

N° d'ordre
1050

CRN/HE 77-25

THESE

présentée

A L'U.E.R. DES SCIENCES DE LA MATIERE
DE L'UNIVERSITE LOUIS PASTEUR DE STRASBOURG

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

par

Jean-Jacques BLAISING

INTERACTIONS HADRONIQUES DES HYPERONS Σ^- A 17 GeV

Soutenue le 21 Avril 1977 devant la Commission d'Examen

MM. P.CHEVALLIER

Président

J.LEITE LOPES

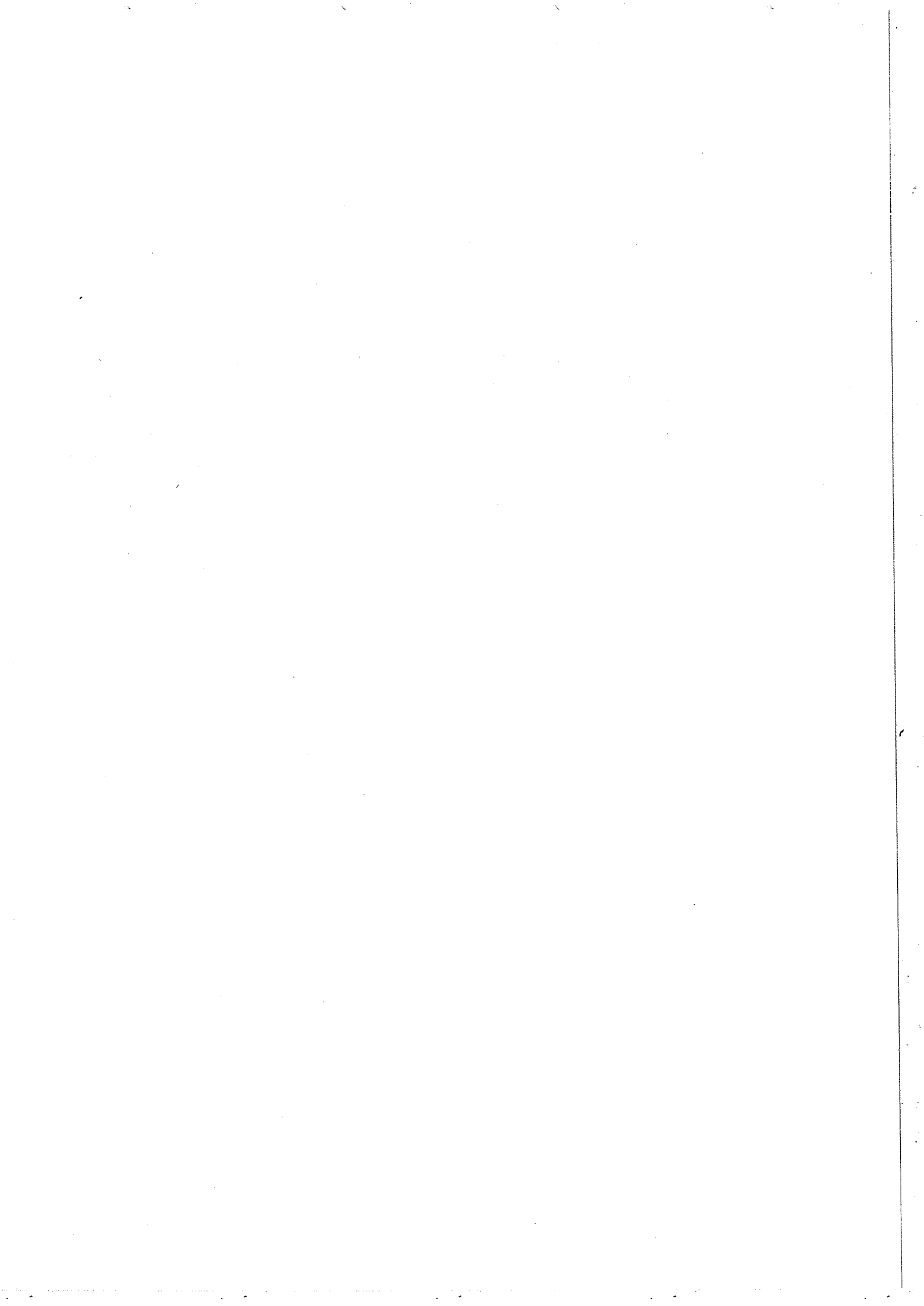
R.ARMBRUSTER

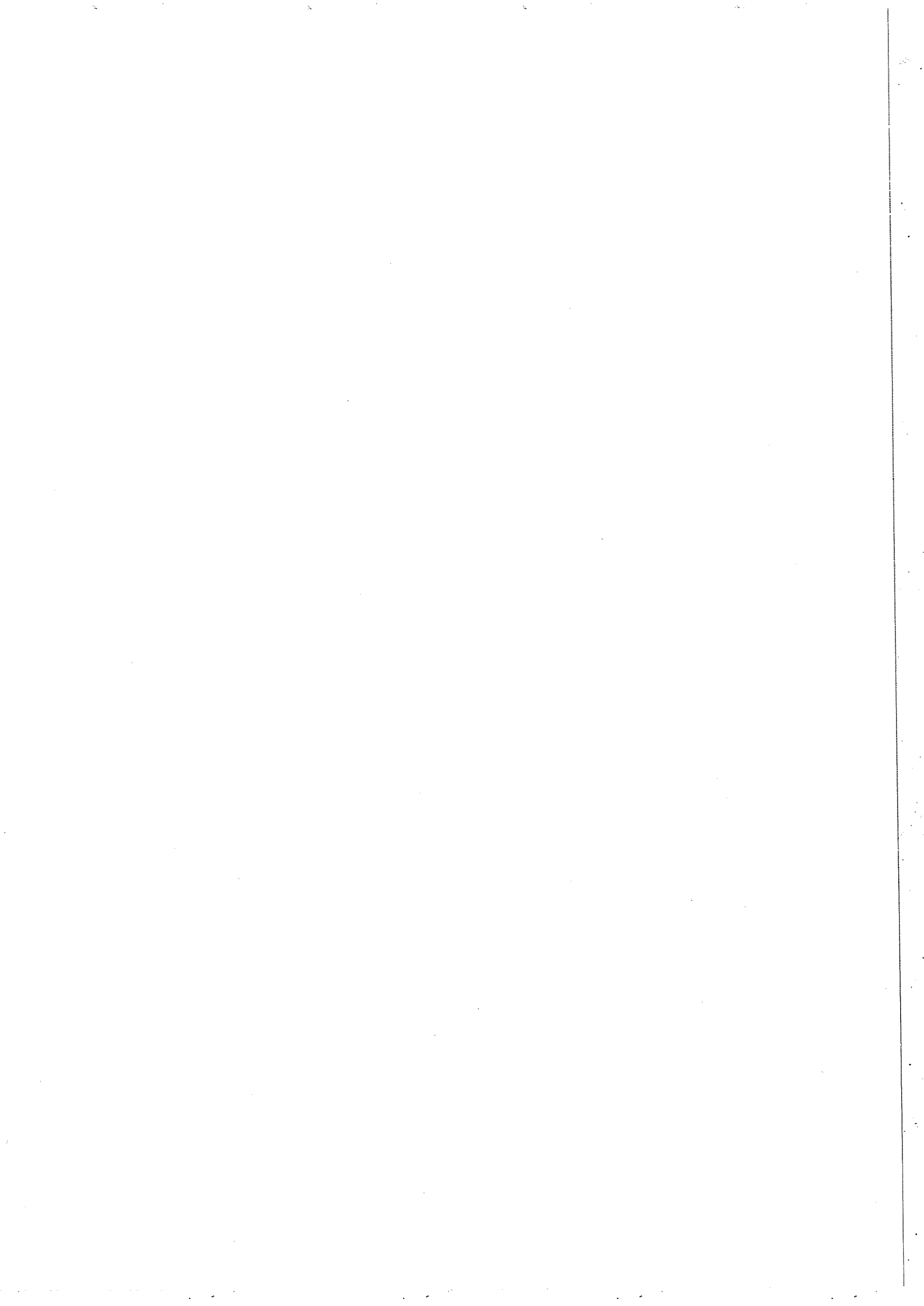
R.MORAND

J.LEFRANCOIS

P.FLEURY

Examinateurs





1. Résumé de la situation actuelle	19
2. Intérêt de l'étude de la dissociation des hyperons Σ^-	19
CHAPITRE II : DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE	21
Introduction	22
A. CHOIX DES DETECTEURS ET RESOLUTIONS	25
B. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DOMAINES DE MESURE	29
1. Dispositif expérimental	29
2. Domaines de mesure	32
C. CADRE EXPERIMENTAL, FAISCEAU D'HYPERONS	35
1. Le canal	35
2. Le D. I. S. C.	38
3. Les chambres du faisceau	47
D. LE DETECTEUR ARRIERE	50
1. La cible	50
2. Mesure de la direction du proton	50
3. Mesure de l'impulsion	55
E. LE DETECTEUR AVANT	59
1. Chambres à streamers	59
2. Ensemble de chambres proportionnelles	64
3. Le compteur à neutrons	64
F. ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT	65
1. Logique de déclenchement sur la particule incidente	65
2. Logique de déclenchement sur le proton de recul	67
G. ELECTRONIQUE D'ENREGISTREMENT DES DONNEES	71
1. Organisation générale de la prise de données	71
2. Description des éléments de la logique lente	72
a) Les circuits de mémorisation : "MEMO"	72
b) Le SCRO	73
3. Conditions d'enregistrement	73

P L A N

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : SITUATION EXPERIMENTALE ET RAPPELS	3
PHENOMENOLOGIQUES	4
A. CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DE LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE	4
1. Distributions en masse	4
2. Pic de diffraction et corrélation entre la masse et la pente	4
3. Variation de la pente avec l'énergie	6
4. Grandes sections efficaces intégrées et faible dépendance en énergie	8
5. Echange des nombres quantiques du vide	8
6. Règles de sélection	8
B. SPECTROSCOPIE DES BARYONS	11
1. Les baryons et SU(3)	11
2. Spin des quarks et SU(6)	12
3. Moment orbital et parité	12
4. Problèmes	13
5. Classification	13
C. LE MODELE DECK	16
1. Le modèle Deck simple et ses caractéristiques	16
2. Autres échanges	18
3. Problème	18
D. SITUATION ACTUELLE ET DISSOCIATION DIFFRACTIVE DES HYPERONS	19

4. Programmes de contrôle en ligne	75	B. ALIGNEMENT ET EFFICACITE DU DETECTEUR OPTIQUE	130
H. TEST DES AMPLIFICATEURS, DES MEMOS ET DU SYSTEME DE LECTURE	77	1. Alignement	131
I. TEST DES SCINTILLATEURS	79	2. Efficacité de détection d'une trace dans le détecteur avant	131
		3. Efficacité multitrace de la streamer 1	136
CHAPITRE III : PRINCIPES DE L'ANALYSE ET ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE	83	C. SELECTION DES EVENEMENTS INELASTIQUES	137
A. RECONSTRUCTION ET SELECTION DES EVENEMENTS ECRITS SUR BANDE	84	1. Recherche des candidats ayant une charge positive	137
1. Lecture de l'information et décodage	89	2. Recherche des V^0	139
2. Reconstruction des traces et définition de la géométrie de l'événement	90	3. Recherche des événements $\Lambda^0 \pi^-$	139
	91	4. Sélection des événements semi-inclusifs	141
B. CALCUL DE L'ENERGIE DU PROTON DE RECOL	91	D. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE	142
1. Calcul de l'énergie	91	E. L'EFFET DECK APPLIQUE A LA DISSOCIATION $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$	143
2. Evénements de bruit de fond	96	CONCLUSIONS	150
3. Interactions nucléaires	96	REFERENCES	152
