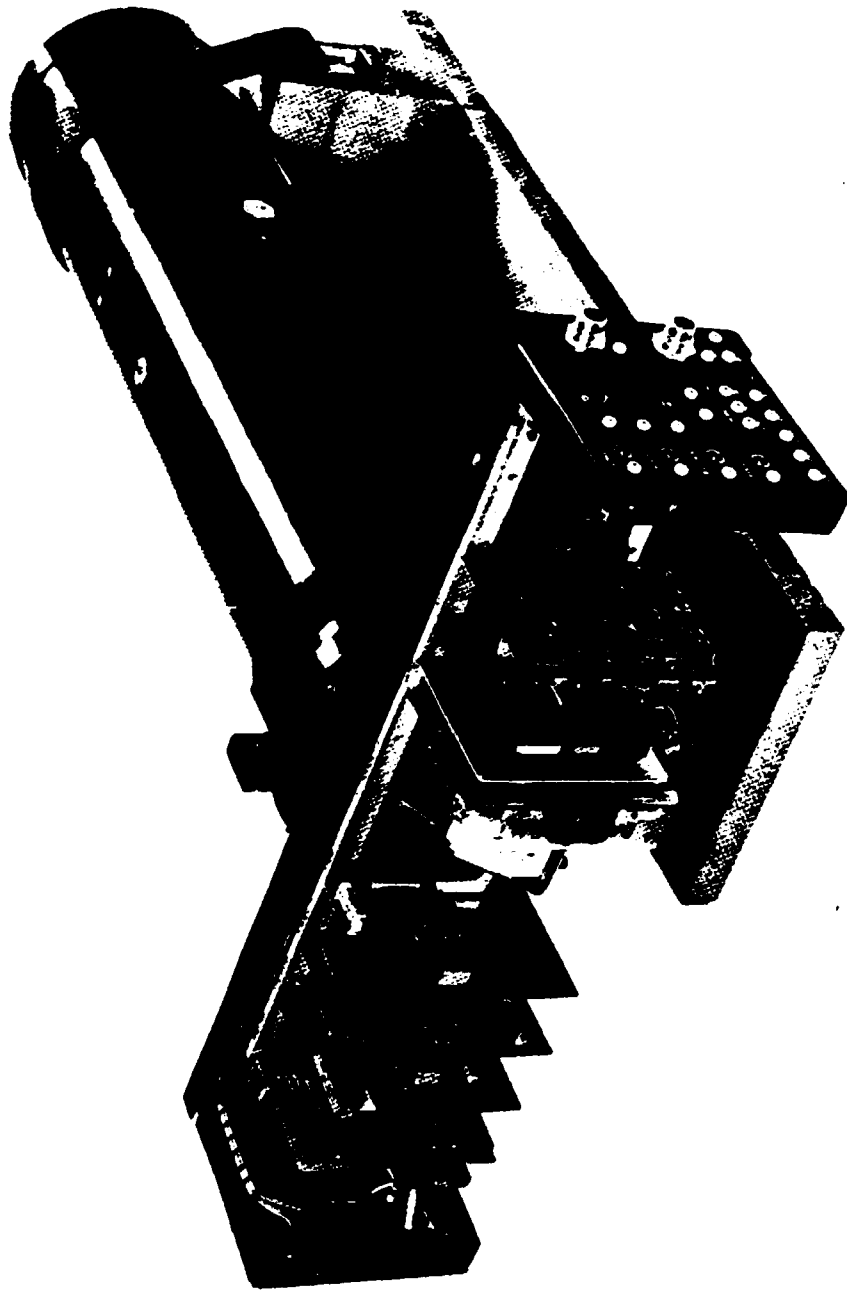


Fig. 5



Une caméra plumbicon

Fig.6

- CM \approx Aimant de compensation
- Q \approx Quadrupole
- Col. \approx Collimateur
- M \approx Aimant
- B.S. \approx Fermeture du faisceau
- C \approx Cerenkov de détection des π^+
- $\dot{C}_{k1}, \dot{C}_{k2}$ \approx Cerenkov de détection des K^+

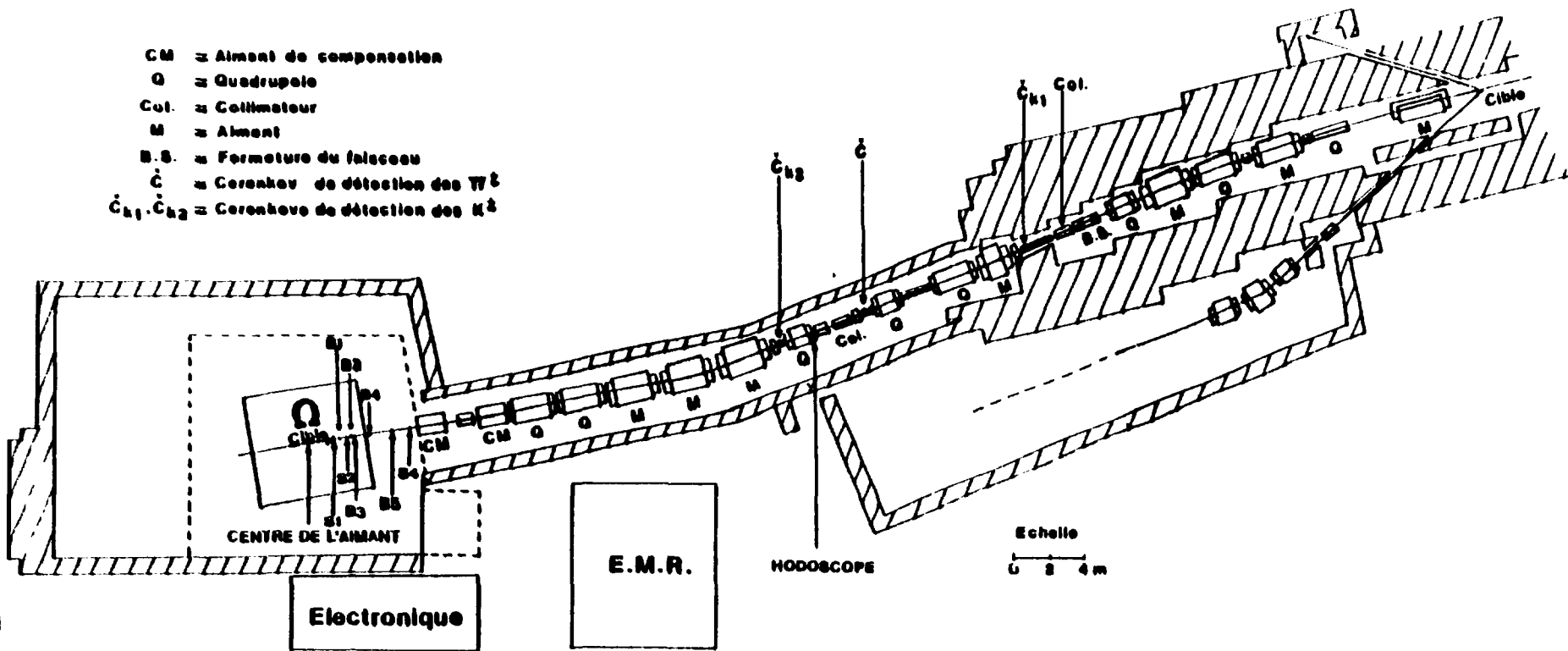
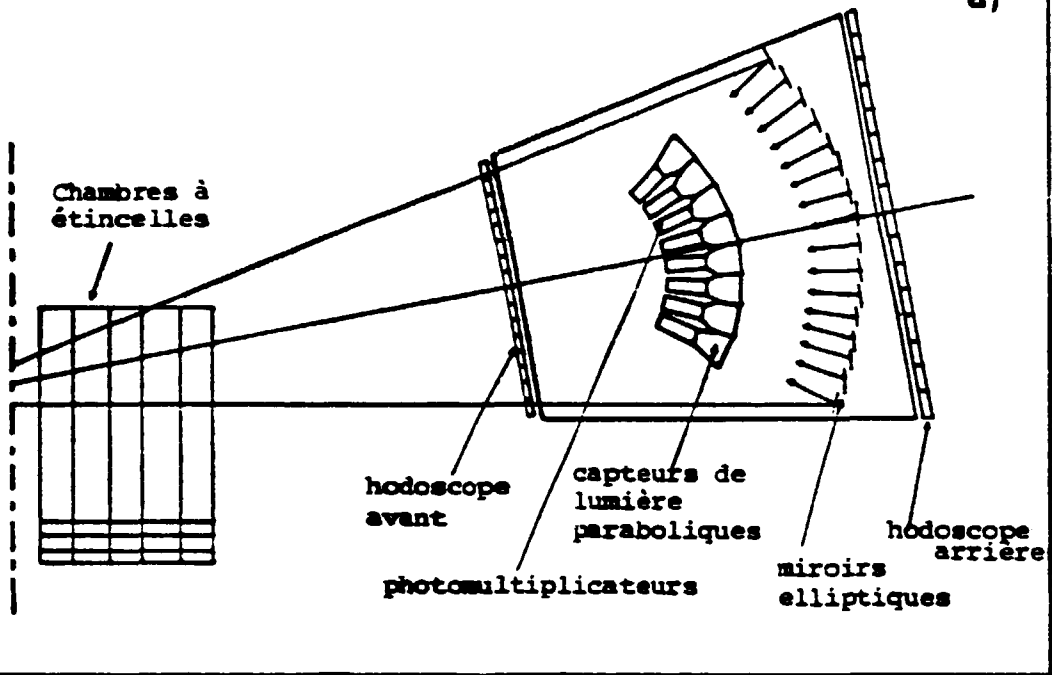


Fig. 7

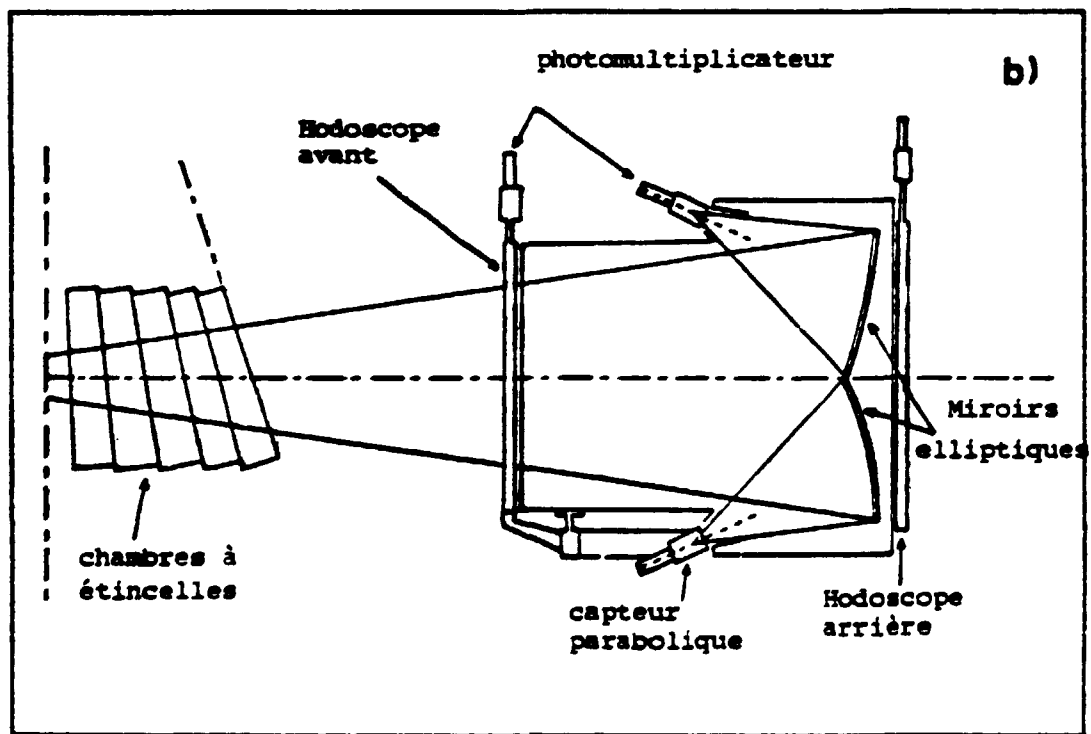
Le faisceau Omega P9

Echelle 1/33

a)



b)



Le ČERENKOV à pression atmosphérique

Fig.8

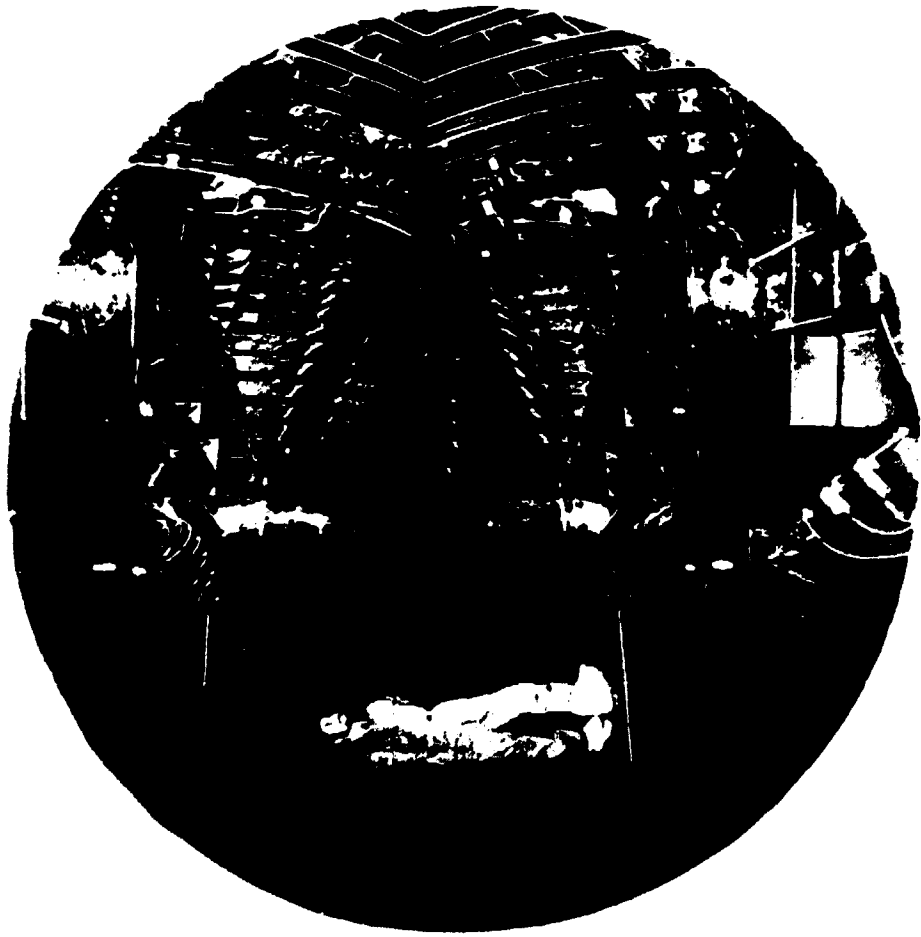


Fig. 9

Hauteur d'impulsion

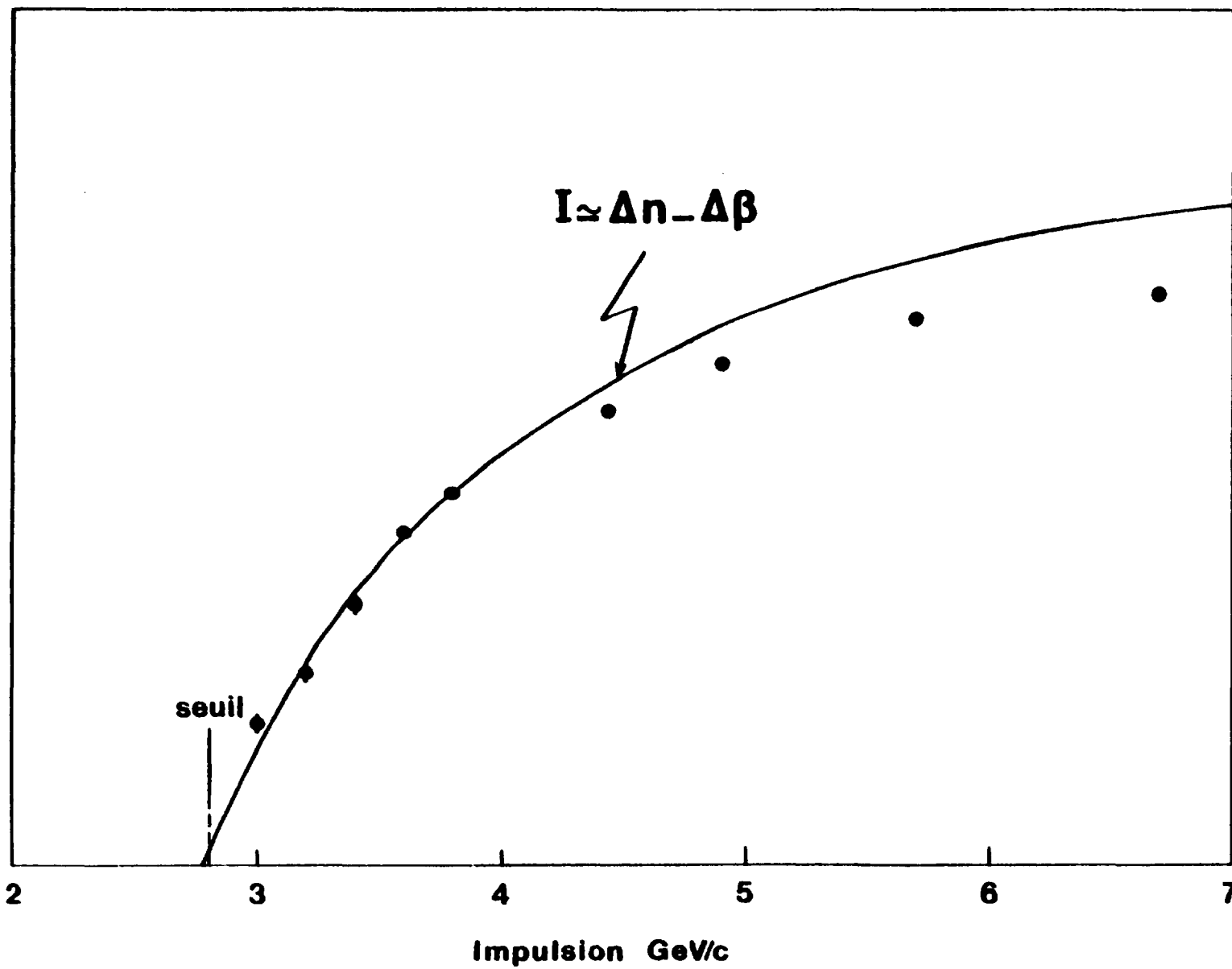


Fig.10

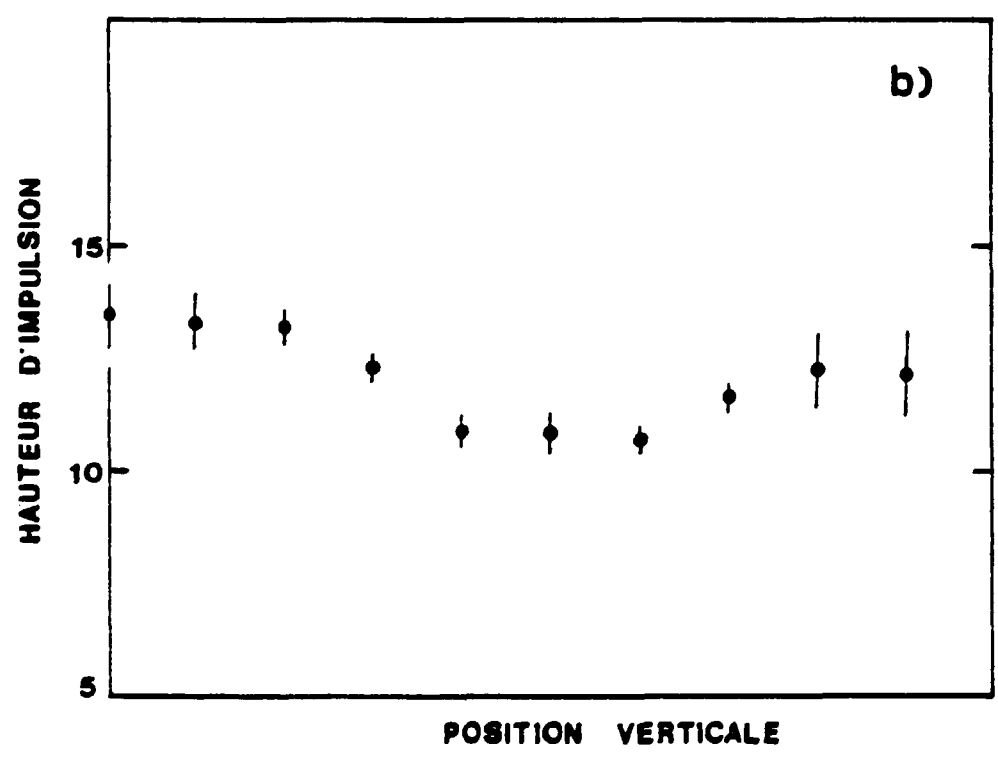
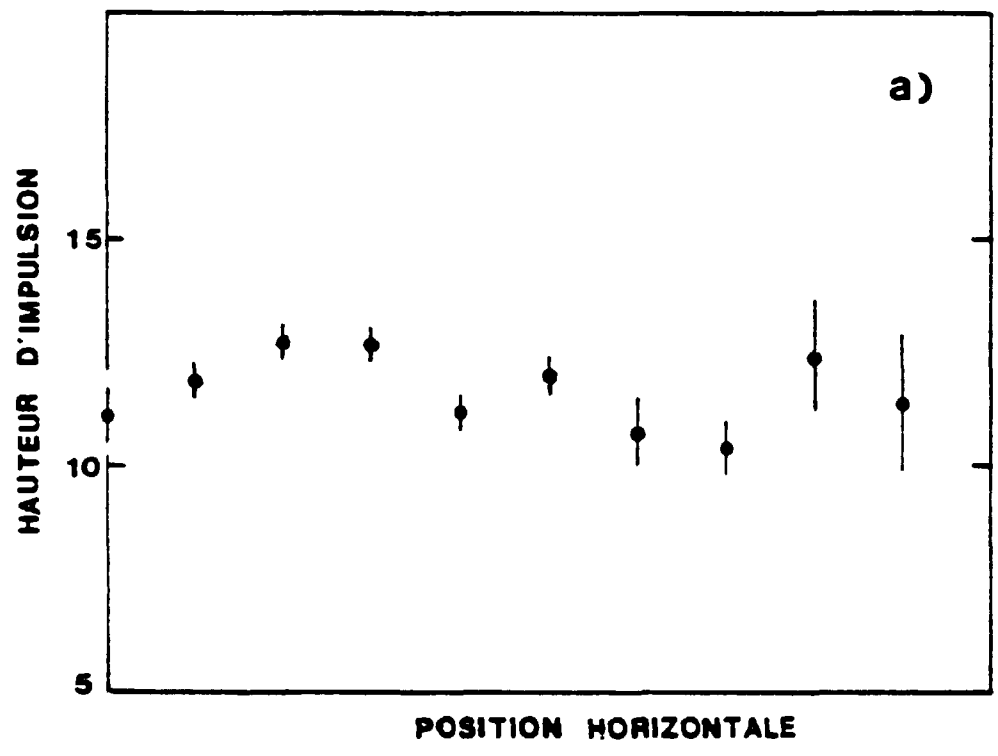