4. Résolution en énergie	99	REMERCIEMENTS	154
C. SELECTION DES EVENEMENTS SUR DST	103		
D. SELECTION DES EVENEMENTS ELASTIQUES	107		
E. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE	109		
1. Calcul de la pente	109		
2. Normalisation	110		
F. INTERPRETATION DES MESURES DE DIFFUSION ELASTIQUE	114		
1. Modèle des quarks avec hypothèse de factorisation	114		
2. Application à la diffusion élastique $\Sigma^- p$	117		
3. Modèle optique	119		
CHAPITRE IV : ETUDE DES REACTIONS INELASTIQUES	123		
A. RECONSTRUCTION DES TRACES DANS LA STREAMER 1	126		
1. Traitement des photographies, digitisation	126		
2. Filtrage	126		
3. Reconstruction géométrique	126		

(élastique ou dissociatif).

Jusqu'à ces dernières années, l'étude des hyperons a été essentiellement faite dans des expériences utilisant des faisceaux de mésons. C'est à dire :

- des expériences de formation du type : $\bar{K}N \rightarrow \Sigma\pi, \Lambda\pi$

Les deux particules initiales forment un état lié qui se désintègre ensuite en deux ou plusieurs particules. On observe alors une résonance comme étant une bosse dans la section efficace totale en fonction de l'énergie, la distribution angulaire des produits de désintégration étant caractéristique d'un état spécifique de spin et de parité.

- des expériences de production du type : $\pi N \rightarrow \Lambda K\pi, K^+p \rightarrow \Sigma\pi\pi$

Dans ce cas une particule incidente vient frapper une cible, produisant une résonance ainsi que d'autres particules. La résonance apparaît alors comme une structure dans la distribution de masse invariante de deux ou plusieurs particules qui sont les produits de désintégration de cette résonance.

Mais la production des hyperons par des mésons ou des baryons non étranges se fait à un taux très faible car il faut échanger un nombre quantique d'étrangeté ou de baryon. Or il y a un facteur allant de 10 à 30 entre ces processus et ceux qui ne nécessitent pas ces échanges ⁴⁾. La construction de faisceaux d'hyperons offre donc la possibilité d'observer de nouveaux phénomènes d'interaction forte, la présence d'un baryon étrange dans l'état initial permettant d'étudier la transition des baryons étranges sans échange d'étrangeté.

Après les résultats encourageants obtenus lors de la mesure de la section efficace totale Σp ⁵⁾, qui est en accord avec les prédictions du modèle des quarks, d'autres expériences ont été envisagées. Elles ont principalement pour but :

- l'étude de la diffusion élastique des hyperons. Cette dernière permet de comparer le comportement des hyperons à celui des autres hadrons dans le domaine de la diffusion élastique
- l'étude des états excités d'hyperons qui peuvent être produits sans échange de nombres quantiques d'étrangeté ou de baryon.

INTRODUCTION

La construction, au cours des 15 dernières années d'une grande variété de faisceaux secondaires de hadrons (Pions, Kaons...) a permis de nombreuses études dans le domaine des interactions fortes. Parmi celles-ci on peut distinguer :

- l'étude des propriétés statiques des hadrons (spectroscopie)
- l'étude des propriétés dynamiques (mécanismes de production)

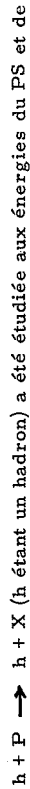
La spectroscopie des hadrons constitue depuis longtemps un domaine important de la physique des interactions fortes. Elle joue un rôle essentiel dans la tentative de compréhension des interactions fortes dans le cadre de la théorie SU (3) ^{1, 2)} qui permet de classer les résonances et les particules stables dans des multiplets prédits, l'observation de nouveaux états permettant de combler les nombreuses lacunes qui existent encore dans cette classification.

Un autre aspect intéressant est l'étude des mécanismes de production des résonances. On sait que dans toute réaction, une ou plusieurs particules sont échangées entre les deux particules de l'état initial pour former l'état final. Les nombres quantiques des particules échangées imposent donc des règles de sélection pour l'état final, mais réciproquement, l'observation des propriétés de l'état final permet de tirer des conclusions sur la nature des particules échangées. Un cas particulier est celui où la particule échangée porte les nombres quantiques du vide (sauf le spin et la parité), c'est l'échange du Poméron. Lorsque dans une réaction seul l'échange du Poméron est possible, on l'identifie en général à un processus diffractif

A. CARACTERISTIQUES EXPERIMENTALES DE LA DISSOCIATION DIFFRACTIVE

1) Distributions en masse

La dissociation diffractive des protons suivant la réaction



l'A. G. S. au CERN et à B. N. L. dans plusieurs expériences de masse manquante $(6,7)$. Les distributions en masse manquante présentent des structures qui

se superposent à un bruit de fond continu. La figure I. 1B représente le spectre

de masse manquante de la réaction $PP \rightarrow P + X$. Le pic à $M \simeq 1.7$ GeV

est identifié avec la résonance $N^*(1690)$. La bosse à $M = 1.4 - 1.5$ GeV est

considérée comme étant due à une résonance $N^*(1400)$ avec une contribution

de la $N^*(1520)$. L'identification des pics de masse $M \simeq 1,5$ et $1,7$ GeV avec

les résonances $N^*(1520) J_p = 3/2^-$ et $N^*(1690), J^P = 5/2^+$ est fondée sur des

analyses de spin et de parité. Mais la structure de masse $M \simeq 1400$, qui disparaît

lorsque l'on fait une coupure en transfert, est difficilement identifiable à l'une

des résonances de Nucléon que l'on connaît. On considère actuellement que la

bosse à $M \simeq 1.4$ GeV n'est pas une résonance.

La distribution en masse des états diffractés peut aussi être étudiée

en mesurant les produits de désintégration du système produit. La figure I. 1A

montre la distribution de masse invariante du système N_r^+ mesurée lors de

l'étude de la dissociation $P \rightarrow N_r^+$ aux I. S. R. On observe le même

comportement.

2) Pic de diffraction et corrélation entre la masse et la pente

Les sections efficaces différentielles des processus diffractifs

élastiques et inélastiques peuvent être paramétrisées par la relation :

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \exp(bt)$$

Pour les processus élastiques, la section efficace différentielle présente un pic étroit à l'avant dont la pente varie ($7 < b < 12$ (GeV/c) $^{-2}$)

CHAPITRE I

SITUATION EXPERIMENTALE ET RAPPELS PHENOMENOLOGIQUES

suitant la réaction, l'énergie et le domaine de transfert étudié. La figure I.2B représente la section efficace différentielle de la réaction $PP \rightarrow N^*(1690)P$ à 24 GeV/c (6). Son comportement est à comparer à celui de la diffusion élastique PP représentée sur la même figure.

Pour les processus dissociatifs, la pente de la section efficace différentielle varie très rapidement avec la masse du système excité. La figure I.2A représente la section efficace différentielle de la réaction $PP \rightarrow N^*P$ pour différentes masses produites. La figure I.2C montre la corrélation entre la masse et la pente pour différents processus (9). On constate que l'effet est très violent. Pour les masses les plus faibles, la pente est environ deux fois plus forte que la pente des processus élastiques correspondants.

3) Variation de la pente avec l'énergie

Pour les processus élastiques, la pente varie en fonction de l'énergie. Cette variation peut être décrite en utilisant une trajectoire effective du poméron et la relation :

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{S_2} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{S_1} \left(\frac{S_2}{S_1} \right)^{2\alpha_p(t) - 2}$$

La comparaison des mesures à deux ou plusieurs énergies différentes permet donc de calculer la fonction $\alpha_p(t)$. Ainsi pour la réaction $PP \rightarrow PP$, à faible transfert on peut paramétriser cette fonction par la relation (10) :

$$\alpha_p(t) = 1,05 + 0,27(t)$$

Les processus dissociatifs semblent présenter la même caractéristique. La figure I.2D montre la variation de la pente b de la section efficace différentielle, de la réaction $PP \rightarrow N^*(1690)P$, en fonction de l'impulsion de la particule incidente (6, 11, 12). Elle est à comparer à la variation de la pente dans le cas de la diffusion élastique.

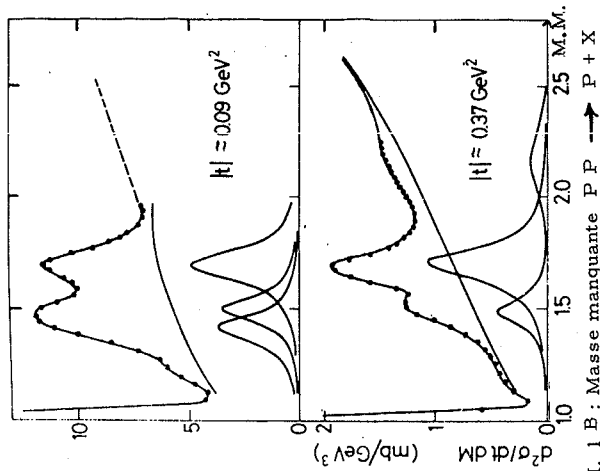


Fig. 1.1 B : Masse manquante $PP \rightarrow P + X$

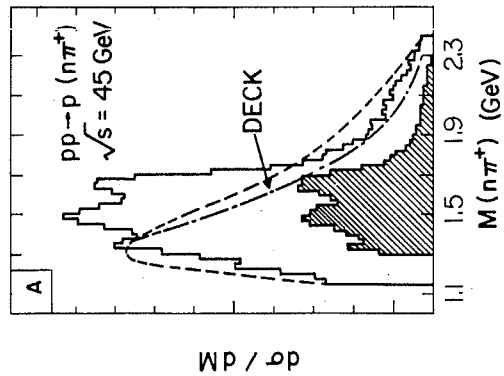


Fig. 1.1 A : Masse invariante

4) Grandes sections efficaces intégrées et faible dépendance en énergie

Pour les énergies inférieures à 30 GeV les sections efficaces élastiques décroissent lentement lorsque l'énergie augmente. Au dessus de 50 GeV elles sont sensiblement constantes. La section efficace élastique PP croît d'environ 10 % sur l'ensemble du domaine d'énergie couvert par les ISR. La dépendance en énergie des sections efficaces intégrées de la réaction $PP \rightarrow N^*P$ a été étudiée sur un grand intervalle d'énergie. La faible dépendance en énergie de ce processus est illustrée sur la figure I. 3 pour les états excités N(1400), N(1520), N(1690). Cette figure montre également la dépendance en énergie de la réaction $PP \rightarrow P \Delta$ (1236) qui est une réaction avec échange d'Isospin. La différence de comportement entre les états d'isospin $I = 1/2$ et ceux d'isospin $I = 3/2$ est frappante.

5) Echange des nombres quantiques du vide

Les processus diffractifs dissociatifs sont caractérisés par l'absence d'échange de nombres quantiques internes (B, S, I, G). Des analyses en isospin, permettant de séparer les contributions $I = 0$ et $I = 1$ des échanges dans la voie t, ont été effectuées par plusieurs groupes¹³. Les résultats mettent en évidence une forte contribution des échanges d'isospin $I = 0$.

6) Règles de sélection

Si on considère les états susceptibles d'être produits de façon diffractive, on constate que tous les états possibles ne sont pas produits. D'une façon générale, seuls les processus obéissants à la règle empirique de Gribov-Morrison^{14, 15} sont autorisés. Cette règle de sélection s'exprime par la relation :

$$P_f = P_i (-1)^{\Delta J}$$

- P_i : parité de l'état initial
- P_f : parité de l'état final
- ΔJ : changement de spin.