Fig.11

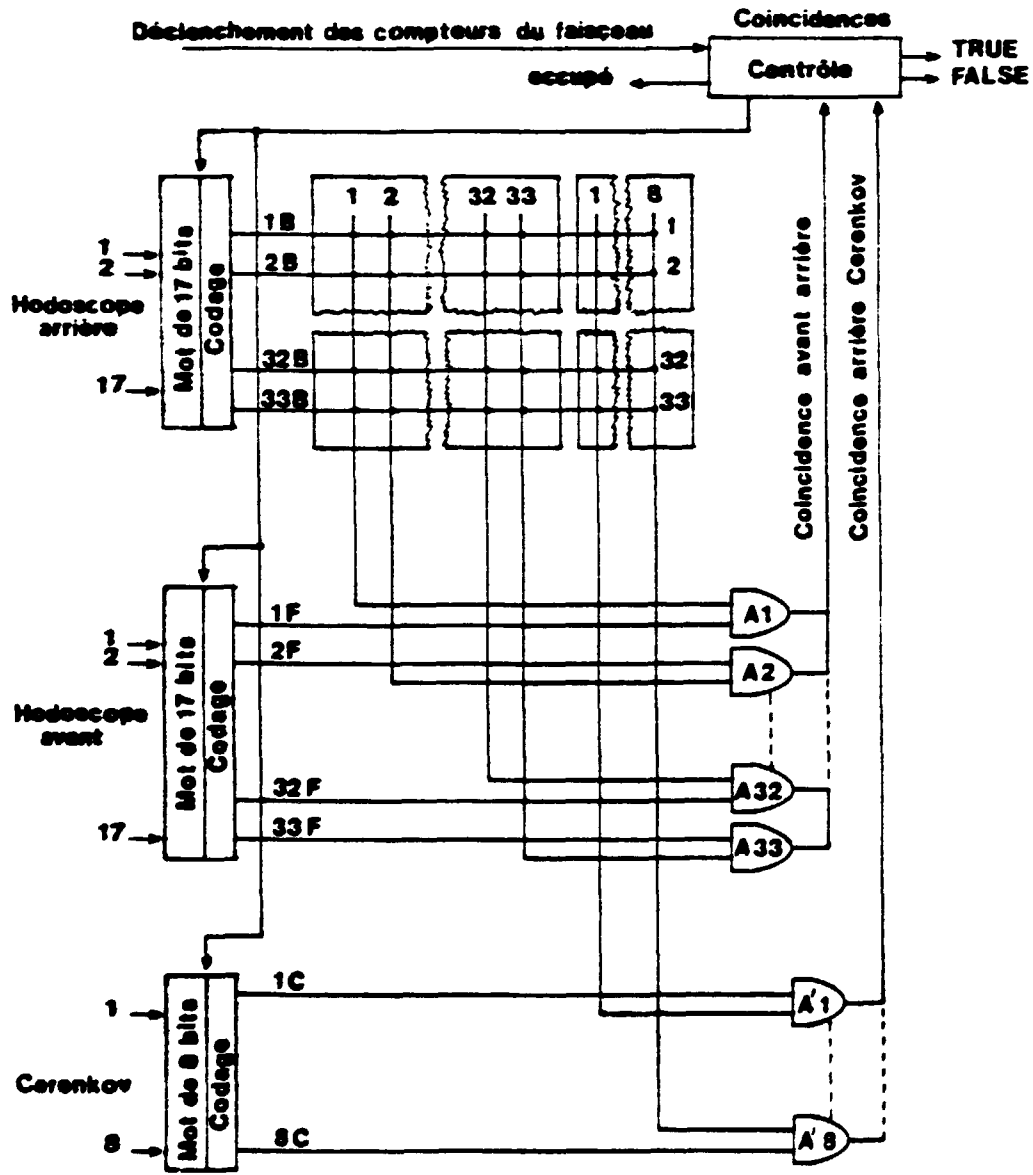


Fig. 12

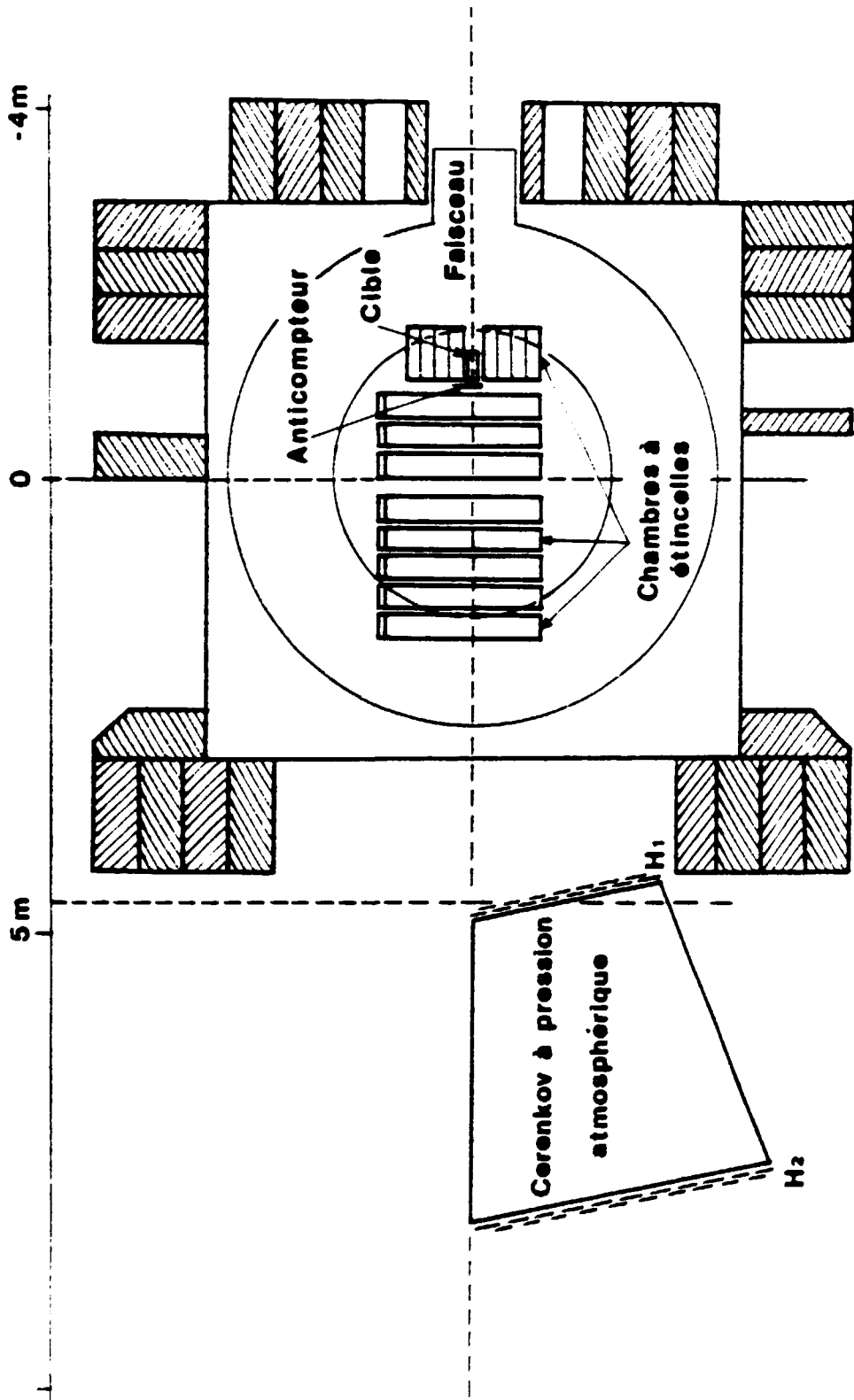


Fig. 13

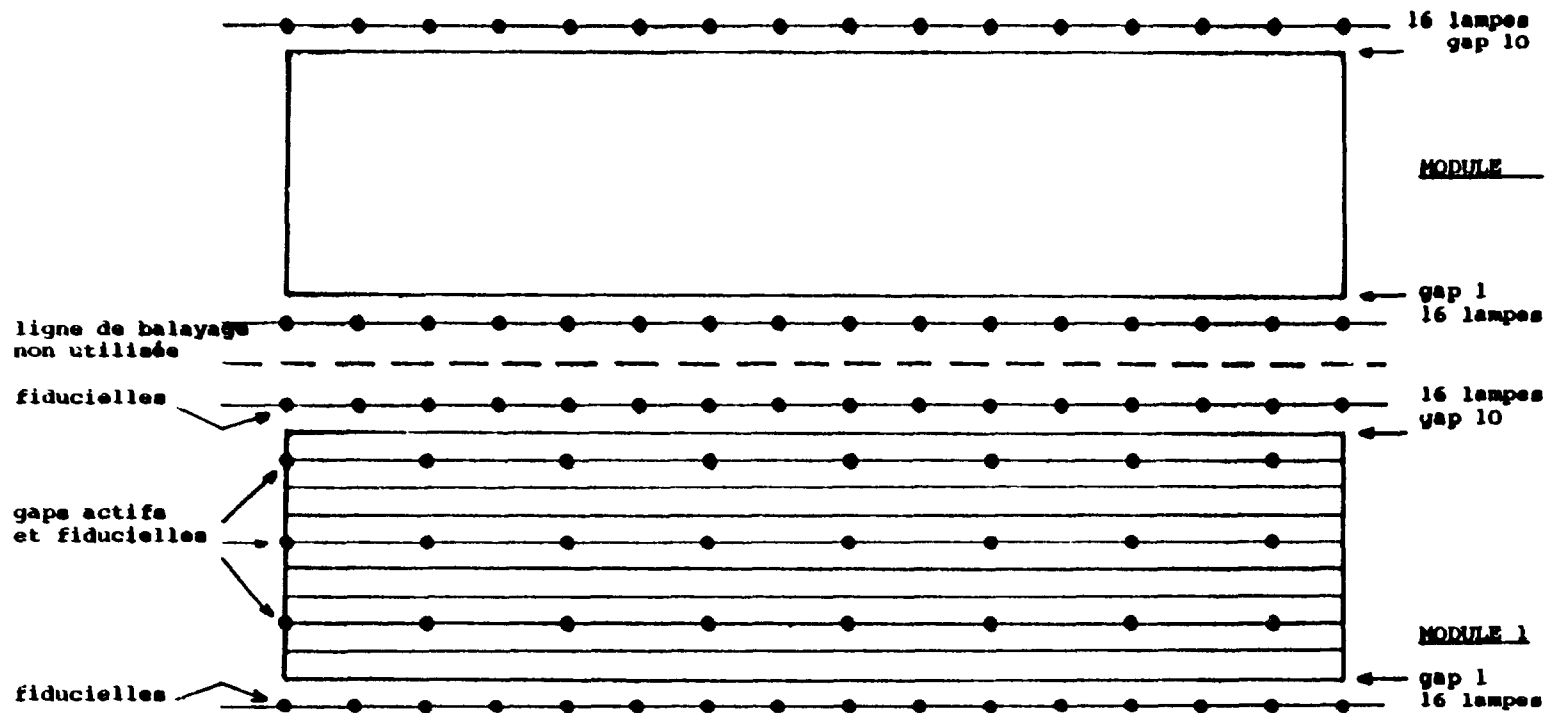
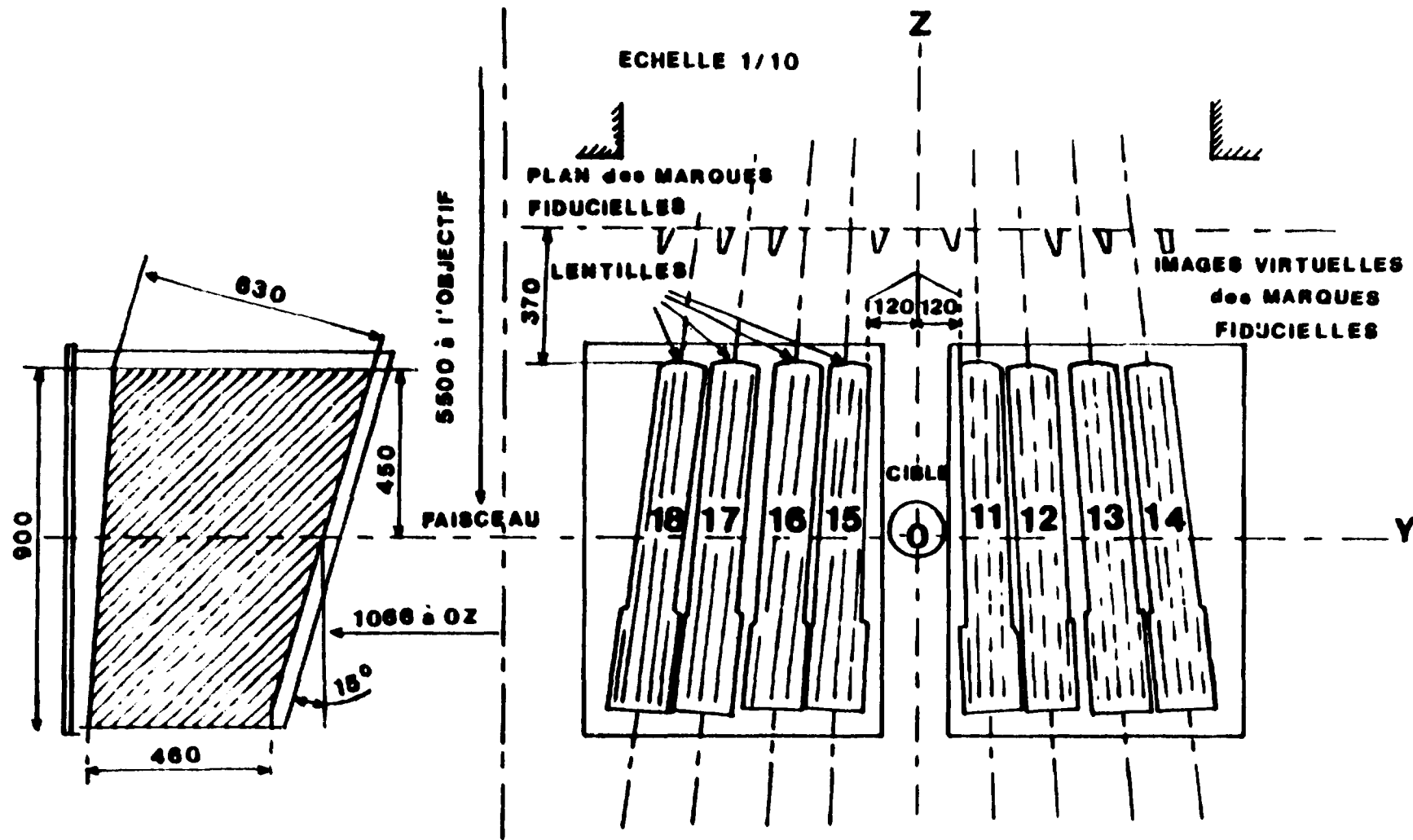


DIAGRAMME MONTRANT L'ARRANGEMENT DES LUMIERES FIDUCIELLES ET LEUR POSITION PAR RAPPORT AUX LIGNES DE BALAYAGE

Fig.15



ECHELLE 1/10

PLAN des MARQUES FIDUCIELLES

LENTILLES

IMAGES VIRTUELLES des MARQUES FIDUCIELLES

5500 à l'OBJECTIF

FAISCEAU

CIBLE

MODULES de GEOMETRIE X AUTOUR de la CIBLE

Fig. 16

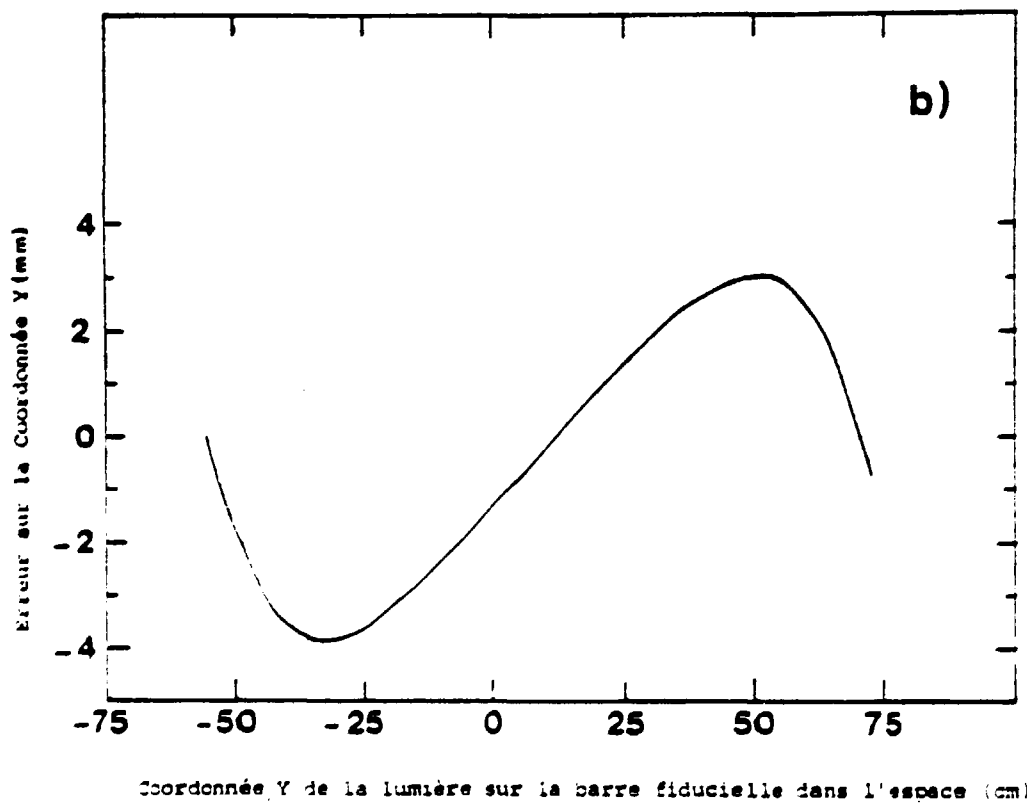
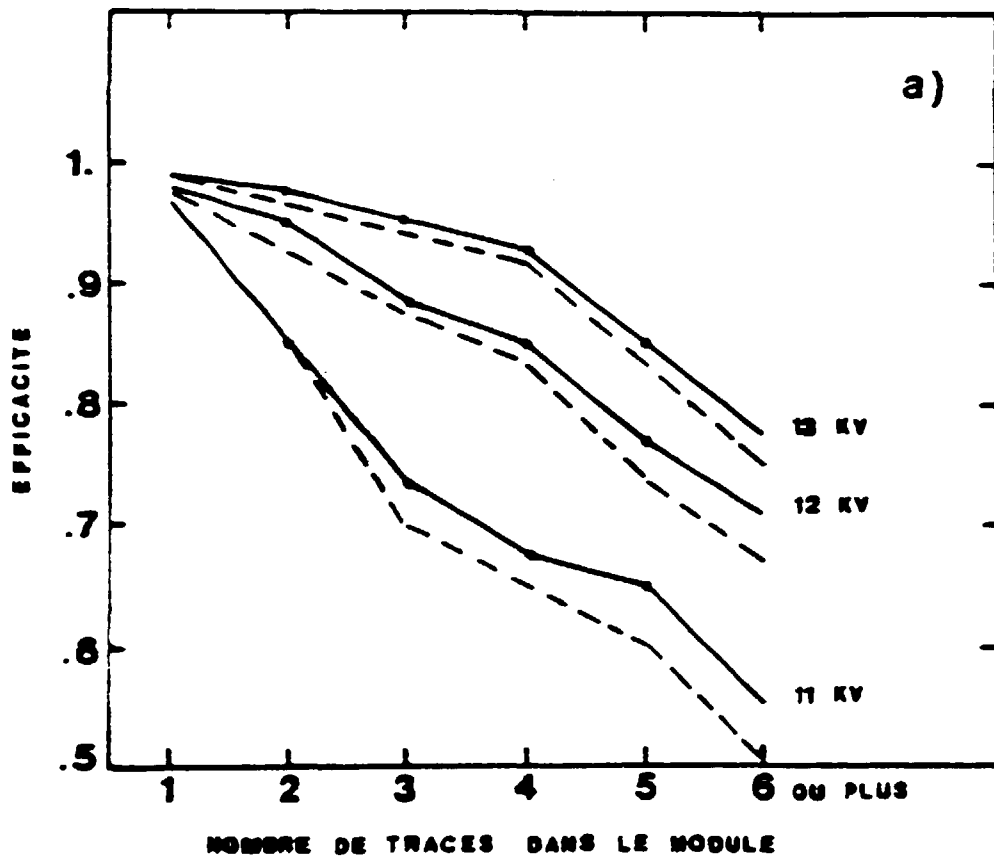


Fig.17

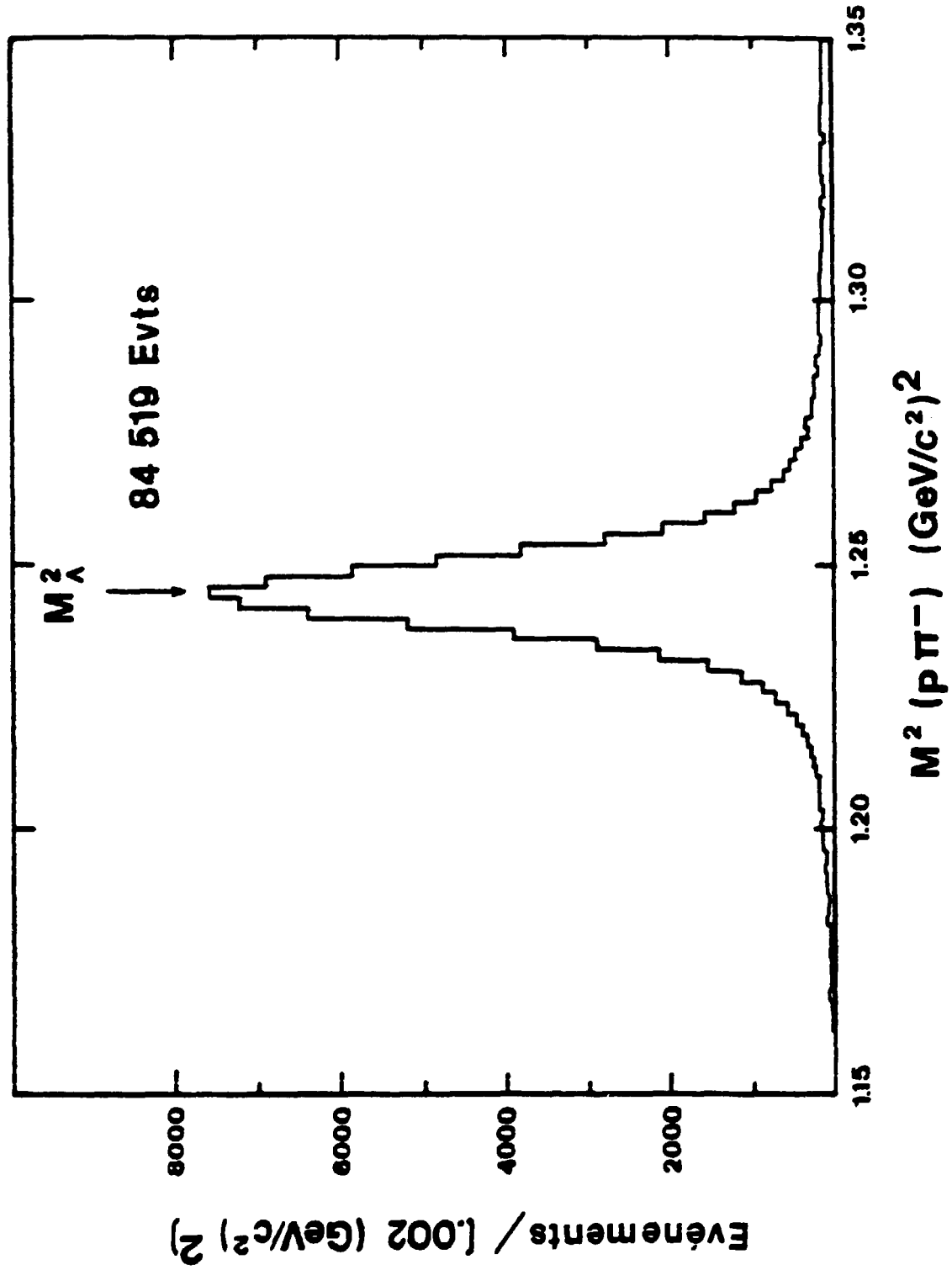


Fig.18

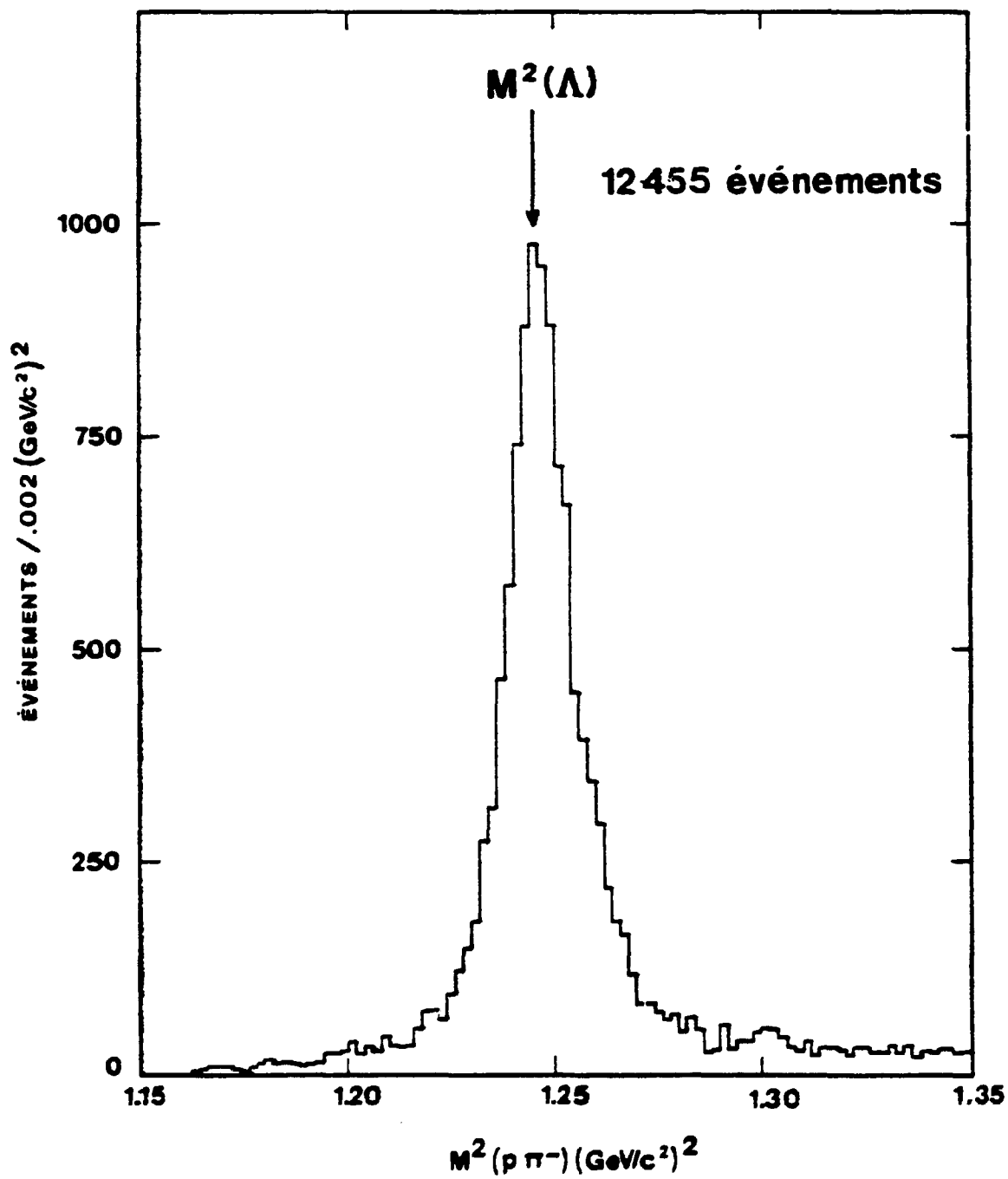


Fig.19

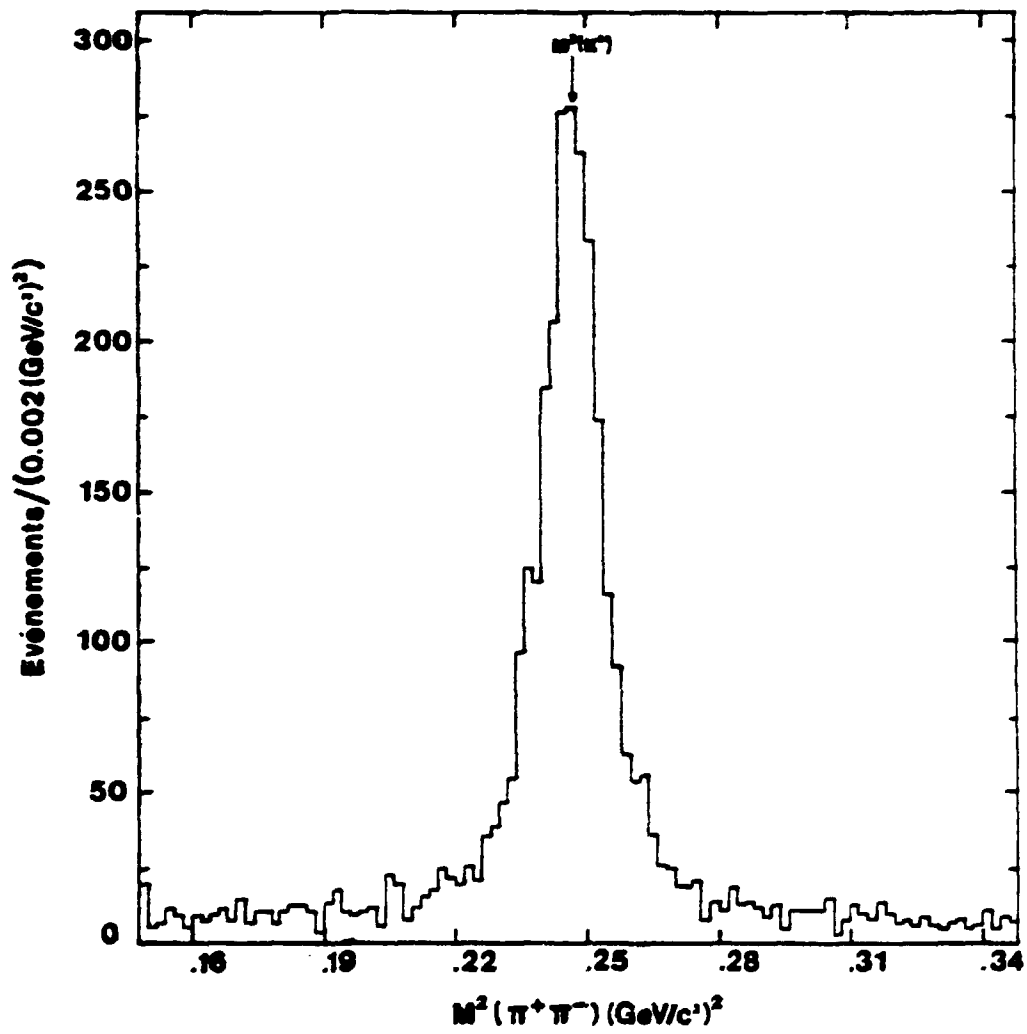


Fig. 20

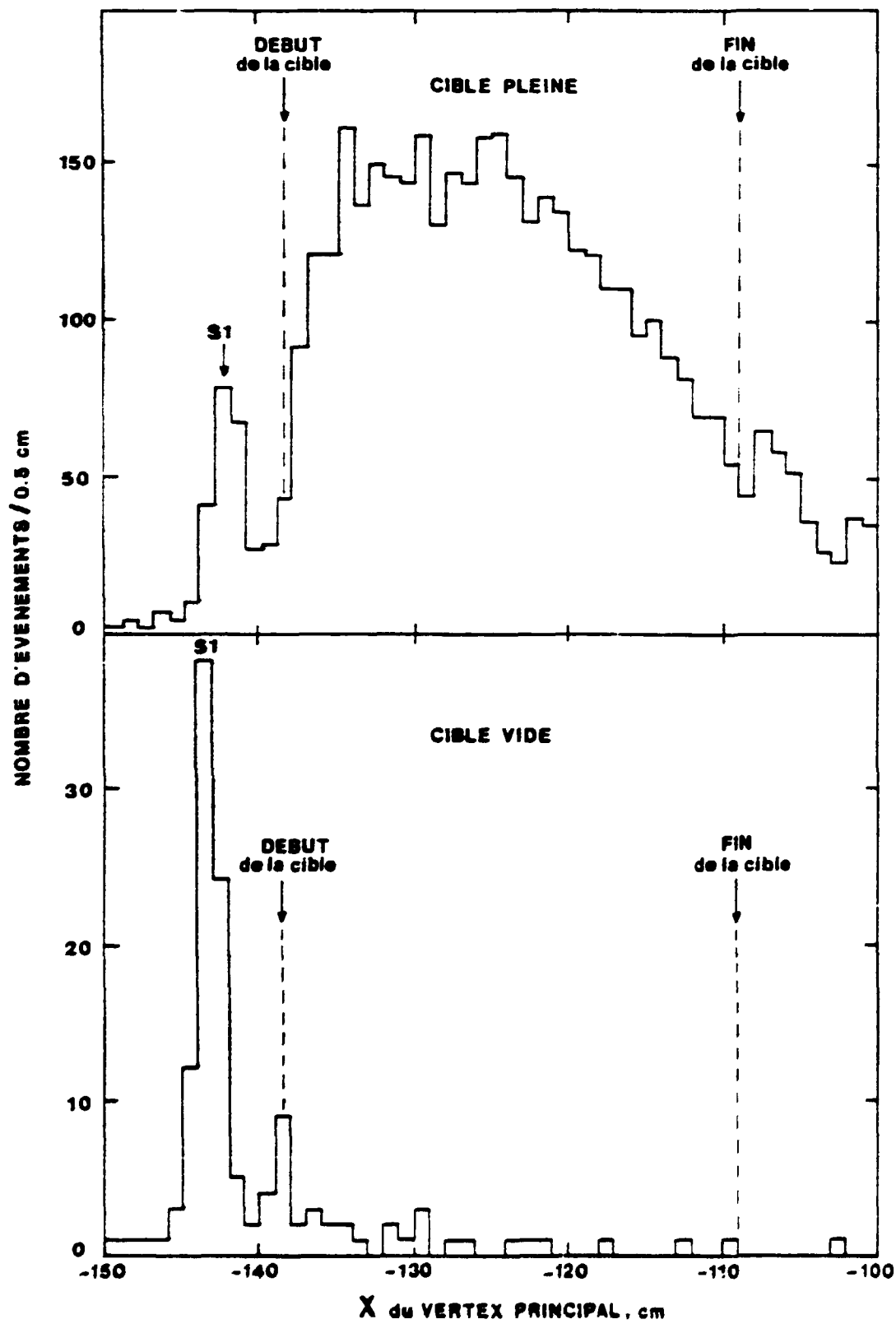


Fig.21

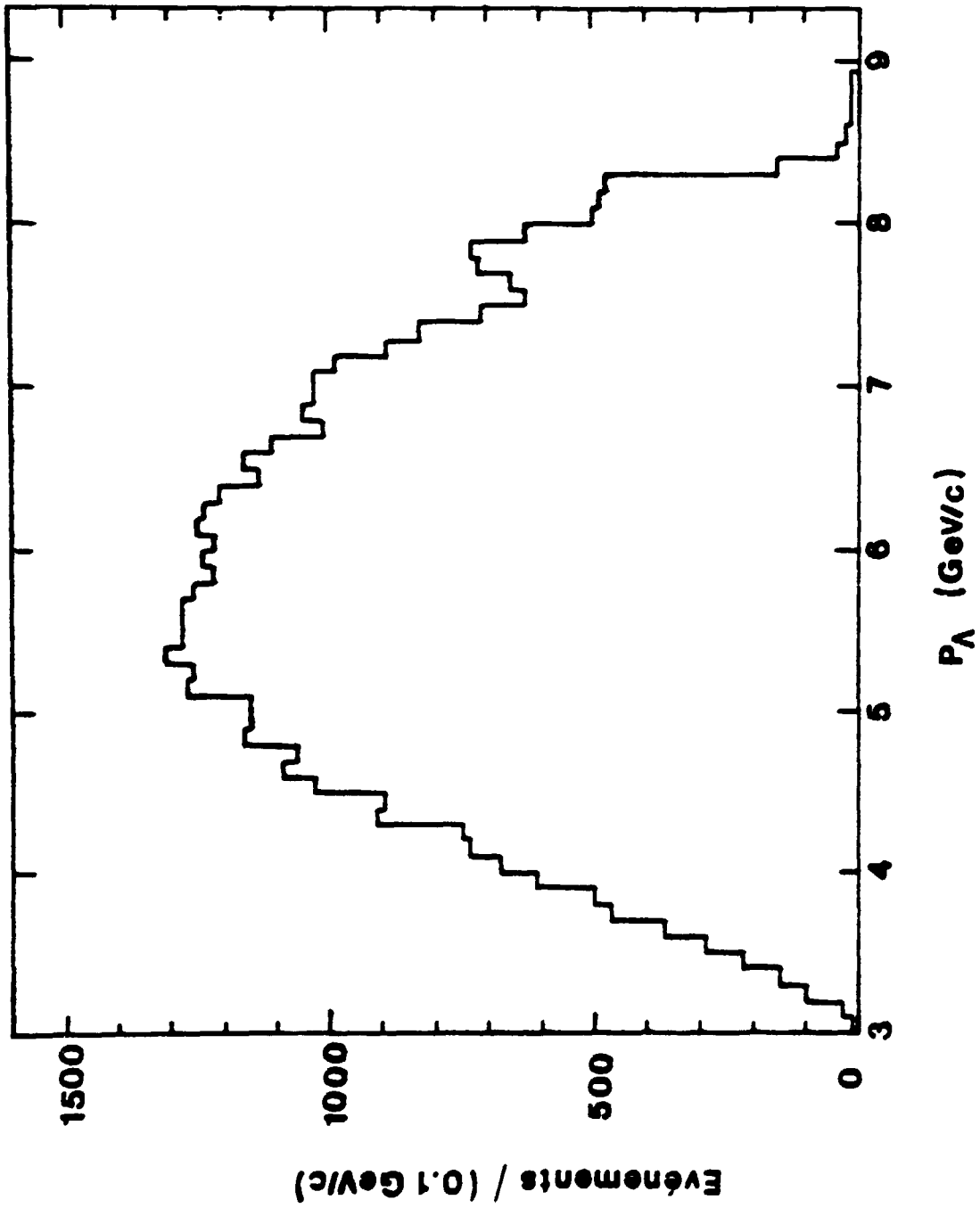


Fig.22

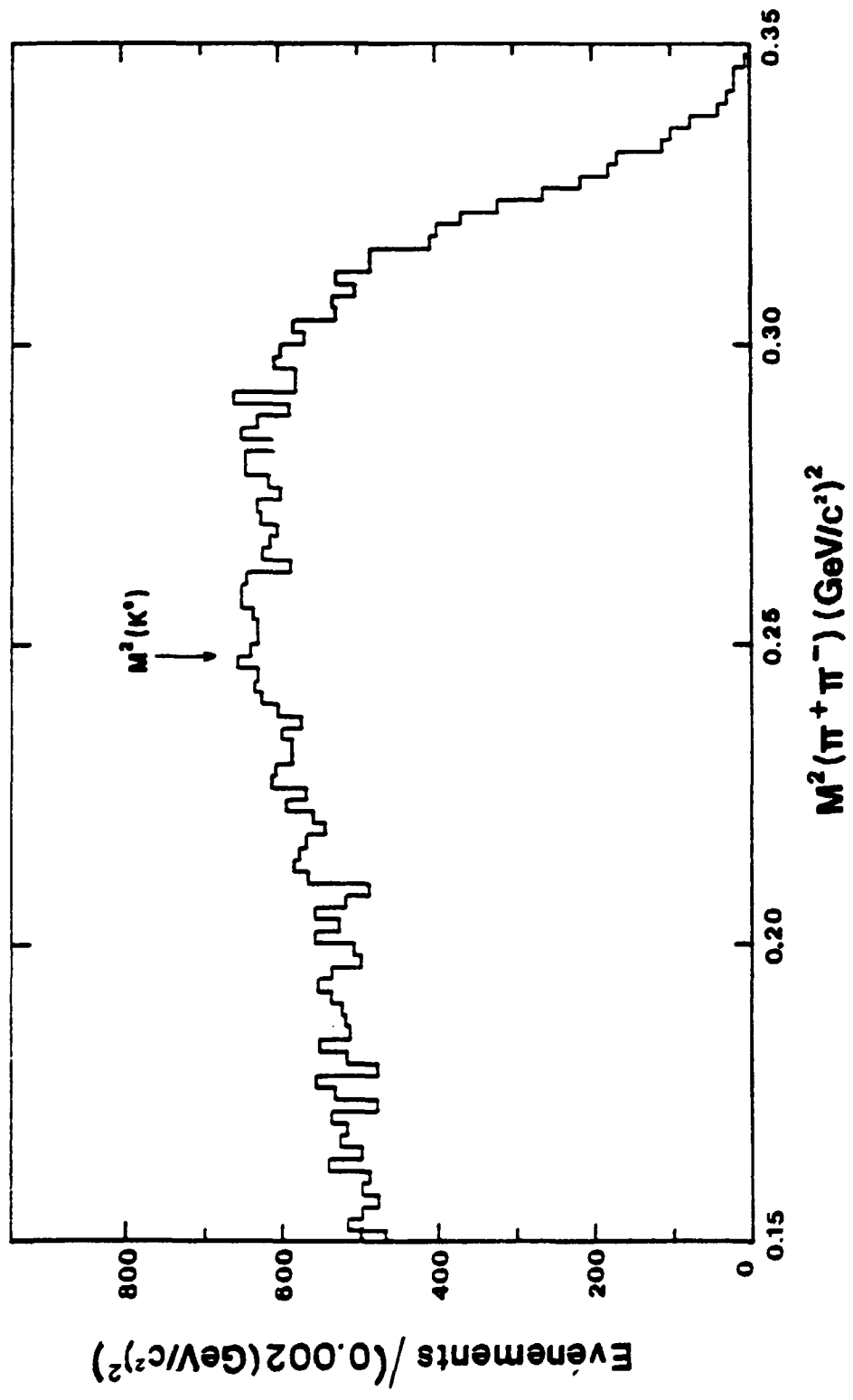
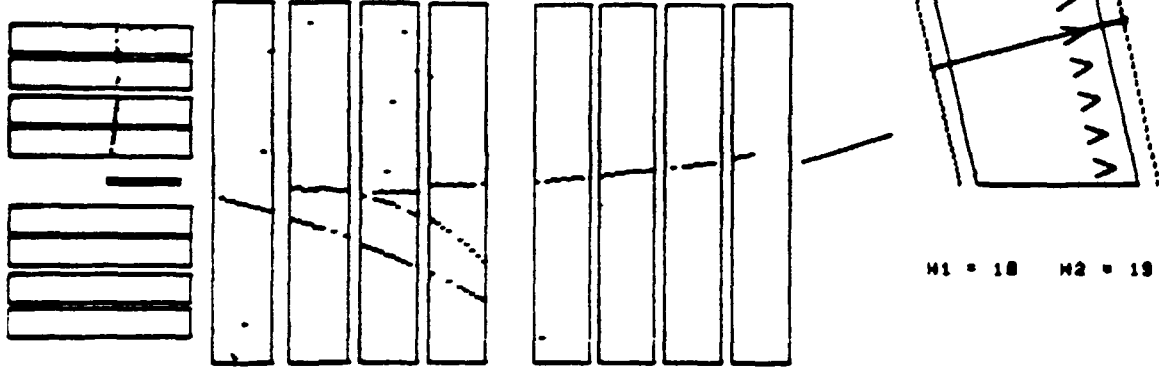