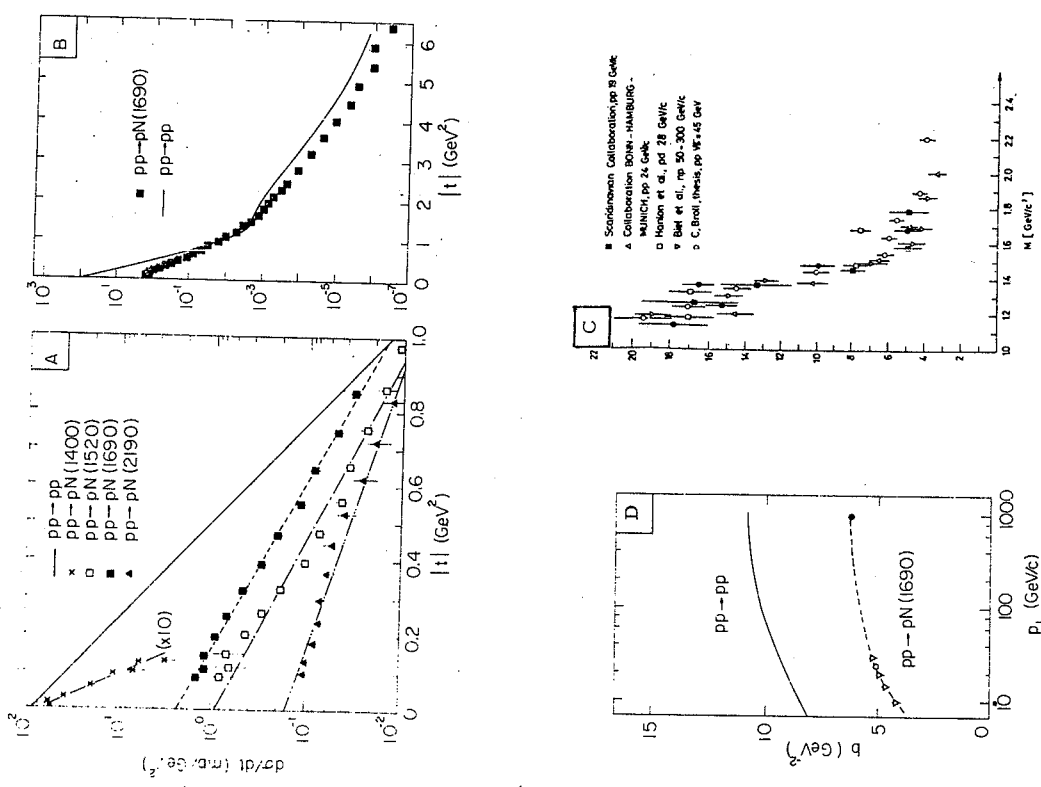


Fig. I. 2

Pour la dissociation diffractive des mésons pseudoscalaires (π, K), la règle de Gribov-Morrison autorise la production des états de parité non naturelle $0^-, 1^+, 2^-, 3^+, \dots$, alors que pour la dissociation diffractive des nucléons elle permet les états $1/2^+, 3/2^-, 5/2^+, 7/2^-, \dots$.

Dans le cadre du modèle de Regge, si l'on fait l'hypothèse d'un échange ayant une trajectoire dominante, la dépendance en énergie de la section efficace est approximativement donnée par $\sigma \propto S^{\alpha(0)-1}$. La dépendance en énergie des réactions inélastiques à deux corps peut donc en général être paramétrisée par la relation :

$$\sigma \propto 1/P_L^n$$

P_L étant l'impulsion de la particule incidente dans le système du laboratoire.

Le tableau suivant 3) résume la situation pour les réactions exclusives du type : $a + p \rightarrow b + p$. Il permet de voir les états prédits par la règle de Gribov-Morrison, ainsi que la dépendance en énergie des sections efficaces qui sont paramétrisées par la relation $\sigma \propto P_L^{-n}$.

Réaction	Règle de Gribov-Morrison	n	Domaine d'impulsion (GeV/c)
$pp \rightarrow pN^*(1400)$	oui	~ 0	5-280
$pp \rightarrow pN^*(1520)$	oui	~ 0.1	5-1000
$pp \rightarrow pN^*(1690)$	oui	~ -0.3	5-1000
$\pi^+p \rightarrow A_1^+p$	oui	0.4 ± 0.07	5-40
$\pi^+p \rightarrow A_2^+p$	non	0.51 ± 0.06	5-40
$\pi^+p \rightarrow A_3^+p$	oui	0.57 ± 0.21	10-40
$K^+p \rightarrow K^{*-}(890)p$	non	1.48 ± 0.04	3-40
$K^+p \rightarrow K^{*+}(890)p$	non	1.90 ± 0.07	3-16
$K^0p \rightarrow Q^0p$	oui	0.40 ± 0.1	4-14
$K^0p \rightarrow Q^+p$	oui	0.59 ± 0.16	5-11
$K^+p \rightarrow Q^+p$	oui	0.67 ± 0.07	4-12
$K^+p \rightarrow K^{*-}(1420)p$	non	1.4 ± 0.1	4-40

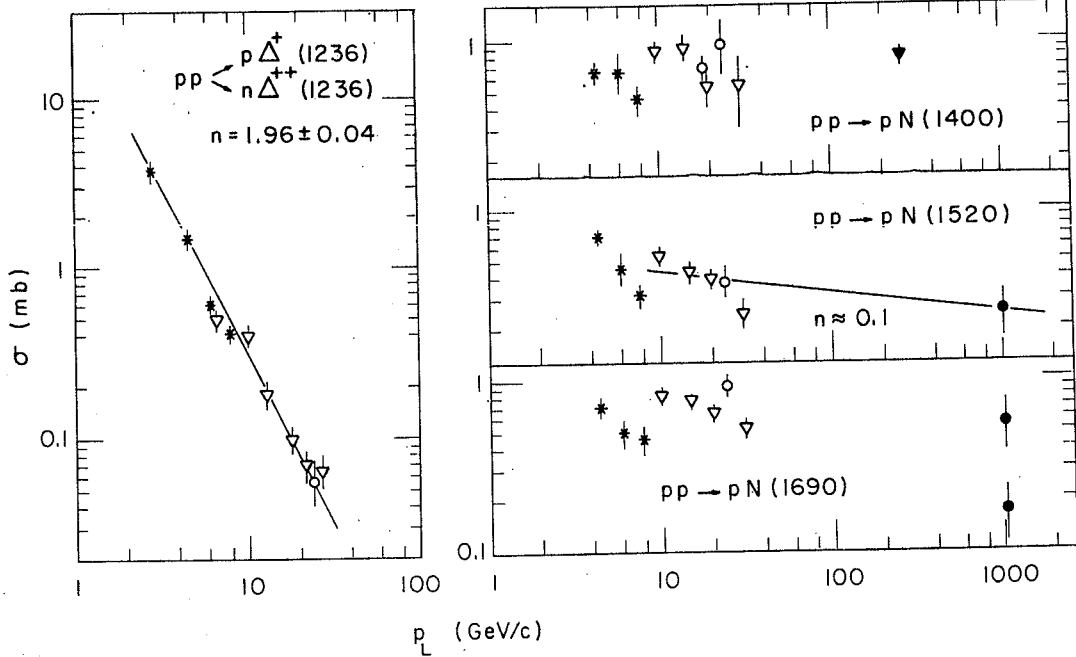


Fig. 1.3 : Dépendance en énergie des réactions inélastiques à deux corps

B. SPECTROSCOPIE DES BARYONS

Le modèle des quarks permet de reproduire assez bien le spectre des baryons. Compte tenu des règles de sélection que nous avons citées, on peut donc prédire les états excités de Σ^- susceptibles d'être produits. Aussi allons nous rapidement faire un rappel concernant la spectroscopie des baryons.