Fig. 23

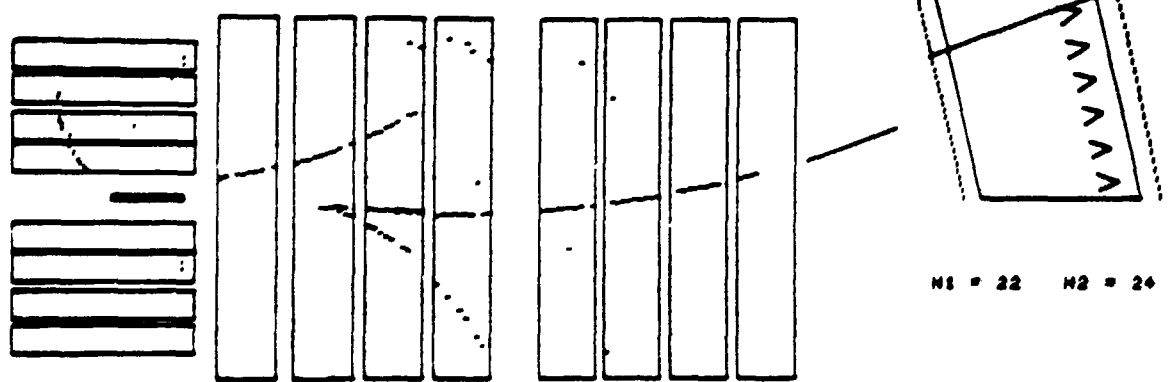
SACLAY OMEGA DISPLAY EMR



JUE 2 RUN 9040 EVT 0409
EMR EVENT NO. 180 2201
PDP PATTERN UNIT 000000000001
BEAM PI T 13
MPC M 4, U 0

RECORD NUMBER 1197
1 325
BEAM PATTERN UNIT 0001110000110000
31

SACLAY OMEGA DISPLAY EMR



JUE 1 RUN 9040 EVT 7000
EMR EVENT NO. 180 1590
PDP PATTERN UNIT 000000000001
BEAM PI T 13
MPC M 3, U 3

RECORD NUMBER 327
2 238
BEAM PATTERN UNIT 0001110000110000
31

Fig. 24

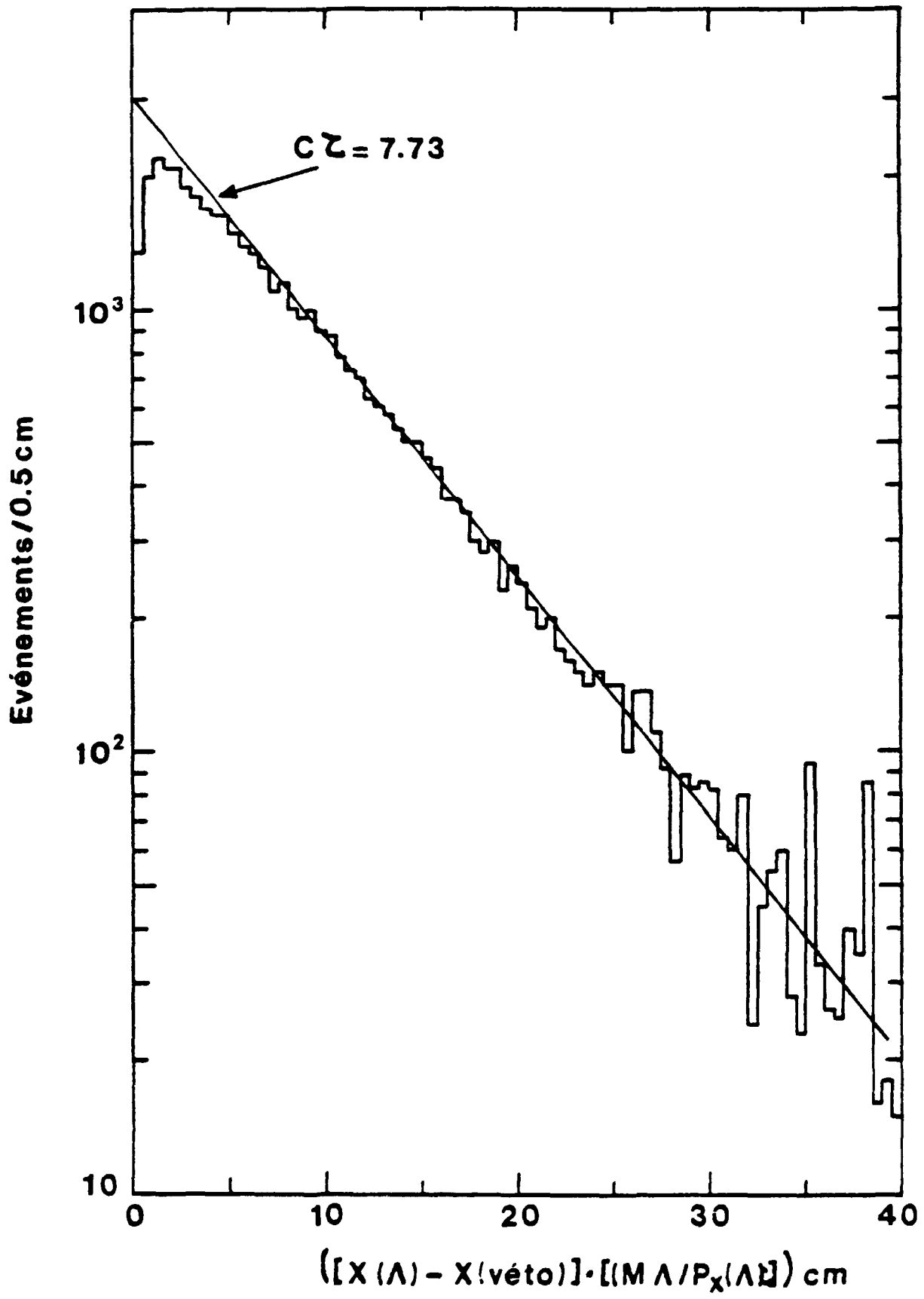


Fig. 25

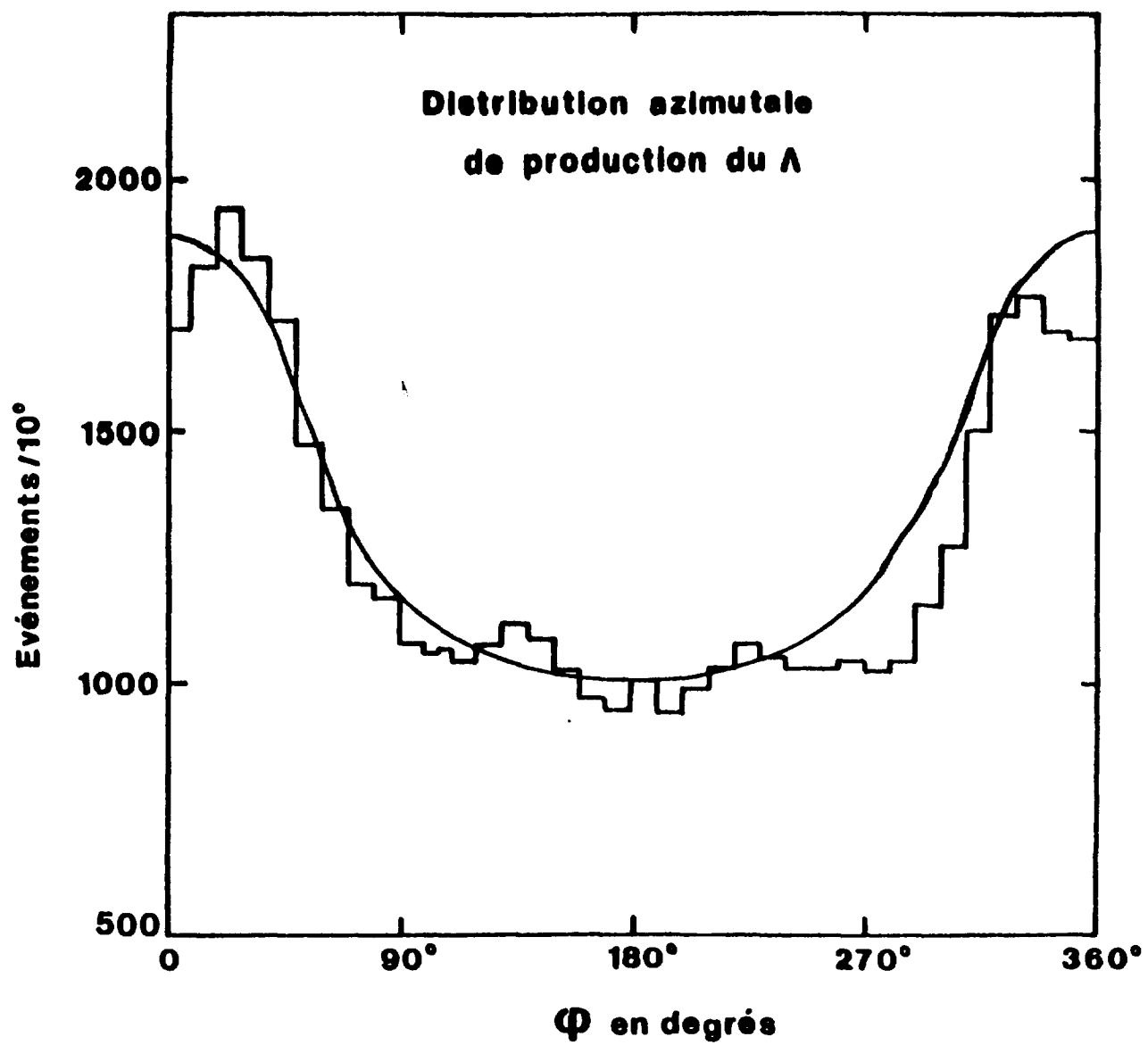


Fig. 26

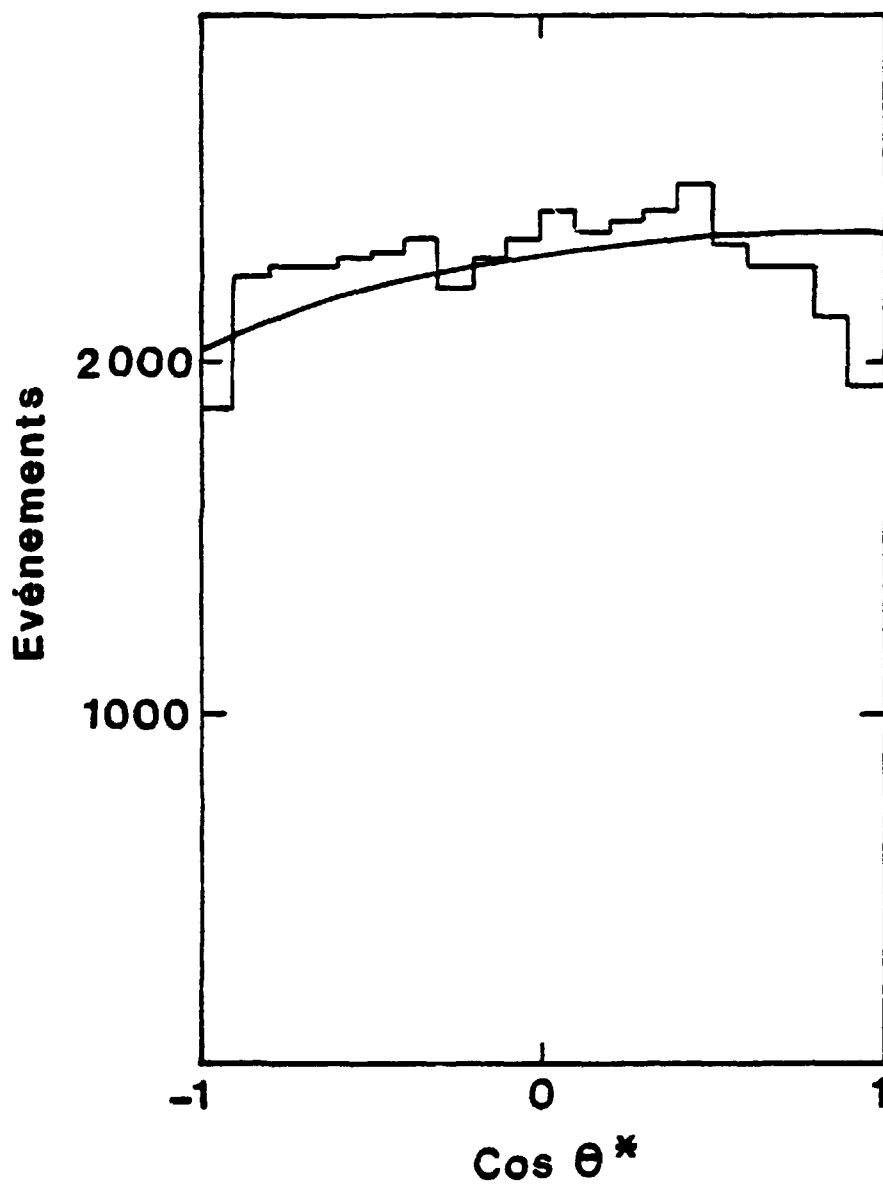


Fig.27

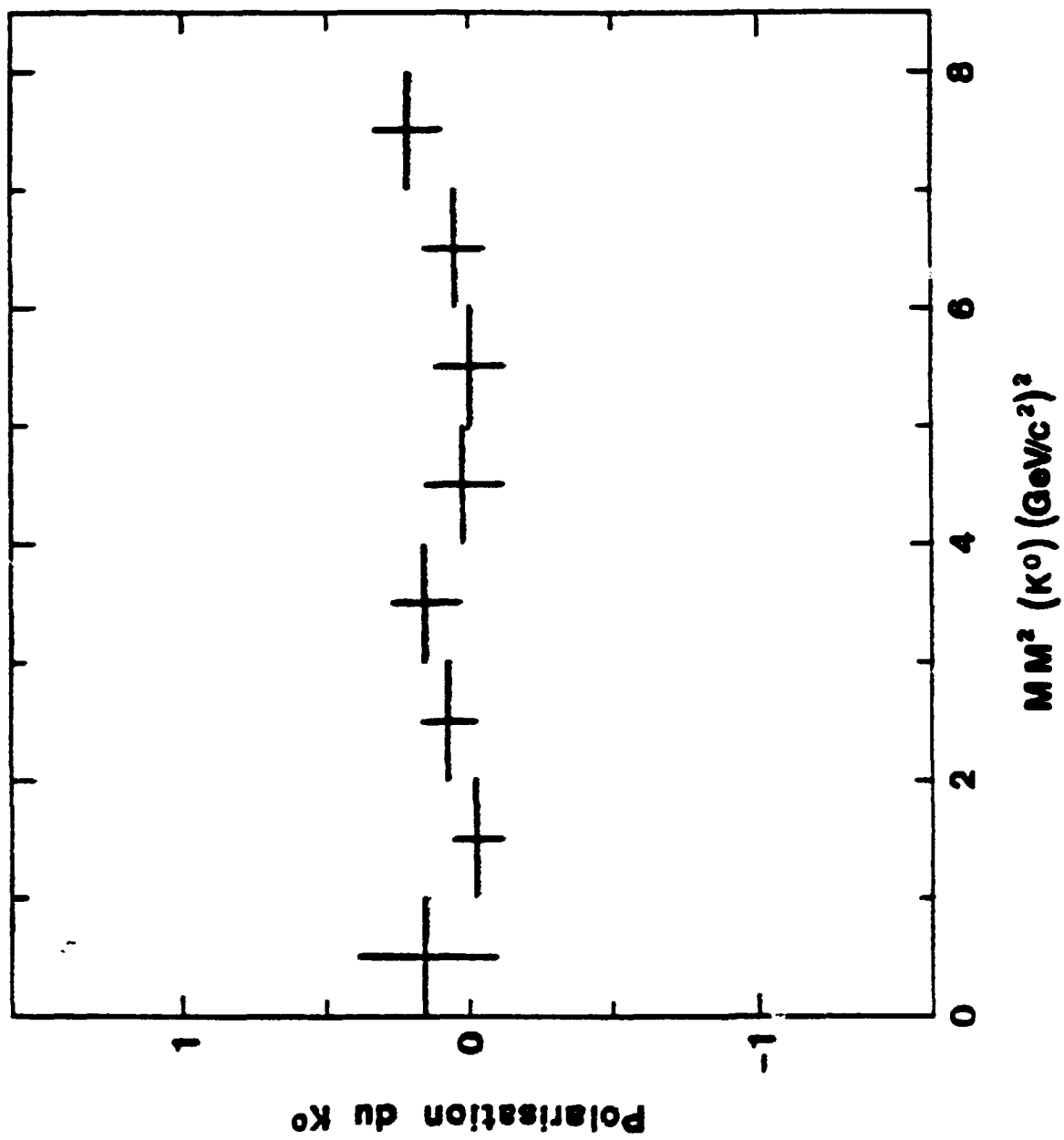


Fig. 28

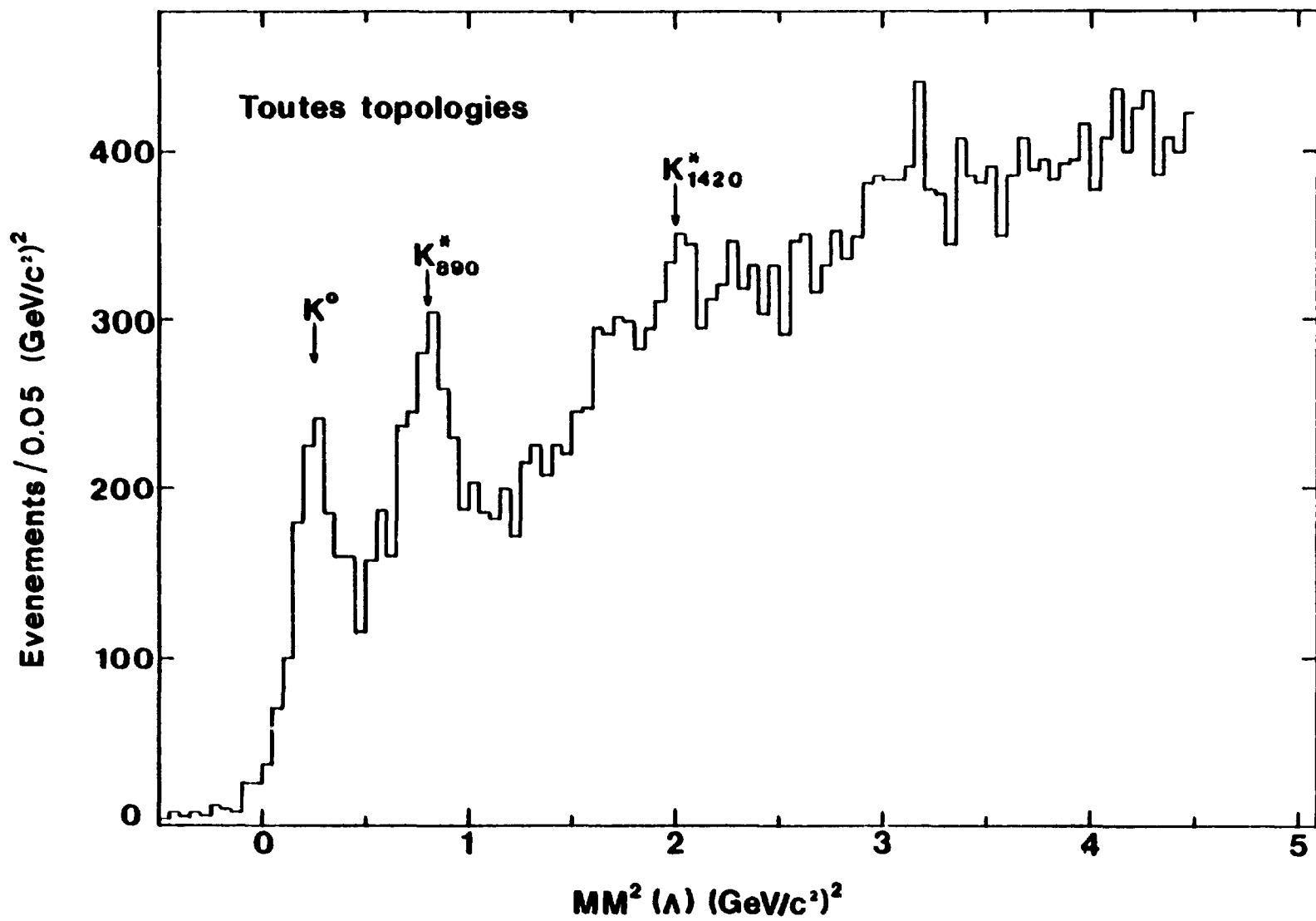


Fig. 29

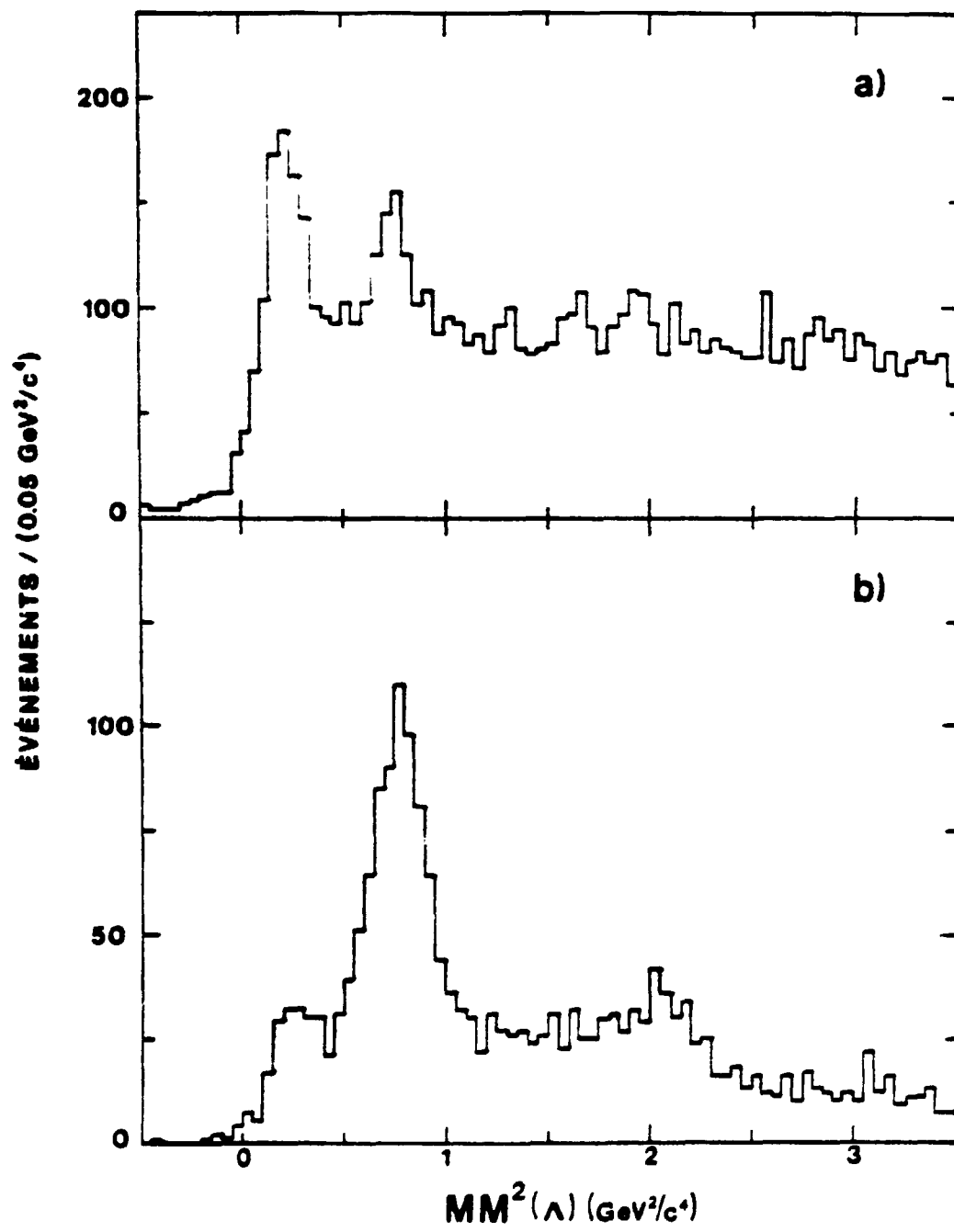


Fig. 30

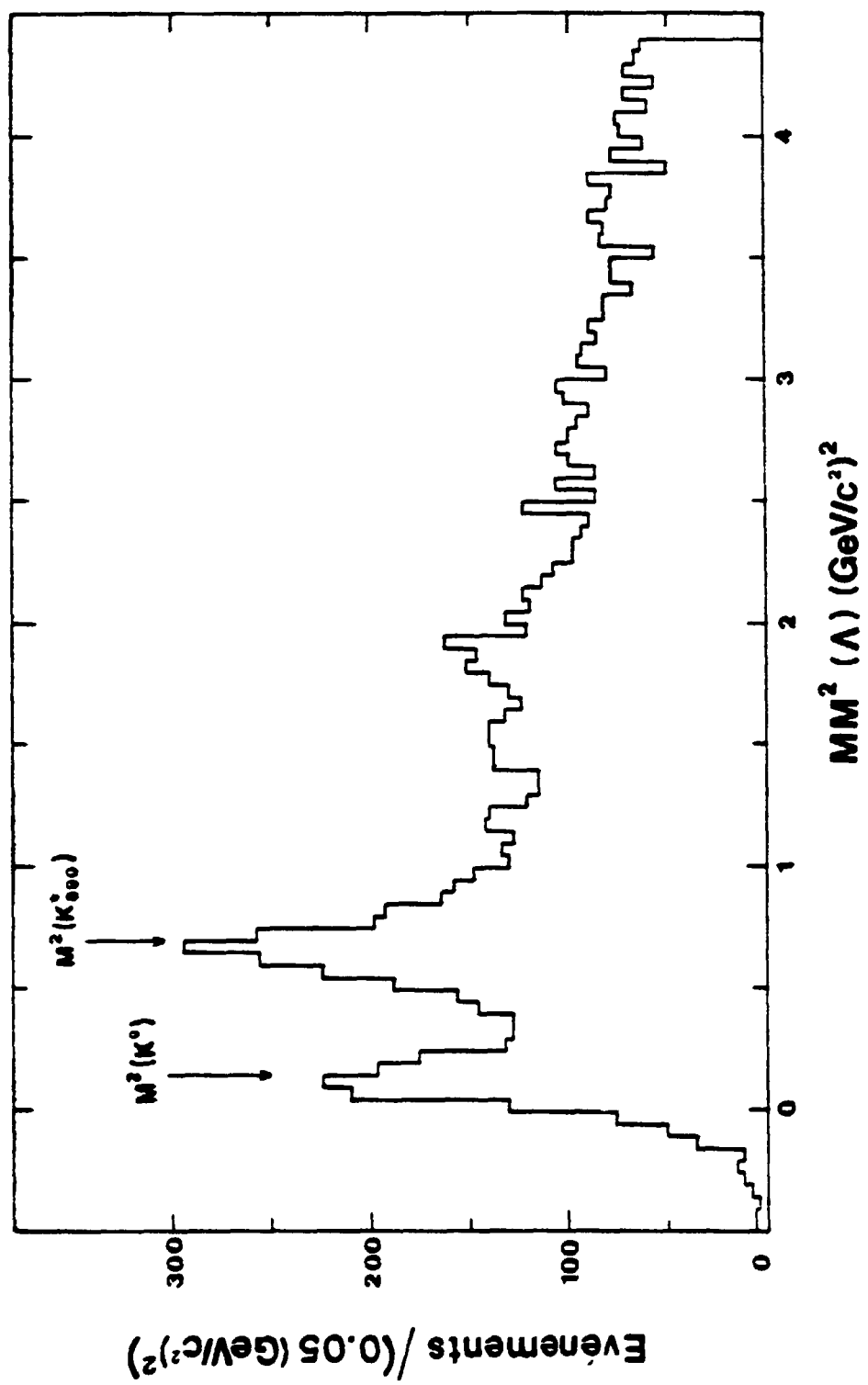


Fig. 31

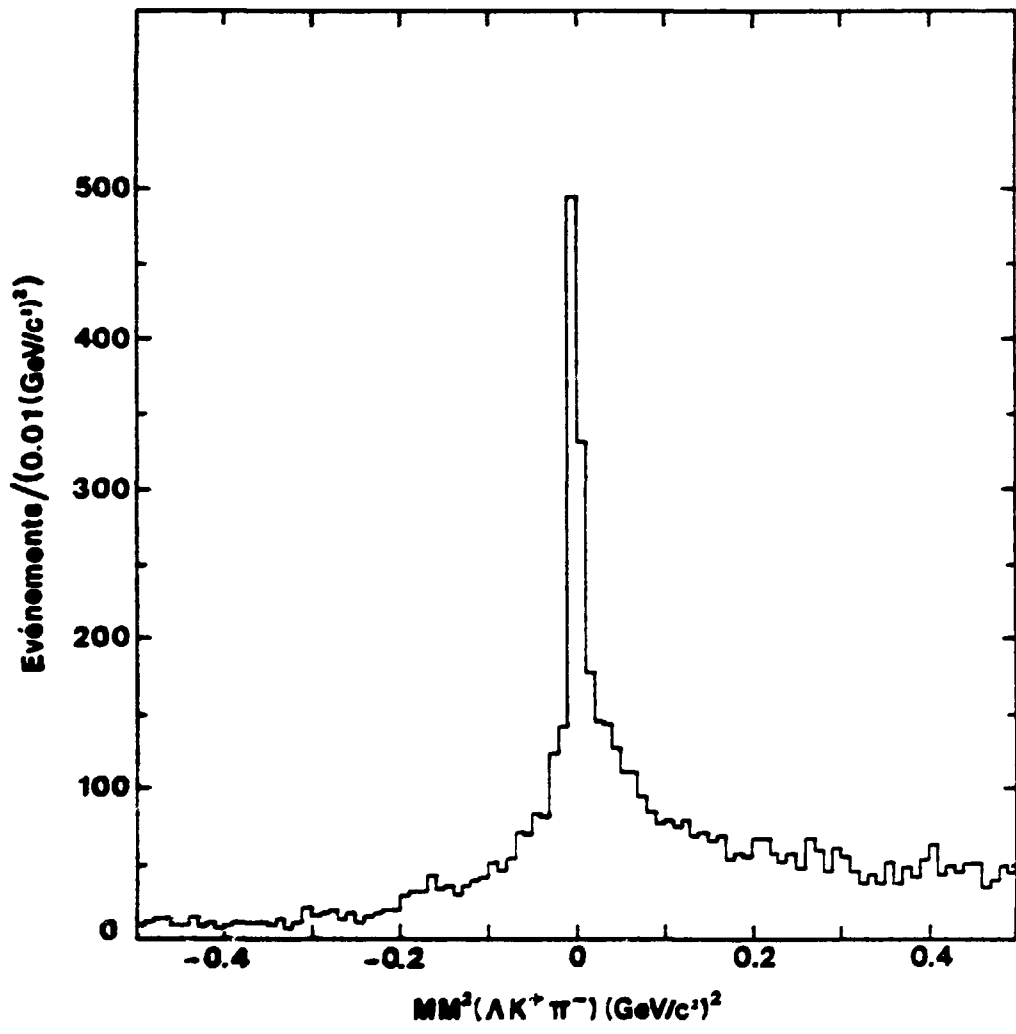


Fig.32

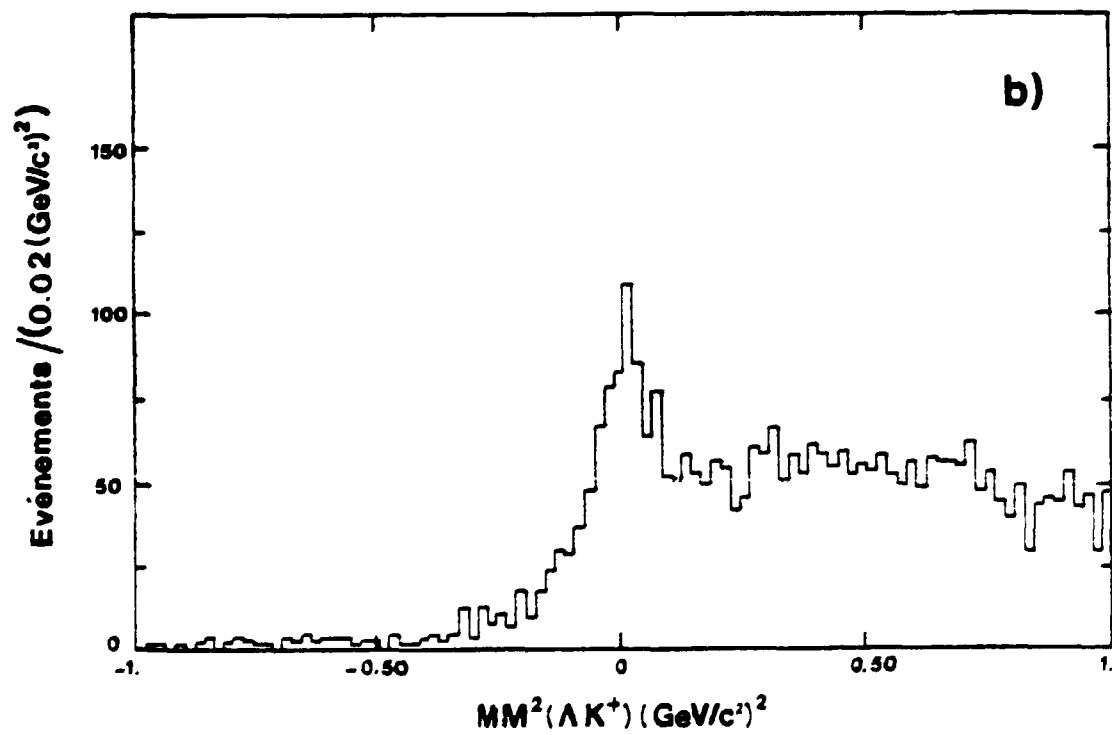
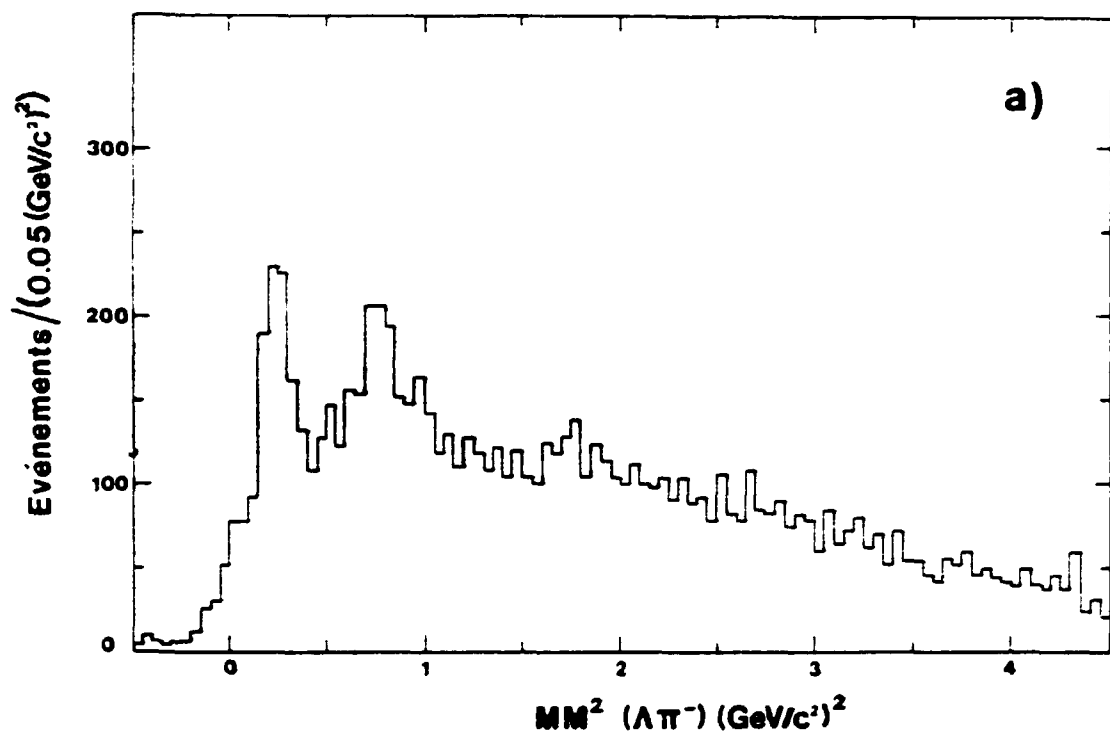