1) Les baryons et SU(3)

Dans le cadre d'un simple modèle des quarks non relativiste un baryon est un état lié de 3 quarks. Il y a donc 3^3 combinaisons qqg possibles dont la décomposition en multiplets de SU(3) est :

$$q \otimes q \otimes q = 3 \otimes 3 \otimes 3 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \quad (1)$$

On obtient un singulet, deux octets et un décuplet de SU(3)

2) Spin des quarks et SU(6)

Si les quarks sont des fermions, le système (qqq) peut avoir un spin 1/2 ou 3/2. On construit donc les baryons à partir de 6^3 combinaisons dont la décomposition en multiplets de SU(6) est :

$$q \otimes q \otimes q = 6 \otimes 6 \otimes 6 = 20 \oplus 56 \oplus 70 \oplus 70'$$

Chacun de ces multiplets peut être décomposé en représentations de SU(3) x SU(2) de la façon suivante :

$$\begin{aligned} [20] &= [1, 3/2]_4 + [8, 1/2]_2 & A \\ [56] &= [8, 1/2]_2 + [10, 3/2]_4 & S \\ [70] &= [1, 1/2]_2 + [8, 1/2]_2 + [8, 3/2]_4 + [10, 1/2]_2 & S.M. \end{aligned}$$

A, S, SM signifiant que les fonctions d'ondes des états appartenants aux différentes représentations sont respectivement, antisymétriques, symétriques et de symétries mélangées sous l'échange de deux quarks.

3) Moment orbital et parité

Le moment angulaire orbital L des 3 quarks doit être ajouté au spin S = 1/2, 3/2 du système de quarks pour obtenir le moment angulaire J, c'est à dire le spin du baryon.

$$J = |L - S, \dots, L + S|$$

La parité d'un baryon est alors donnée par

$$P = (-1)^L$$

On peut donc classer les baryons en multiplets de SU(6) x O(3).

Un multiplet [SU(6), L, P] de parité donnée se décompose en multiplets de SU(3) x SU(2). Chaque multiplet [SU(3), S] se décompose ensuite en multiplets de SU(3) de spin et de parité données.

4) Problèmes

- Parmi d'autres, ce modèle présente les inconvénients suivants :
 - Etant donné que la partie SU(6) de la fonction d'onde des états appartenant à la représentation [56] est symétrique, si les quarks obéissent à la statistique de Fermi, la partie spatiale de la fonction d'onde représentant un baryon de parité positive, doit être antisymétrique.
 - Ceci est peu probable pour des baryons se trouvant dans l'état fondamental.
 - Pourquoi n'a-t-on pas observé d'états appartenant à des multiplets [56] de parité négative ou [70] de parité positive.

Ces difficultés ont conduit au modèle des quarks symétriques de Greenberg et Resnikoff^{16, 17}. Dans ce modèle, qui utilise un potentiel d'oscillateur harmonique, et dans lequel la fonction d'onde totale est symétrique, seuls certains multiplets sont autorisés.

Le tableau suivant indique quelques uns des multiplets autorisés.

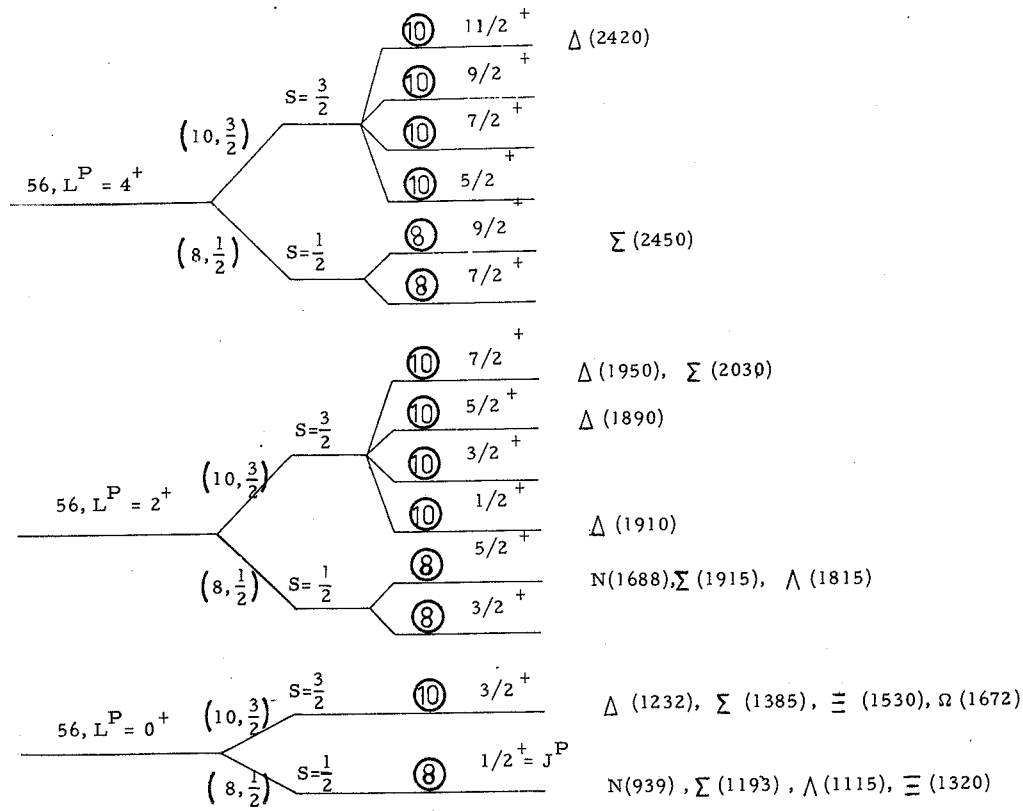


Fig. I. 4 : Classification des baryons de Parité P= +1.

Etats de l'oscillateur harmonique	Multiplets (n, L, p)
N = 0	[56, 0 ⁺]
N = 1	[70, 1 ⁻]
N = 2	[56, 0 ⁺], [56, 2 ⁺], [20, 1 ⁻], [70, 0 ⁺], [70, 2 ⁺]

5) Classification

Actuellement les états connus sont essentiellement classés en deux

catégories :

- Les baryons de parité positive appartenant aux représentations [56]

L^P = 0⁺, 2⁺, ... figure I. 4

- Les baryons de parité négative appartenant aux représentations [70]

L^P = 1⁻, 3⁻, ... figure I. 5

Il y a cependant des états, tels que les N* (1470)²⁰ et N* (1780), de spin parité 1/2⁺ qui ne trouvent pas leur place dans cette classification.

Selon certains avis ces résonances pourraient correspondre à des excitations radiales d'états appartenant à l'octet de la représentation [56, 0⁺].

Dans le tableau suivant nous avons indiqué quelques uns des états excités de Σ⁻ susceptibles d'être produits de façon diffractive.

J ^P	Masses
3/2 ⁻	1670, 1940
5/2 ⁺	1915
7/2 ⁻	2100, 2250
9/2 ⁺	2450

C. LE MODELE DECK

Nous avons vu que le spectre de masse des processus diffractifs dissociatifs présente pour les faibles valeurs de masse une structure qu'il est difficile de considérer comme une résonance. L'effet Deck est un modèle permettant d'expliquer la production de systèmes non-résonnants.

1) Le modèle Deck simple et ses caractéristiques

Le modèle Deck (18, 19) dans sa version originale est le modèle le plus simple qu'on puisse imaginer pour la dissociation diffractive. Le mécanisme est esquissé sur la figure 6 A : le projectile se dissocie en un certain nombre de fragments, puis l'un de ces fragments se diffracte sur la cible. La propagation du fragment qui est diffracté par la cible donne lieu à un pôle dans l'amplitude. Plus ce pôle est près de la région physique et plus l'amplitude est grande. C'est pourquoi le mécanisme Deck favorise l'échange de π entre la dissociation et la diffraction. Avec le modèle Deck simple, appliqué à la dissociation diffractive $a + p \rightarrow a^* + \pi + P$, schématisée sur la figure I.6C l'amplitude de diffusion F s'écrit :

$$F \propto \frac{g_{\pi aa^*}}{t_{a1} - m\pi^2} A_{\pi p}^{\text{élastique}} (S_{23}, t_{b3})$$

Les variables utilisées sont définies sur la figure I.6B. Ce modèle s'applique à de nombreuses dissociations :

$$\pi \rightarrow \rho, K, \eta, K^*, N \rightarrow N\pi$$

et ses propriétés caractéristiques sont les suivantes :

- a) Pas de dépendance de l'énergie incidence et sections efficaces constantes.
- b) Comme l'amplitude élastique π est dominée par l'échange du poméron alors que c'est l'échange du π qui contrôle le comportement en S_{12} , on s'attend à ce qu'il y ait un grand intervalle de rapidité entre les particules 2 et 3 et donc un petit intervalle de rapidité entre 1 et 2. Le modèle Deck favorise donc les faibles masses pour le système 1-2.