Fig. 33

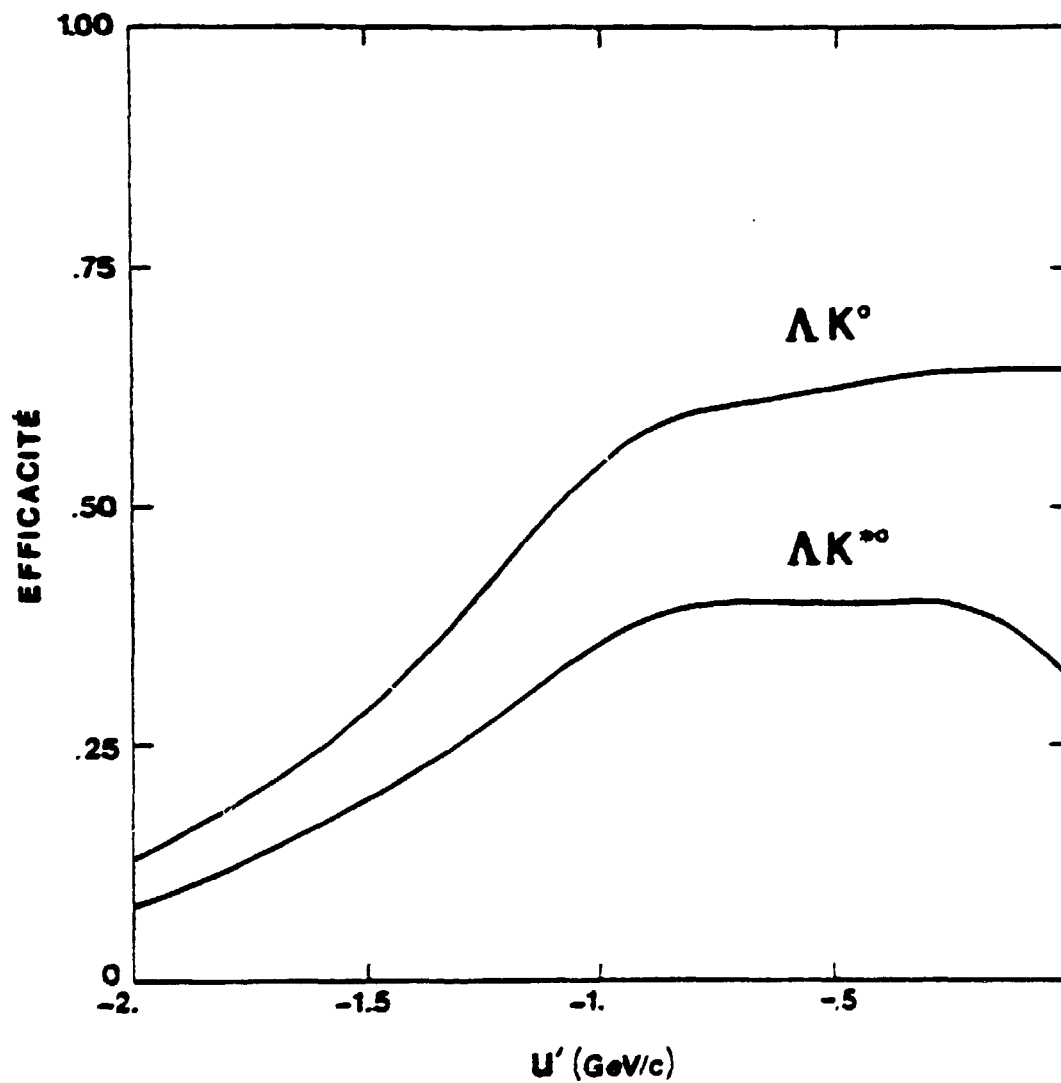


Fig.34

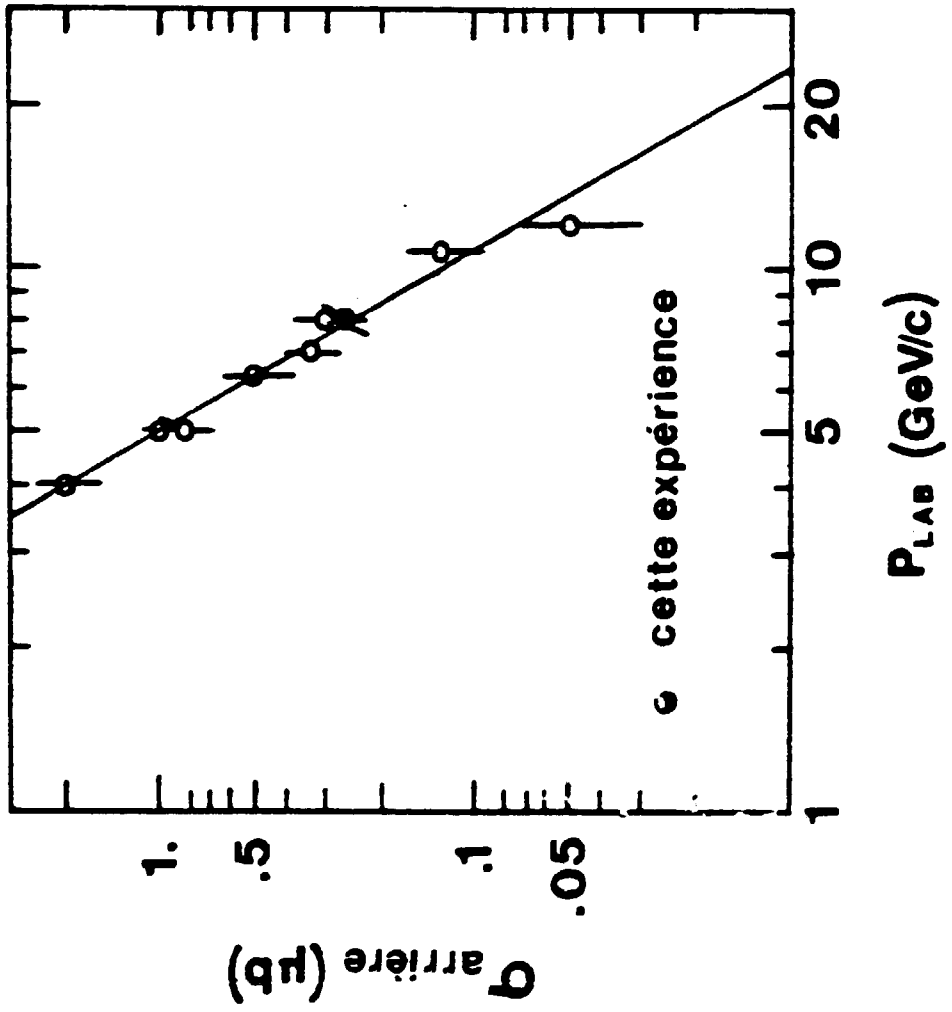


Fig. 35

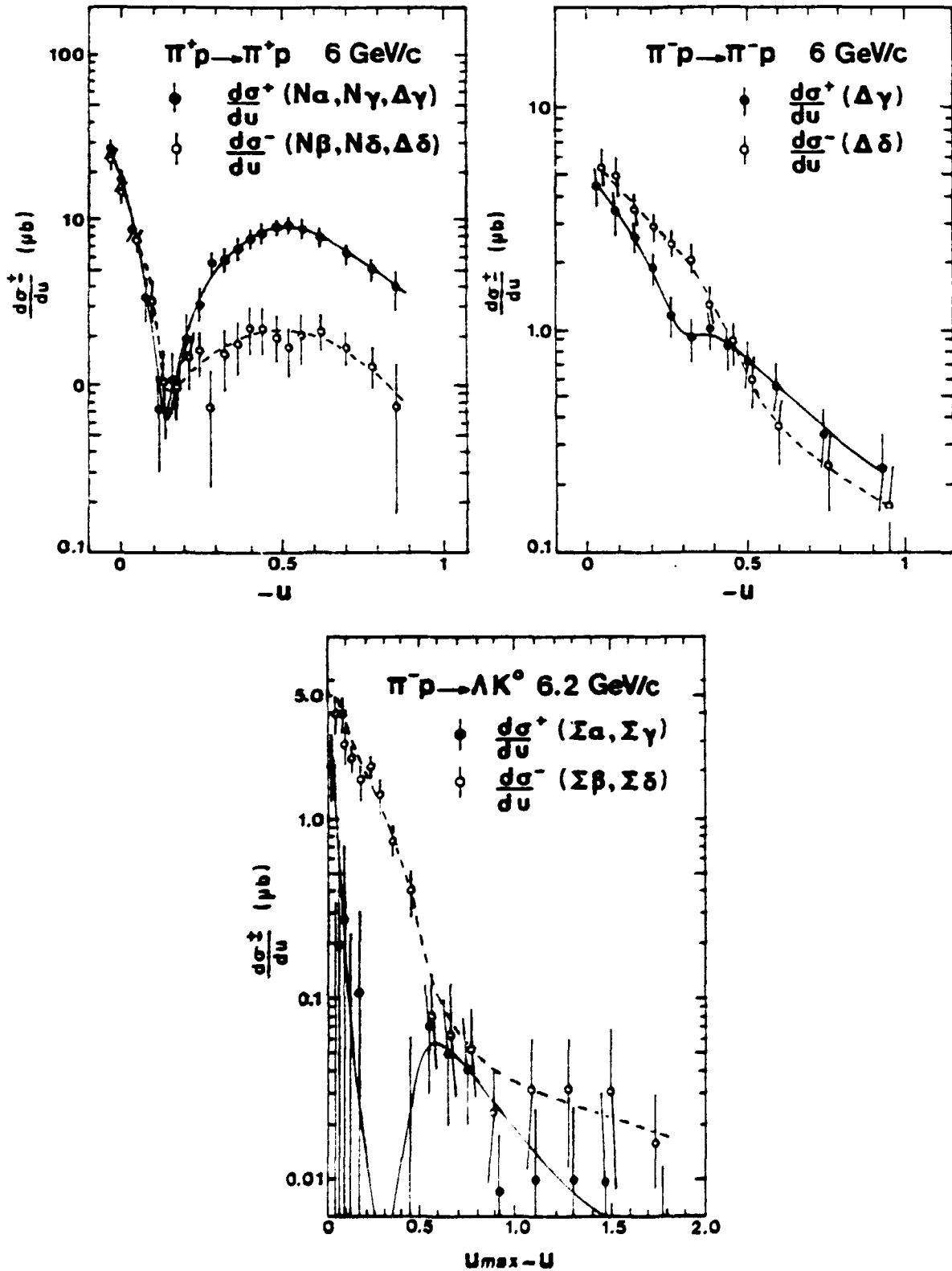


Fig.36

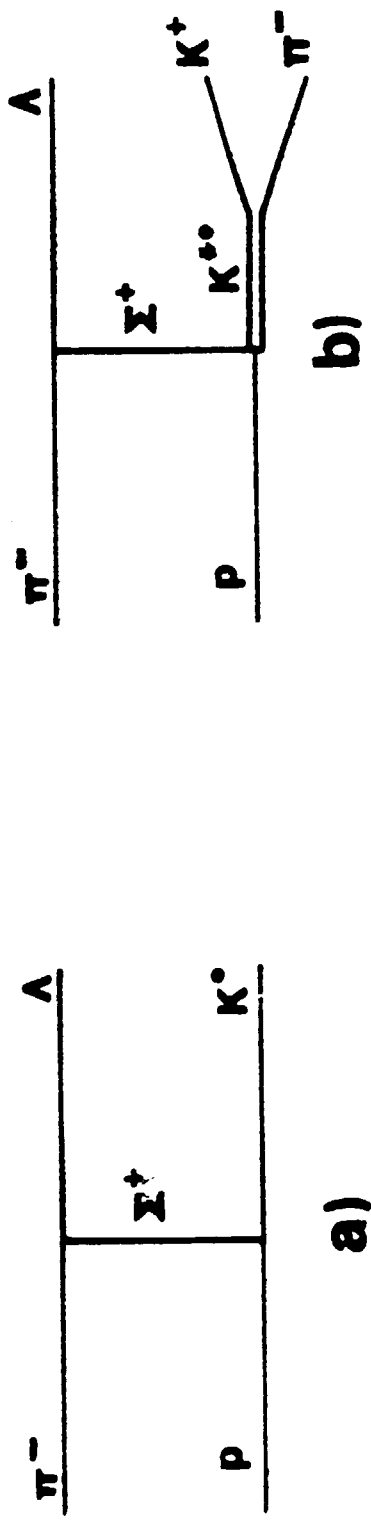


Fig. 37

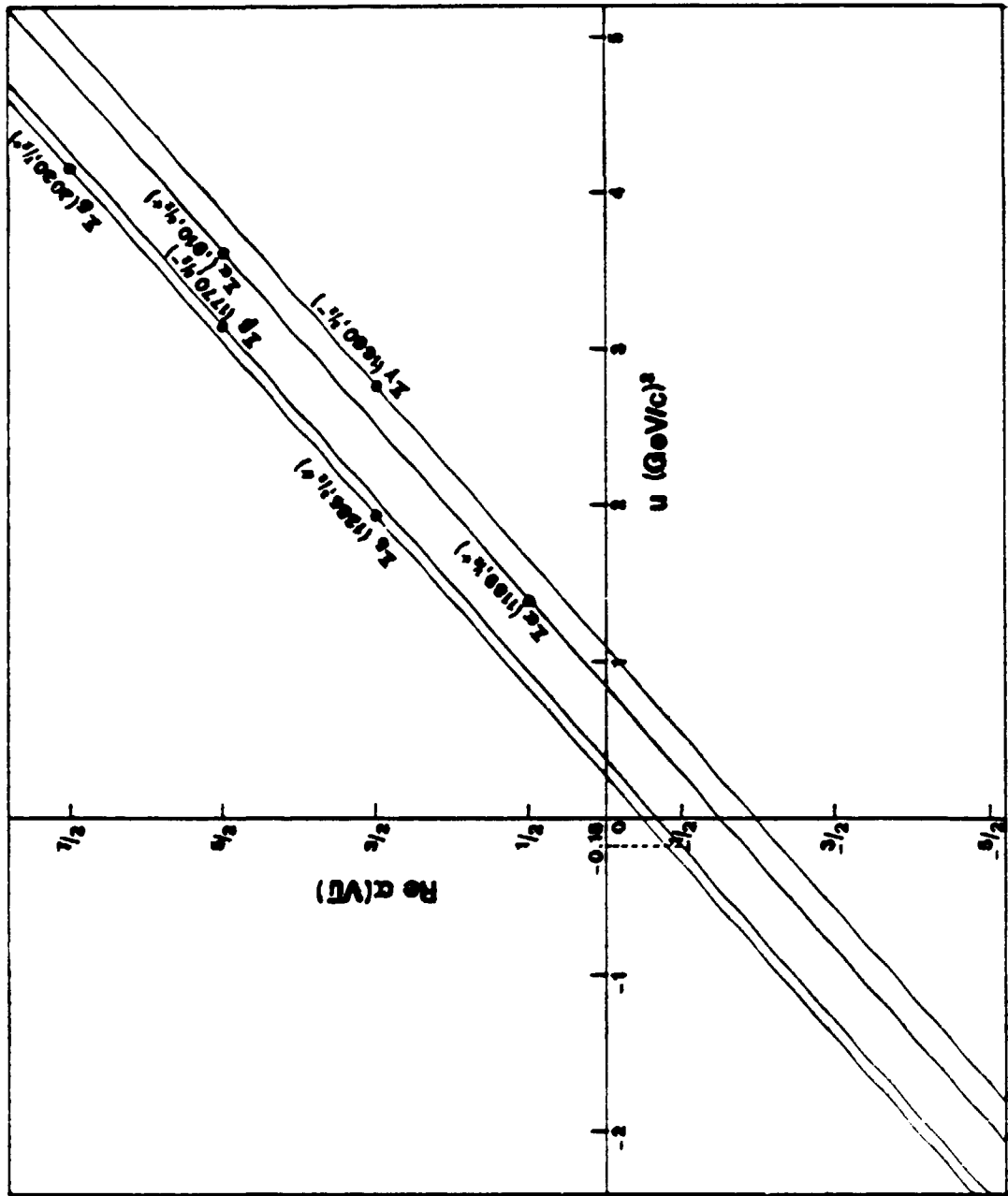


Fig. 38

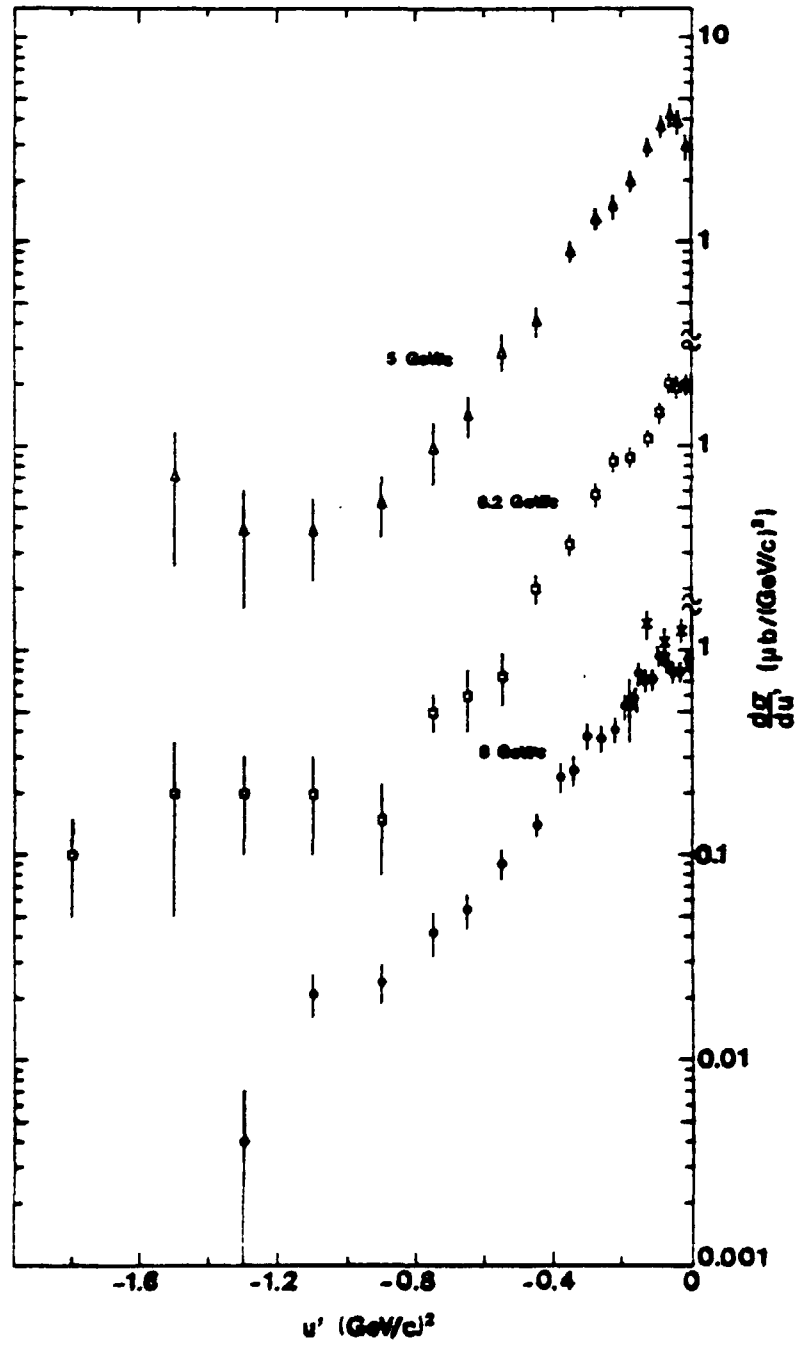


Fig. 39

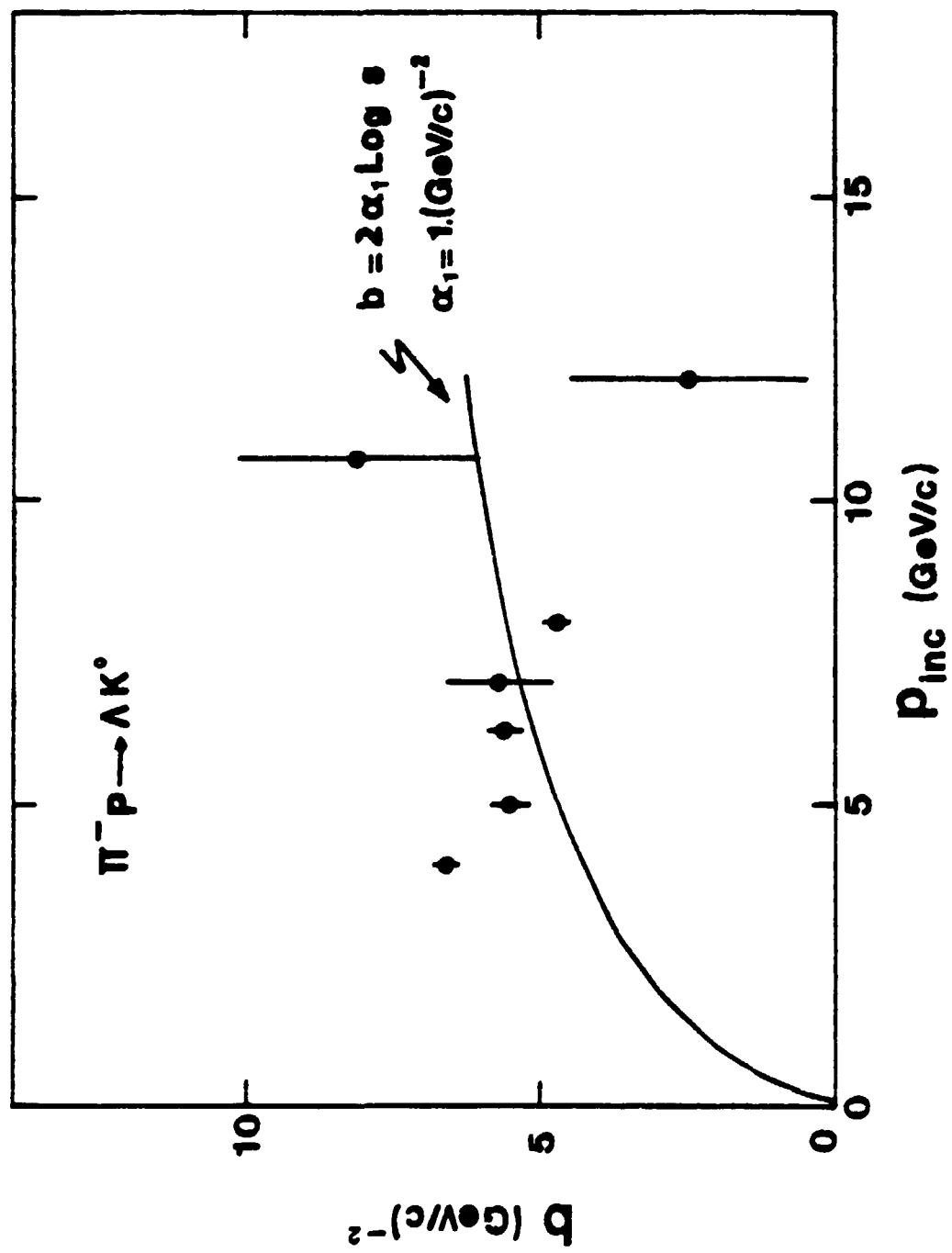