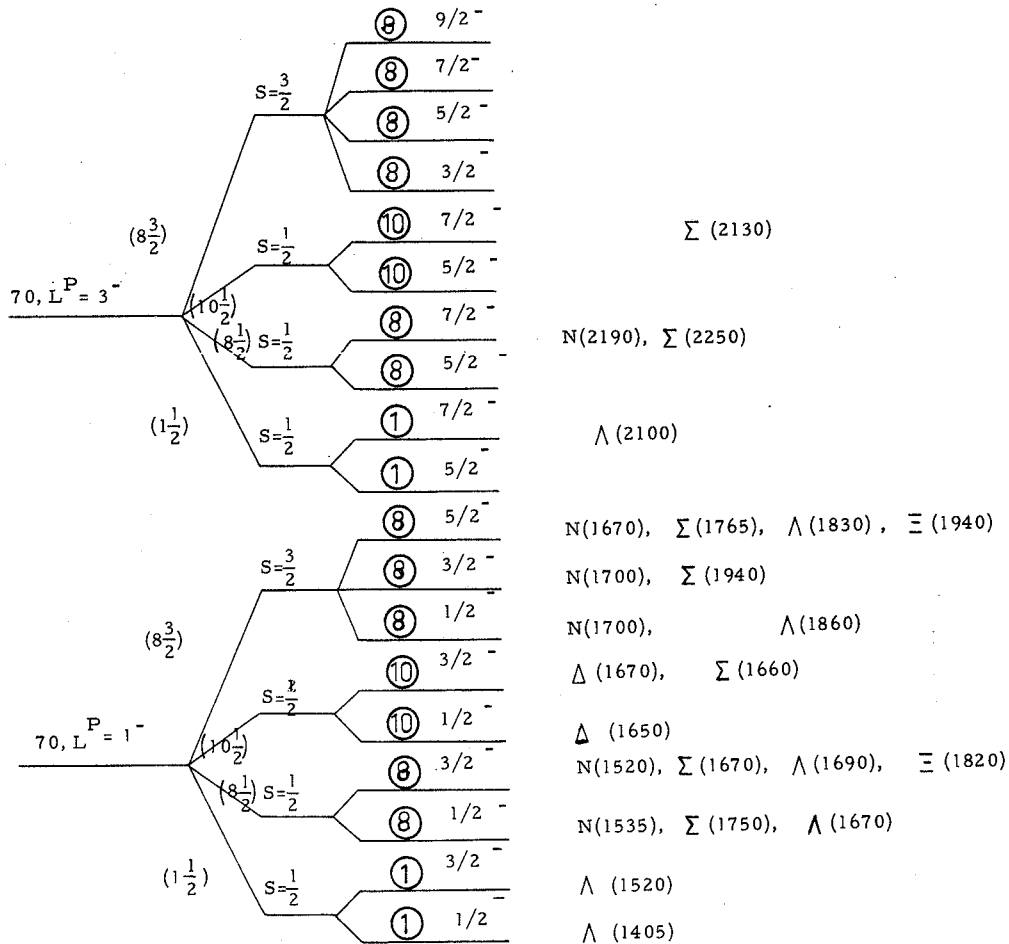


Fig. I. 5 : Classification des baryons de Parité P = - 1.

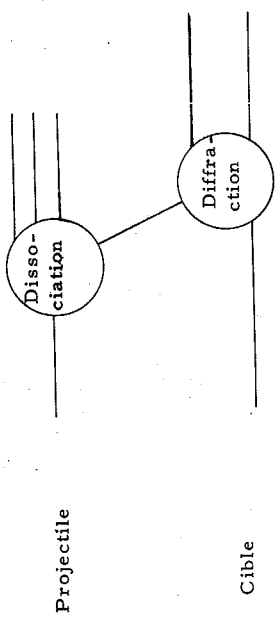


Fig. 1.6A : Le mécanisme du modèle Deck

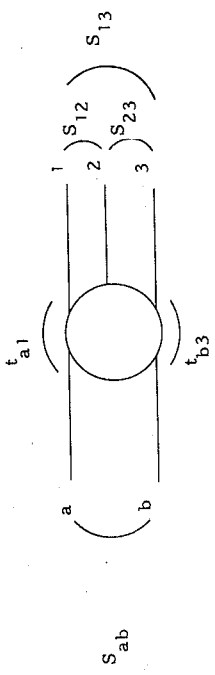


Fig. 1.6B : Diagramme d'une réaction 2 → 3 générale:

$a+b \rightarrow 1+2+3.$

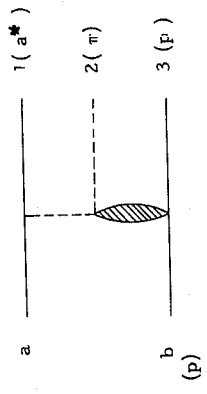


Fig. 1.6C : Le modèle Deck avec échange de π .

- c) Pas d'échanges de nombres quantiques internes
- d) Comme la plupart des événements se situent au seuil de la réaction, on favorise un moment orbital nul entre les particules 1 et 2.

C'est à cause de ces propriétés que le modèle Deck produit des effets simultanés des résonances : bosse au voisinage du seuil (propriété b), nombres quantiques déterminés (propriété c). Jointes au fait qu'il n'y a pratiquement pas de paramètre libre, ces propriétés confèrent au modèle Deck un grand intérêt dans la phénoménologie des dissociations diffractives. La figure 1.6A présente un ajustement du spectre de masse invariante de la réaction $PP \rightarrow P(N\pi^+)$ par le modèle Deck.

2) Autres échanges

S'il est vrai que l'échange de π est presque toujours la contribution dominante, il y a des cas où l'on ne peut pas négliger d'autres contributions, comme par exemple celle où le fragment a^* se diffracte sur la cible. Cette contribution est importante dans le cas de la dissociation $N \rightarrow N\pi$, où l'échange de nucléon (associé à la diffusion élastique $N.N$) est tout à fait compétitif avec l'échange de pion. Dans la réaction $NP \rightarrow (P\pi^-)P$ on a pu mettre en évidence les deux échanges. Il semblerait que le pôle π domine pour $\cos \theta^* > 0$ (réaction à l'avant) et le pôle du nucléon pour $\cos \theta^* < 0$ (réaction à l'arrière), θ^* étant l'angle du proton dans le système du centre de masse du système (P, π^-) .

3) Problème

Un des problèmes auquel est confronté le modèle Deck est relatif au caractère périphérique des dissociations diffractives. Le modèle non corrigé est incapable de reproduire la corrélation entre la masse du système 1-2 et la pente en transfert t_{b3} .

D. SITUATION ACTUELLE ET DISSOCIATION DIFFRACTIVE DES HYPERONS

1) Résumé de la situation actuelle

Les résultats expérimentaux indiquent clairement que les réactions, intervenant sans échange de nombres quantiques internes et pour lesquelles le spin et la parité obéissent à la règle de Gribov-Morrisson, représentent une catégorie bien distincte des autres processus inélastiques. Mais l'interprétation théorique des processus diffractifs dissociatifs est loin d'être parfaite. Les principales questions qui apparaissent sont :

a) Qu'est-ce qui est échangé ?

Les caractéristiques expérimentales de la dissociation diffractive étant celles de la diffusion élastique, on conclut généralement que l'on doit échanger la même chose. Donc la dissociation diffractive est dominée par l'échange du poméron.

b) Qu'est-ce qui est produit ?