Fig. 40

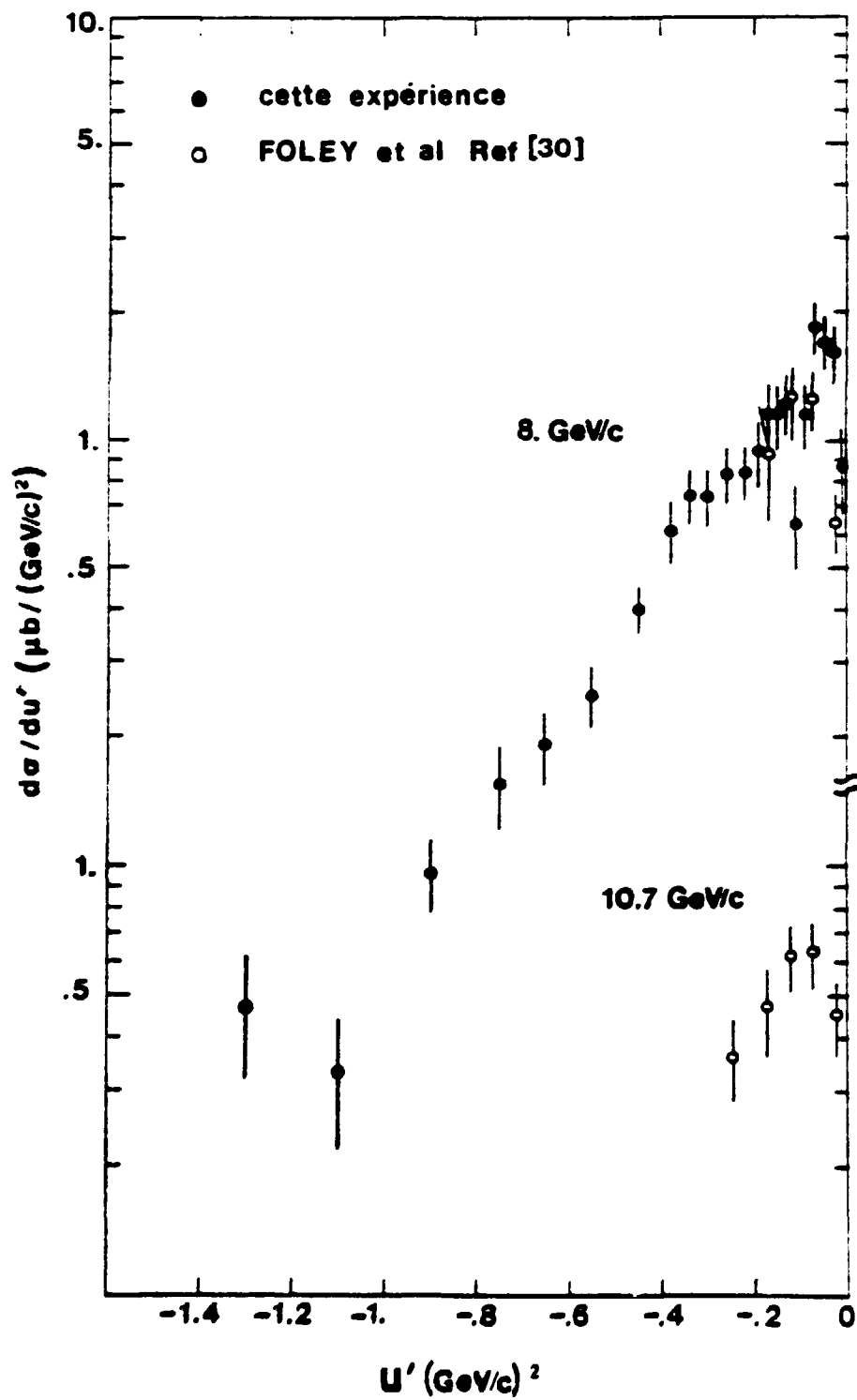


Fig. 41

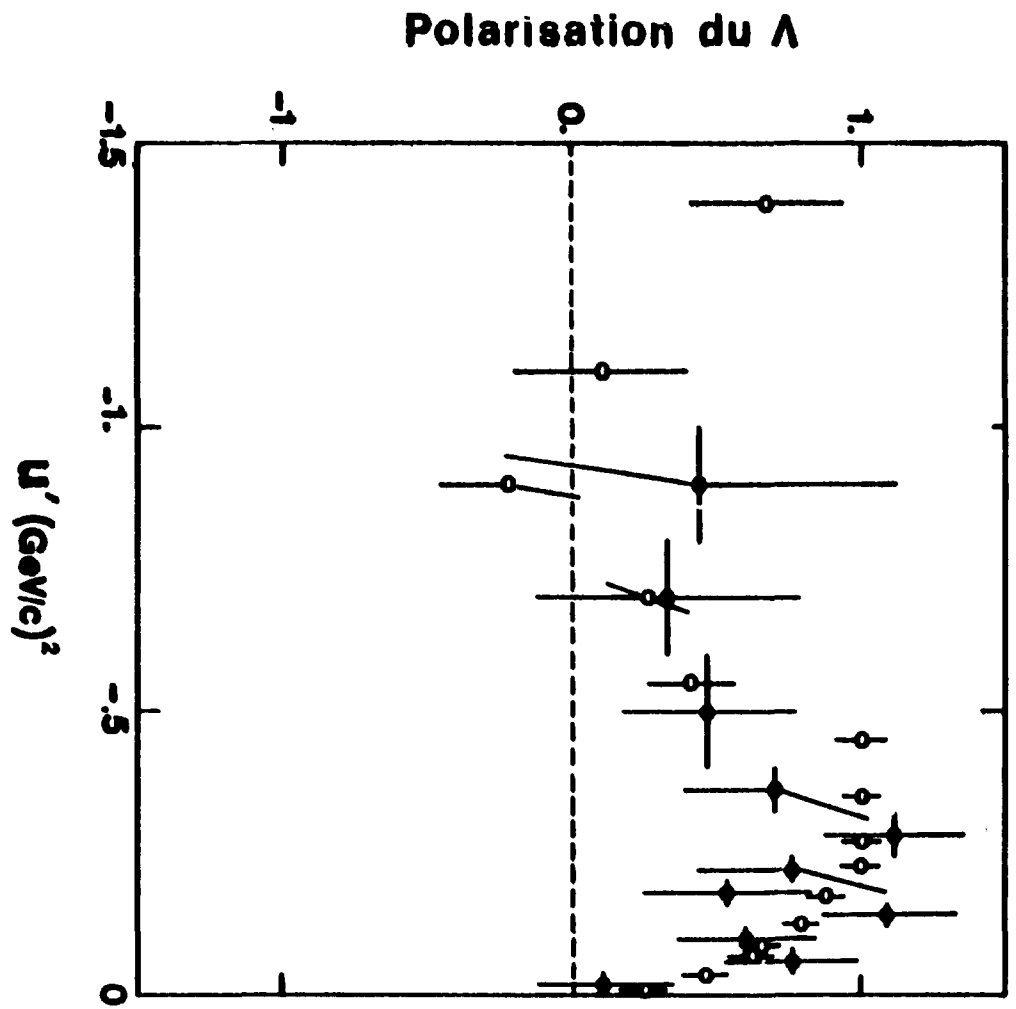


Fig. 42

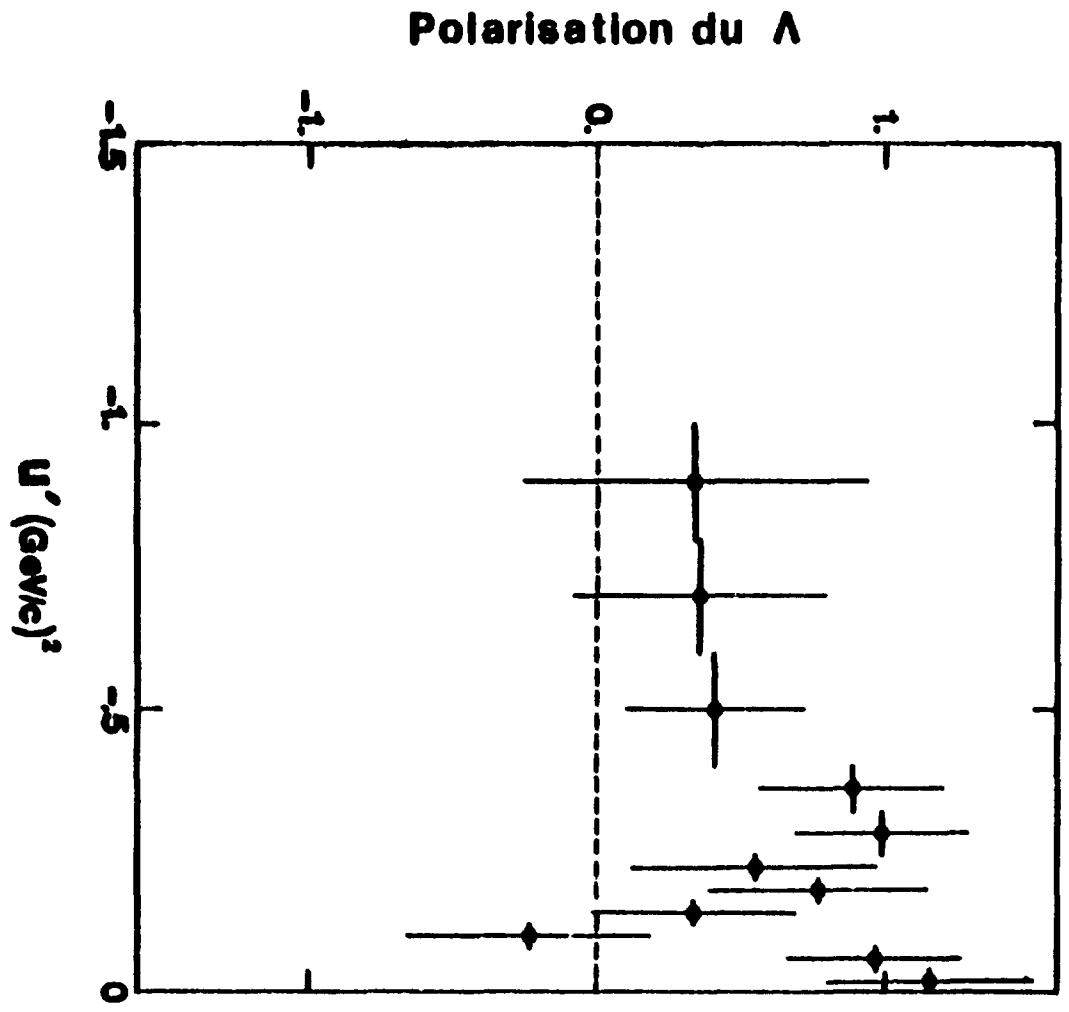


Fig. 43

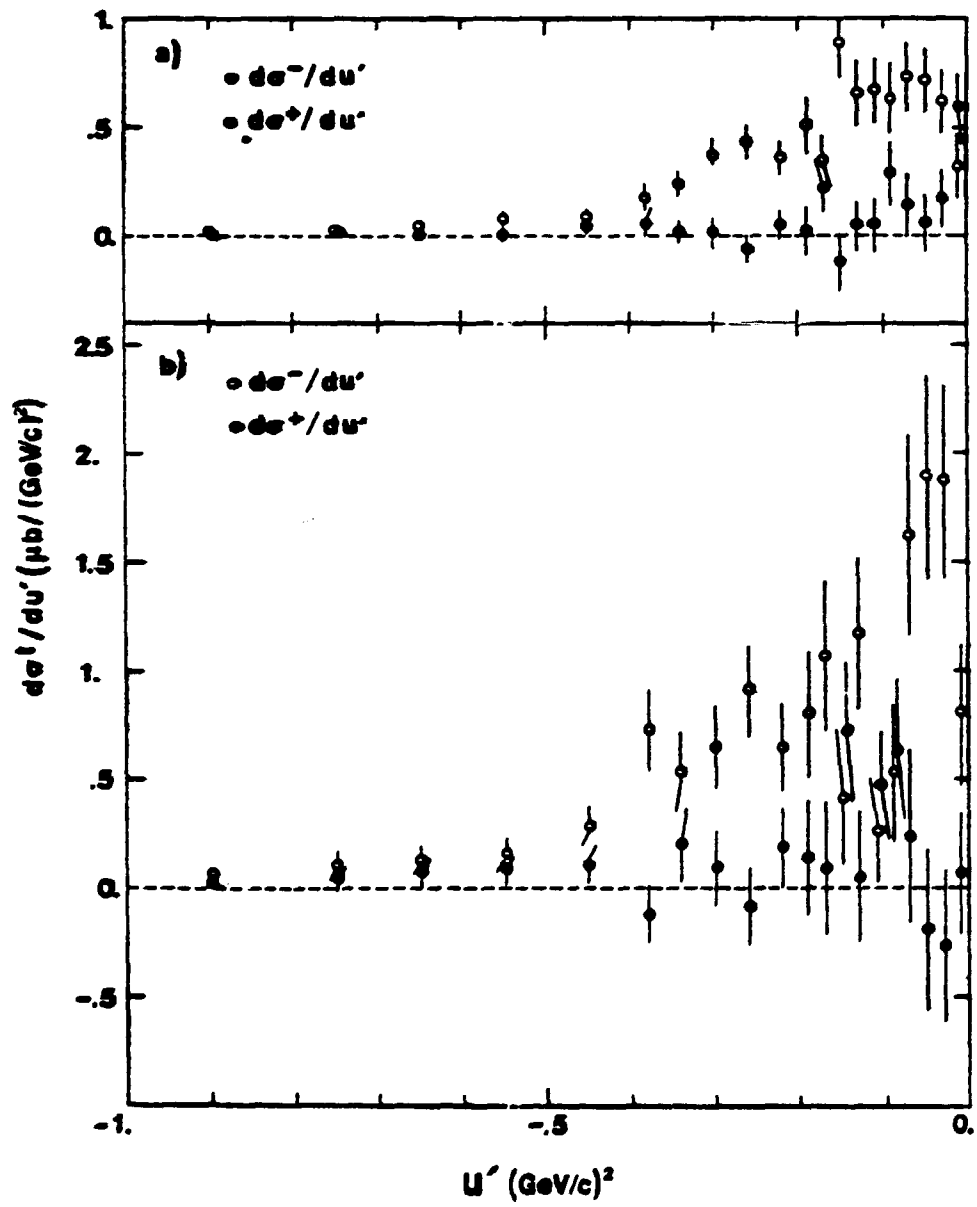


Fig. 44

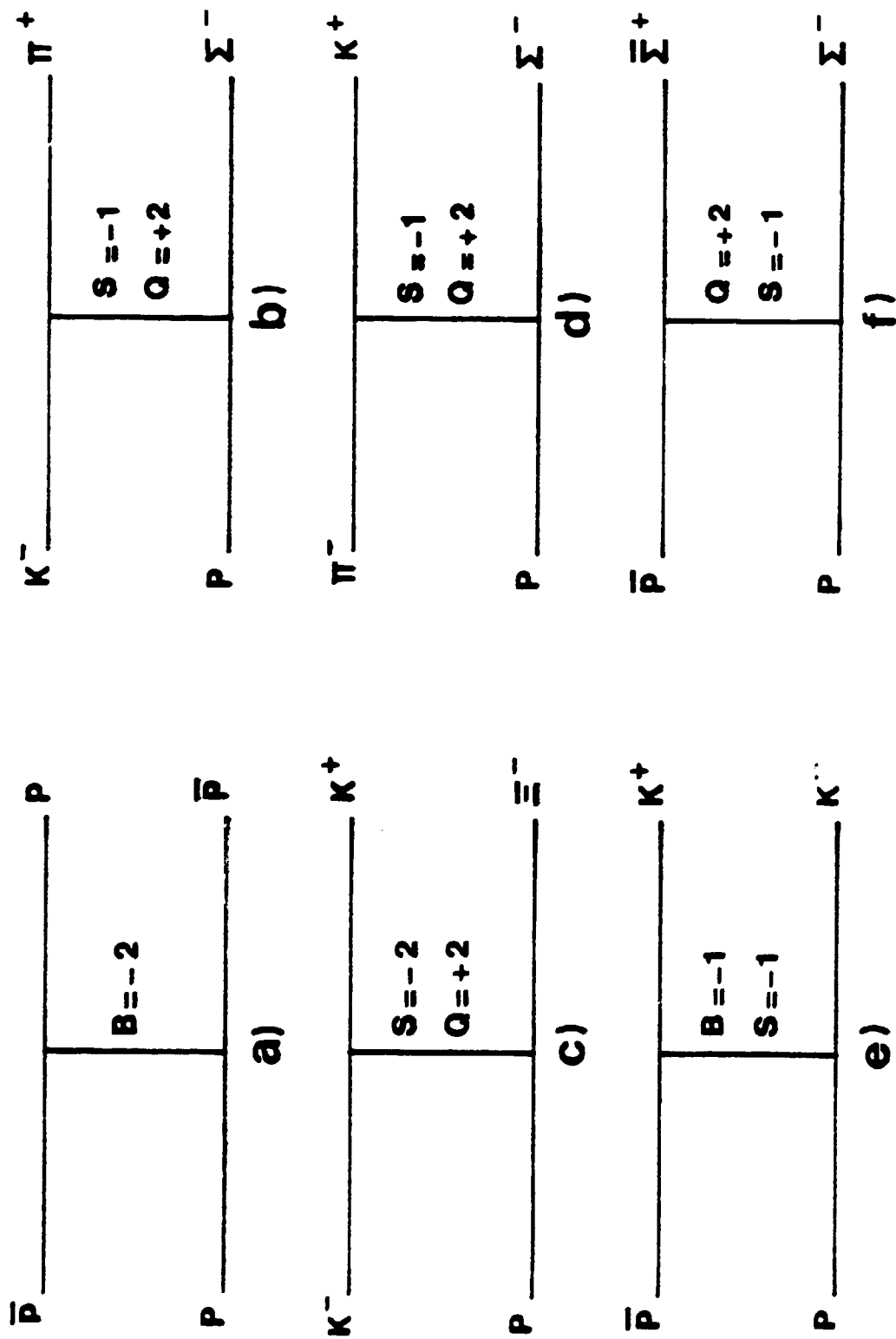


Fig. 45

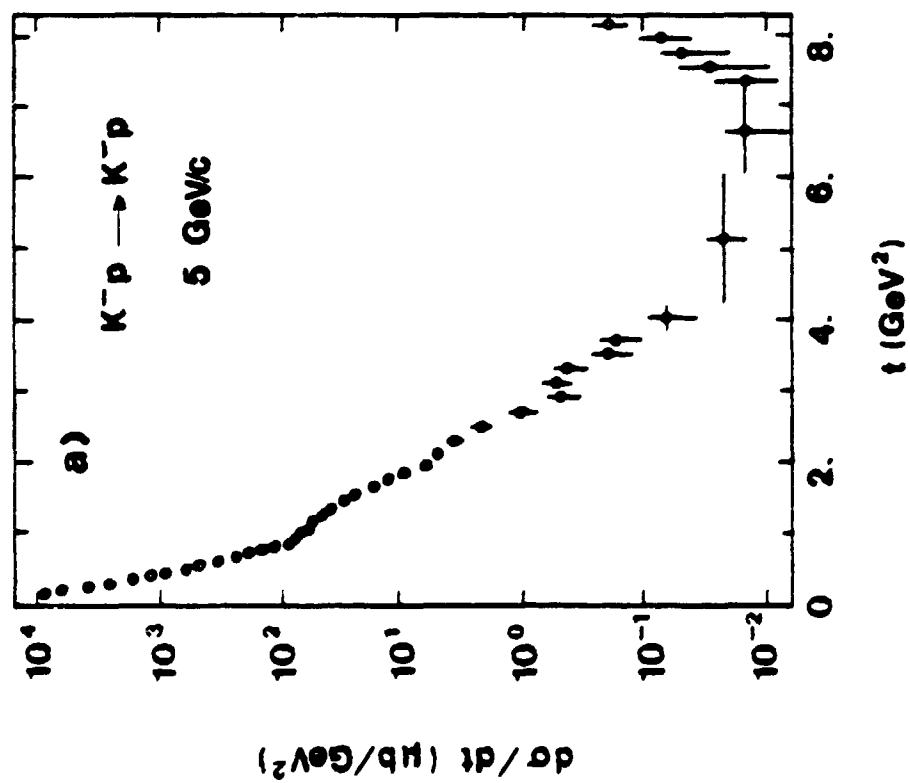
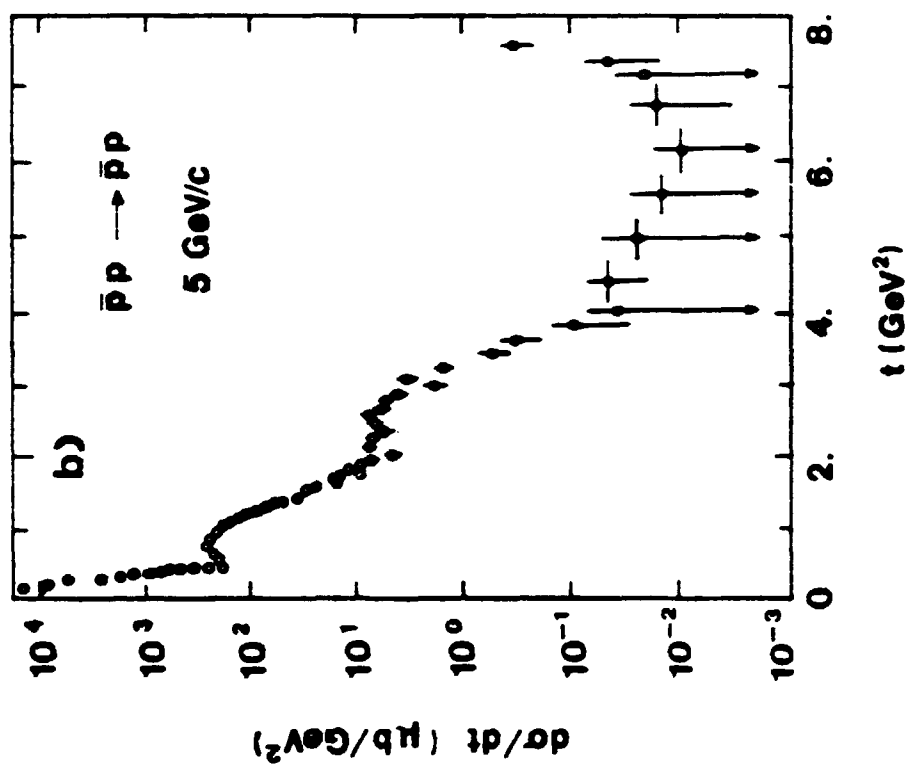