Sur ce point la controverse subsiste. On produit :

- des résonances

Les états N* (1520) et N* (1690) sont clairement identifiés

- des systèmes non résonants

Les analyses en ondes partielles montrent qu'il est difficile de considérer les états N* (1400), A₁, A₃ et Q comme des résonances

Il existe donc des résonances et des structures de type Deck produites de façon diffractive. Y a-t-il une dualité ou une complémentarité entre ces deux composantes ?

2) Intérêt de l'étude de la dissociation des hyperons Σ^-

La construction de faisceaux d'hyperons donne la possibilité d'étudier de nouveaux phénomènes dans le domaine des interactions fortes. La présence d'un baryon étrange dans l'état initial permet d'étudier la transition des baryons étranges, mais sans échange d'étrangeté. Il y a dans ce cas une grande similitude avec l'étude des résonances de nucléons produites lors des

interactions



Compte tenu des divers modèles que nous avons cités, les principales questions que l'on peut se poser dans le cadre d'une étude de la diffusion



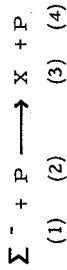
sont :

- Existe-t-il des résonances d'hyperons produites de façon diffractive
- Dans l'affirmative, obéissent-elles à des règles de sélection telles que celles de Gribov-Morrisson
- Existe-t-il des états analogues à la N* (1470) ou (1780) parmi les états excités de Σ^- .
- Y a-t-il un bruit de fond non résonant pouvant être interprété dans le cadre d'un modèle d'effet Deck.

INTRODUCTION

Le but de cette expérience réalisée auprès du faisceau d'hypérons du PS du C.E.R.N. est de mesurer la section efficace différentielle de la diffusion élastique $\Sigma^- \bar{p} \rightarrow \Sigma^- \bar{p}$ et d'étudier la production des résonances lors des interactions hypérons-protons.

Soit le cas général de la réaction à deux corps

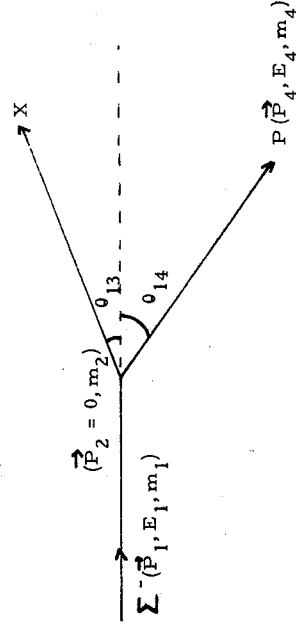


$X = \Sigma^-$ diffusion élastique
 $X = Y^*$ production de résonance

CHAPITRE II

DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

Dans le système du laboratoire où le proton est au repos cette réaction peut être schématisée de la façon suivante :



Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion du système permettent donc d'écrire la masse manquante de la particule X

$$M_X^2 = E_3^2 - \vec{P}_3^2 = (E_1 + m_2 - E_4)^2 - (\vec{P}_1 - \vec{P}_4)^2$$

$$= (E_1 + m_2 - E_4)^2 - P_1^2 - P_4^2 + 2P_1 P_4 \cos \theta_{14} \quad (1)$$

Dans le plan (P_4, θ_{14}) pour une valeur fixe de l'impulsion incidente P_1 on peut tracer les courbes d'égale masse manquante. La figure II.1 donne ces isobares pour une valeur de $P_1 = 17 \text{ GeV}/c$

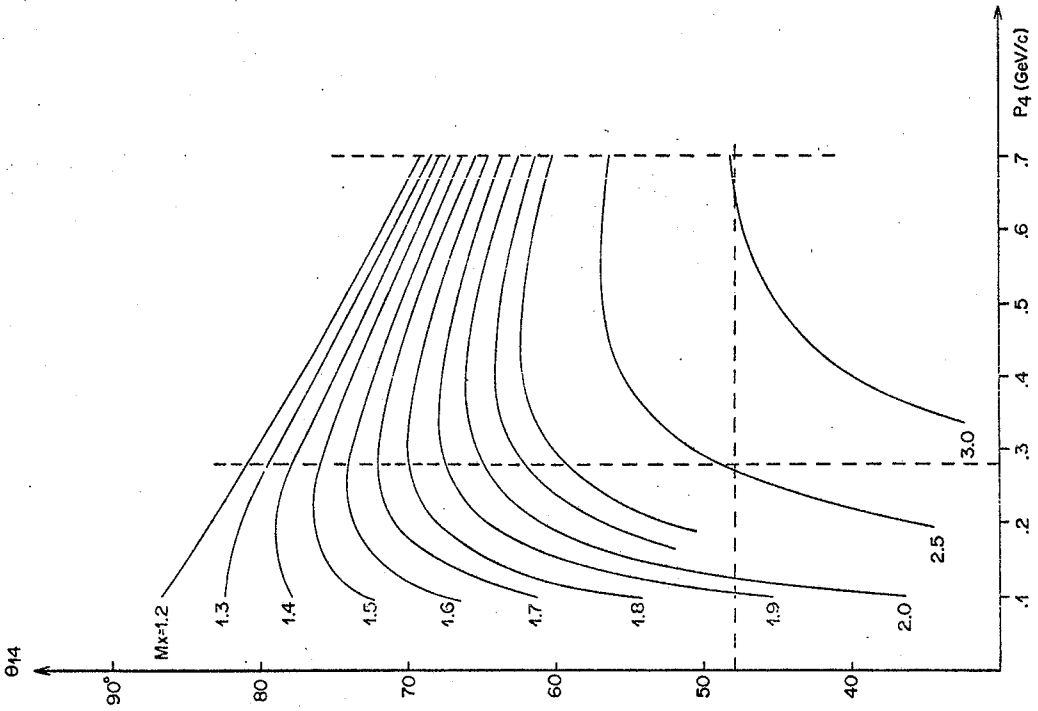


Fig.II.1 : Isobares de Masse de la réaction $\Sigma^- P \rightarrow X P$

Connaissant la nature, le moment et la direction de la particule incidente, il suffit d'identifier le proton de recul, de mesurer sa direction et son impulsion pour pouvoir faire un calcul de masse manquant. La difficulté essentielle consiste alors à séparer la réaction élastique des modes inélastiques, mais également des modes de contamination



le π^- et le N venant de la désintégration du Σ^- avant la cible.

Le tableau suivant donne pour différentes réactions la gamme d'impulsion et d'angle des particules chargées émises à l'avant dans le laboratoire.

Réaction	Impulsions (GeV/c)	Angles (°)
$\Sigma^+ \longrightarrow N + K^+(1)$	$1 < P_1 < 13$	$0 < \theta_1 < 6$
$\Sigma^- \longrightarrow N + \pi^-(1)$	$1 < P_1 < 6$	$0 < \theta_1 < 6$
$\Sigma^+ \longrightarrow \Sigma^0 + \pi^+(1)$	$0 < P_1 < 10$	$0 < \theta_1 < 15$
$\Lambda^0 + \gamma$	$4 < P_2 < 15$	$0 < \theta_2 < 5$
$\Lambda^0 + \pi^-(3)$	$0 < P_3 < 5$	$0 < \theta_3 < 10$
$\Sigma^+ \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^+(1)$	$0 < P_1 < 10$	$0 < \theta_1 < 20$
$\Lambda^0 + \pi^-(3)$	$4 < P_2 < 15$	$0 < \theta_2 < 5$
	$0 < P_3 < 5$	$0 < \theta_3 < 10$

A. CHOIX DES DETECTEURS ET RESOLUTIONS

Etant donné la variété des modes de désintégration des Y^{*} , il est difficile de concevoir un déclenchement sur les produits de désintégration (par exemple sur la multiplicité) sans introduire des biais. Par contre, le proton de recul est émis dans une région de l'espace bien distincte du cône avant et son domaine d'impulsion est restreint. On peut donc signer une interaction en détectant le proton de recul. Mais pour chaque masse produite il faut identifier le mode de désintégration.