Fig. 46

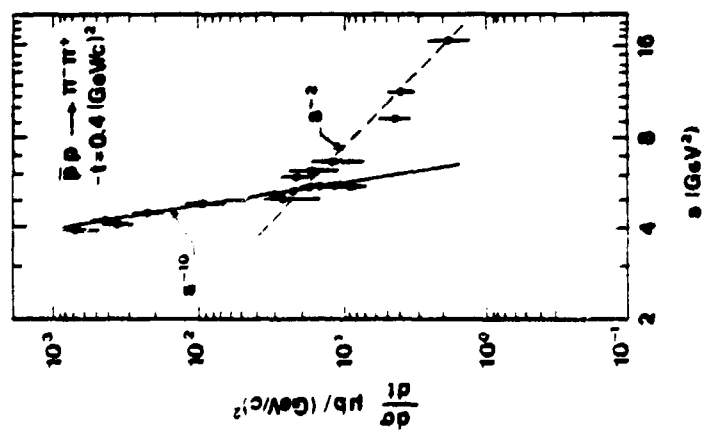
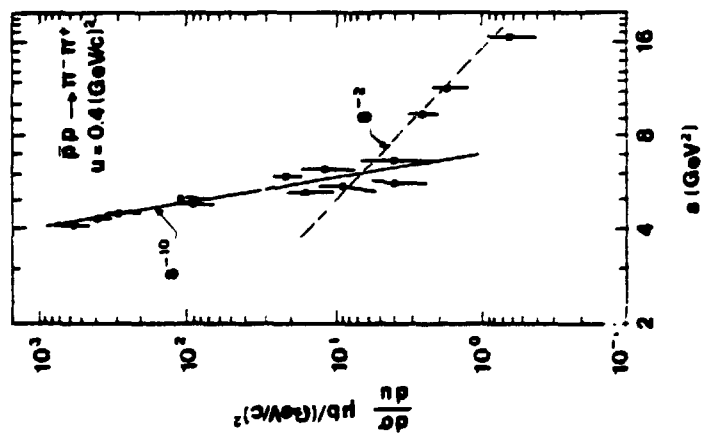
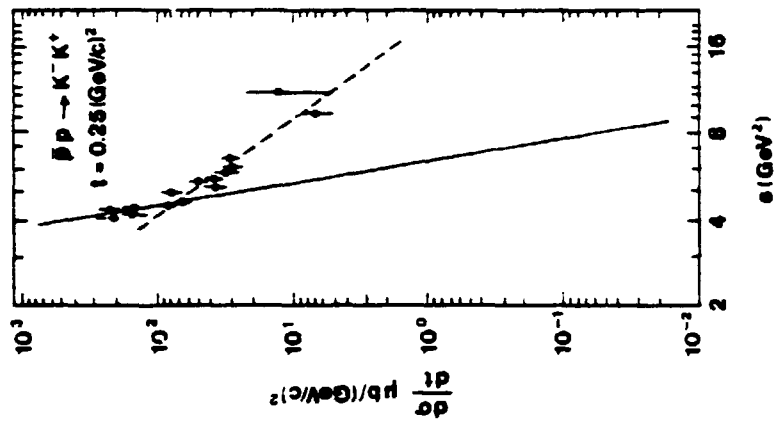


Fig. 47

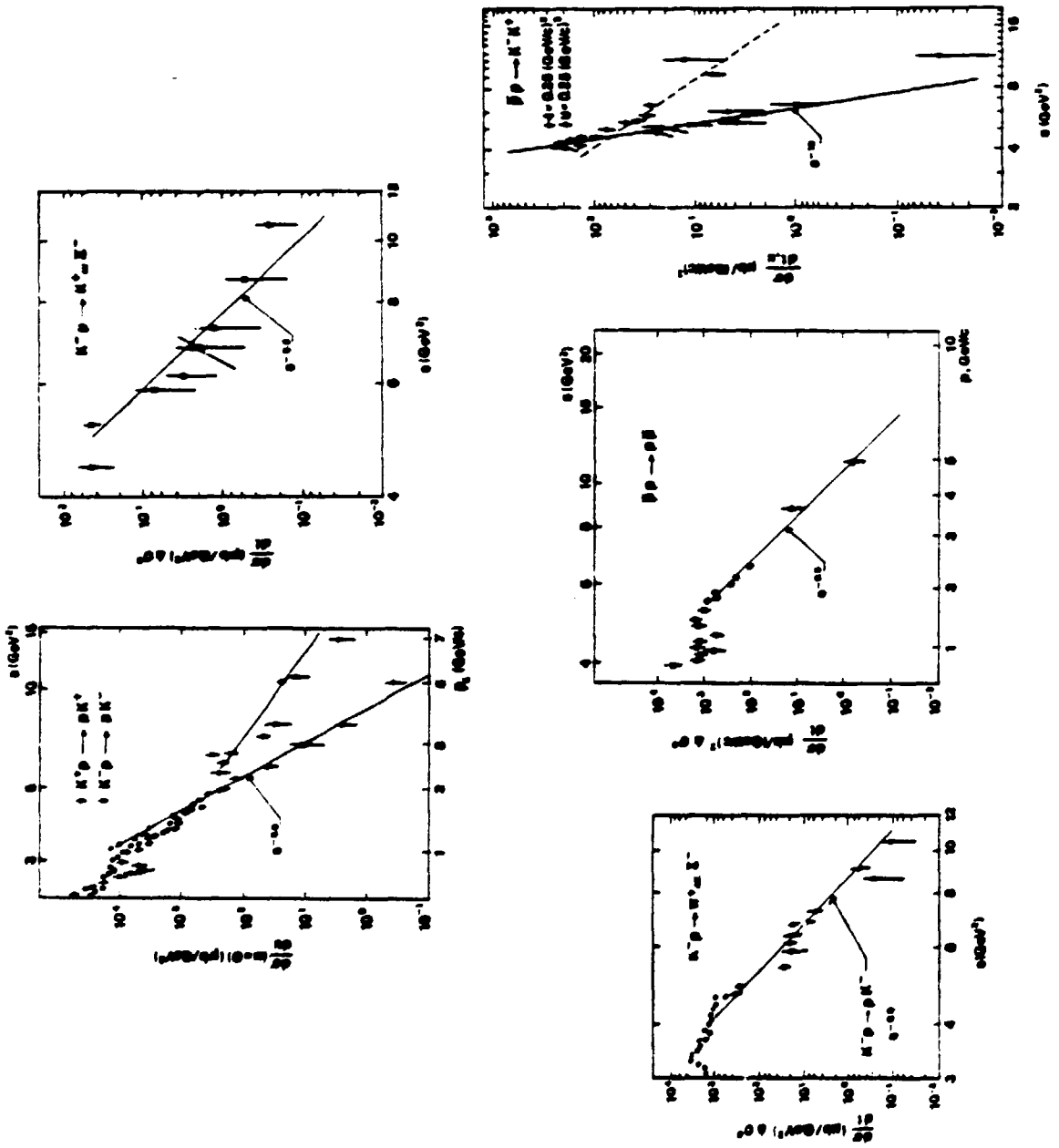


Fig. 48

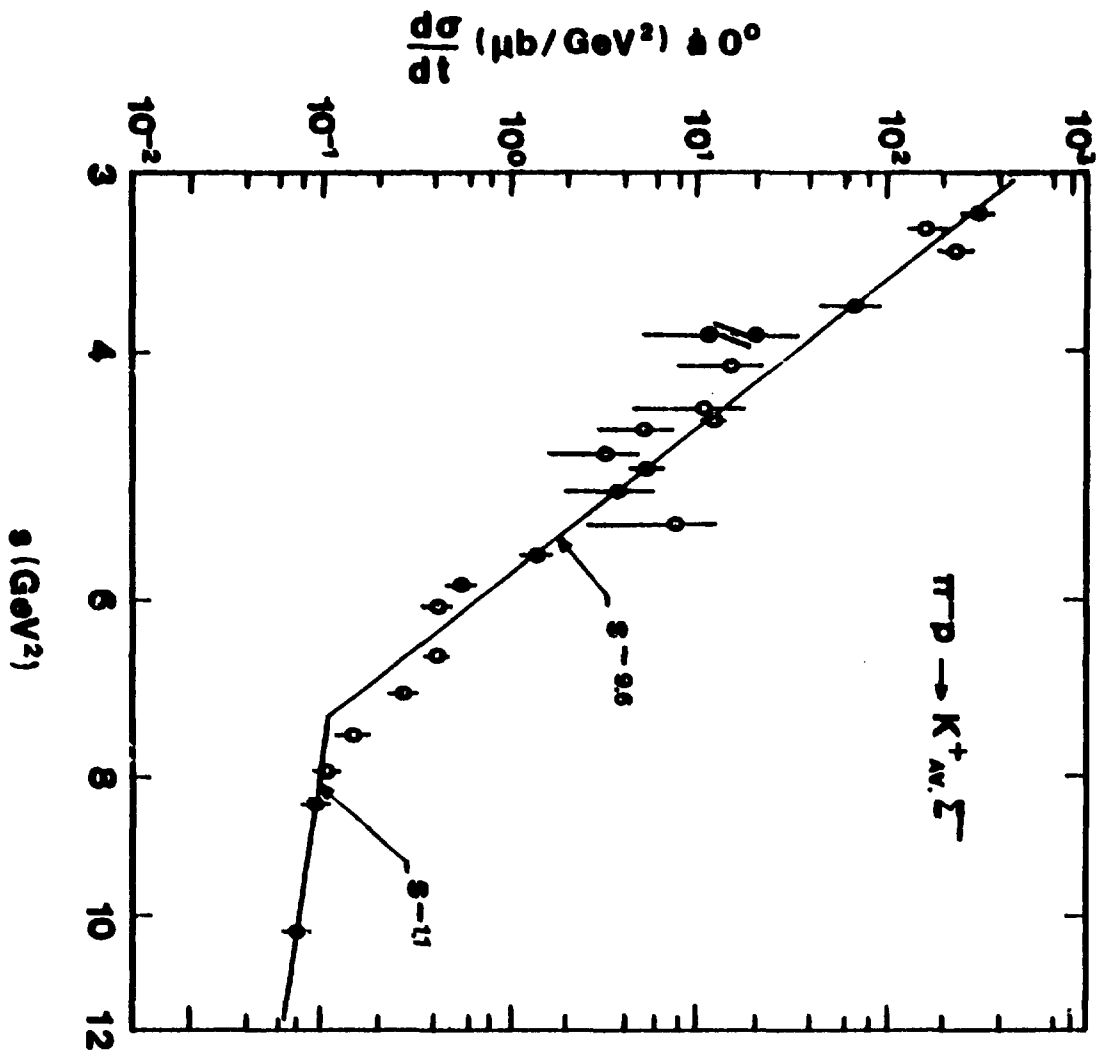


Fig. 49

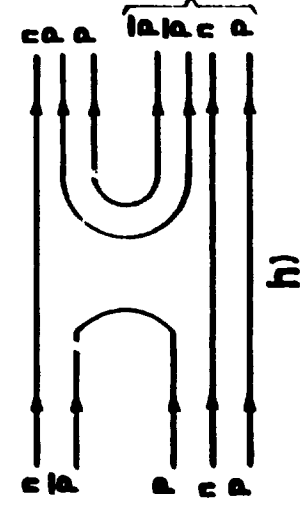
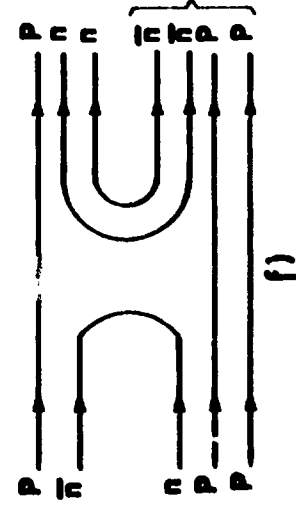
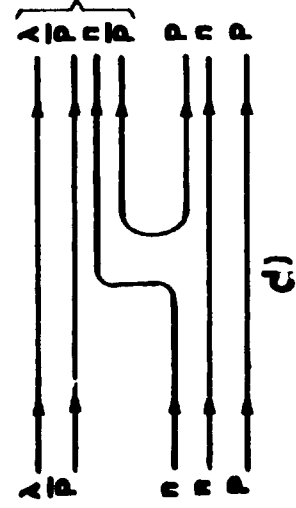
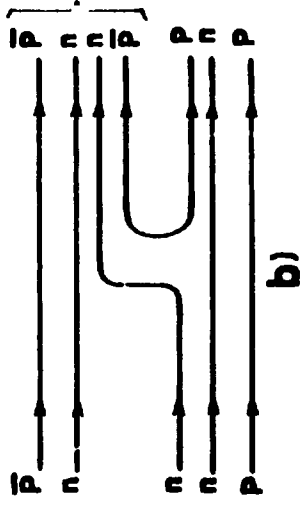
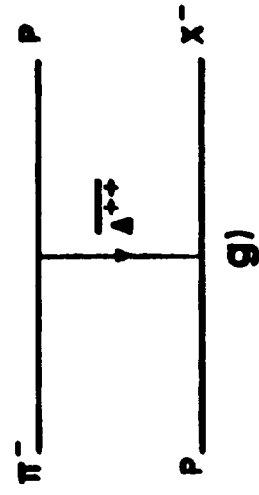
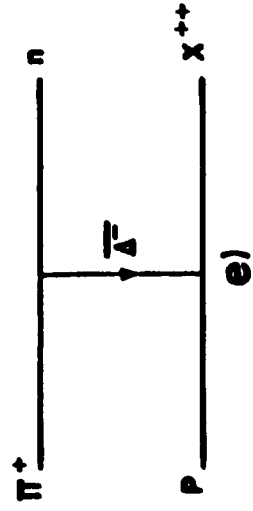
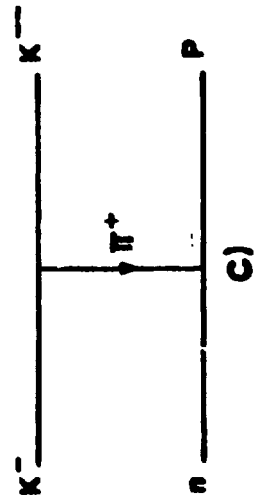
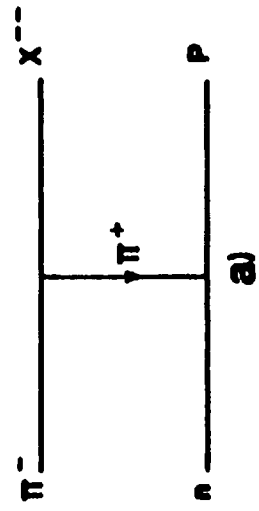
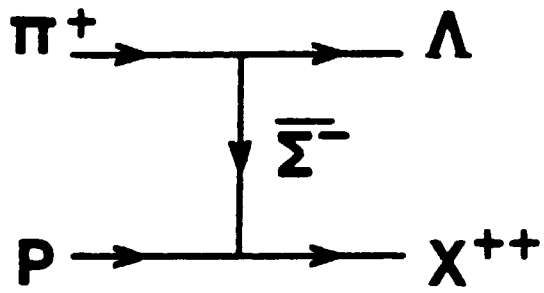
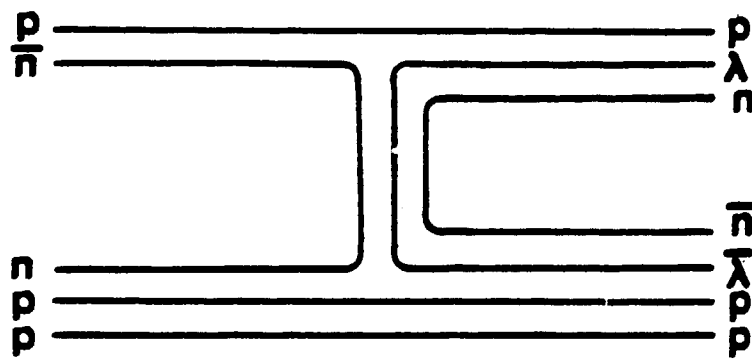


Fig. 50



a)



b)

Fig. 51

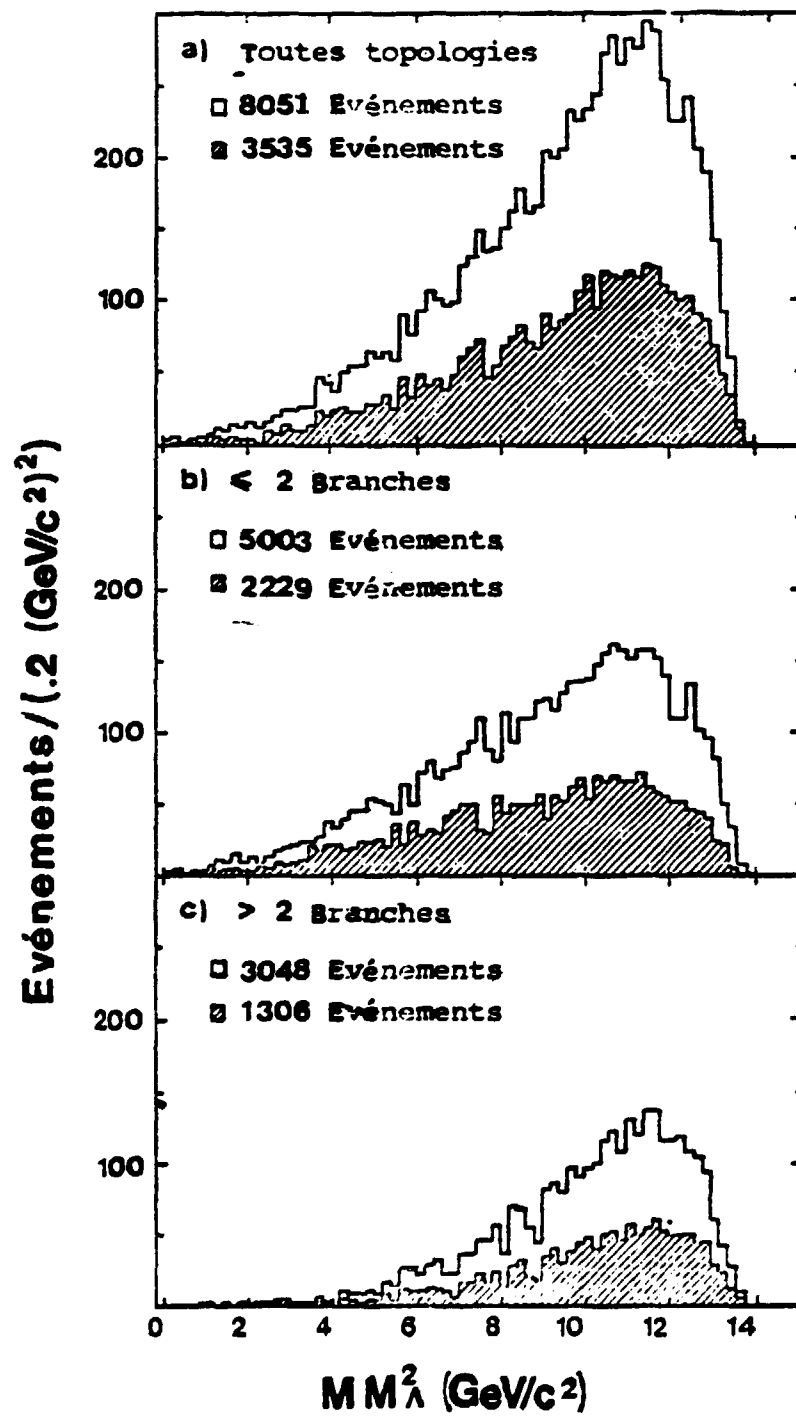


Fig. 52



Edité par
le Service de Documentation
Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Boîte Postale n° 2
91190 - Gif-sur-YVETTE (France)