Nous avons donc choisi d'utiliser deux types de détecteurs :

- un détecteur rapide qui signe la présence simultanée de la particule incidente et d'un proton de recul provenant de l'interaction dans la cible.
- un détecteur lent, déclenché par le détecteur rapide, qui mesure la direction et l'impulsion des produits chargés de la désintégration. La nécessité d'une bonne résolution et d'une bonne efficacité multitraçage nous a conduit à utiliser un détecteur optique constitué par des chambres à dards.

L'utilisation d'un détecteur optique déclenché limite de façon importante le nombre de photos à mesurer.

L'expérience étant destinée à étudier les diffusions élastiques et inélastiques, l'appareillage doit répondre à plusieurs exigences.

Pour la diffusion élastique

Il doit permettre de mesurer une gamme de transfert aussi grande que possible. Il serait intéressant d'atteindre des grandes valeurs du transfert $|t|$ afin de comparer les diffusions élastiques Σ^-P et PP dans la région où l'on observe des structures dans la section efficace différentielle. Il est également important d'atteindre les faibles valeurs du transfert afin de permettre une extrapolation à $t = 0$ et comparer cette valeur à celle donnée par le théorème optique. Compte tenu, du faible taux de comptage des particules incidentes ($\sim 60 \Sigma^-$ par cycle du P.S.) et de la résolution nécessaire pour

obtenir une bonne mesure de la pente de la section efficace différentielle nous avons choisi de calculer l'impulsion du proton de recul en mesurant son parcours et la perte d'énergie dans des scintillateurs. Cette méthode permet d'avoir une grande acceptance, il suffit d'entourer la cible d'une couronne de scintillateurs. L'utilisation de scintillateurs en couches successives permet d'échantillonner l'impulsion du proton et d'obtenir une bonne résolution $\Delta P_4 \simeq 10 \text{ MeV}$ (figure II.2).

La technique de mesure du proton de recul étant définie, le domaine de transfert est fixé. La limite inférieure est donnée par l'épaisseur de matière que le proton traverse entre le point d'interaction et l'entrée des scintillateurs. La limite supérieure est fixée par l'épaisseur du scintillateur.

Pour la diffusion inélastique

La résolution en masse du détecteur rapide doit permettre éventuellement de sélectionner des événements appartenant à une structure dans la distribution en masse manquante. Compte-tenu de la relation (1), la résolution en masse manquante ΔM dépend de chacune des quantités mesurées P_1, P_4 et θ_{14} . Donc :

$$\Delta M = [\Delta M^2(P_1) + \Delta M^2(P_4) + \Delta M^2(\theta_{14})]^{1/2}$$

avec $\Delta M(P_1) = 1/M [P_4 \cos \theta_{14} - T_4 \beta_1] \Delta P_1 \quad \Delta P_1/P_1 \simeq 2\%$

$$\Delta M(P_4) = 1/M [P_1 \cos \theta_{14} - \beta_4(E_1 + m_2)] \Delta P_4 \quad \Delta P_4 \simeq 10 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(\theta_{14}) = \frac{P_1 P_4}{M} \sin \theta_{14} \Delta \theta_{14}$$

Étant donné la gamme d'impulsion du proton de recul, la diffusion multiple subie par le proton de recul est importante. C'est donc elle qui fixe essentiellement la valeur de $\Delta \theta_{14}$. Compte tenu de l'épaisseur de matière que le proton traverse, la figure II.3 donne la variation de l'angle moyen de diffusion multiple $\Delta \theta_{14}$ en fonction de l'impulsion du proton de recul. La figure II.4 donne alors, pour une masse $M_X = 1.2 \text{ GeV}$ la variation de chacune des contributions en fonction de l'impulsion P_4 , ainsi que la variation de ΔM pour

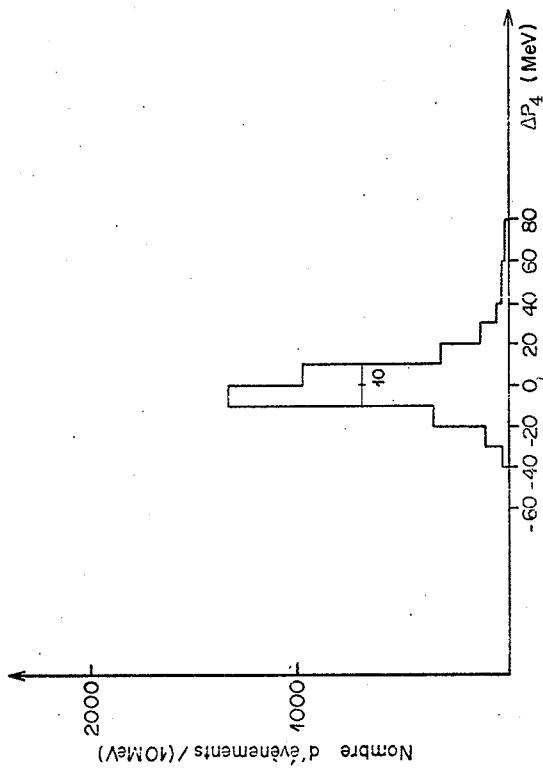


Fig.II.2 : Résolution en impulsion mesurée

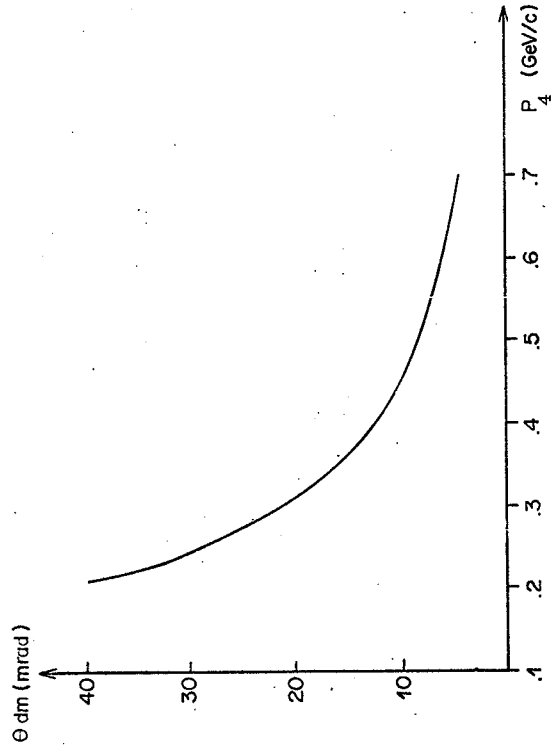


Fig.II.3 : Variation de l'angle moyen de diffusion multiple en fonction de l'impulsion du proton de recul.

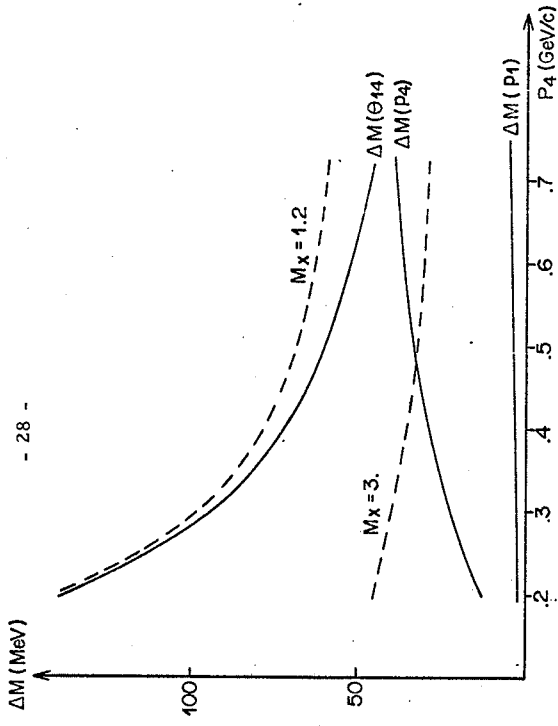


Fig.II.4 : Résolution en masse des diverses contributions

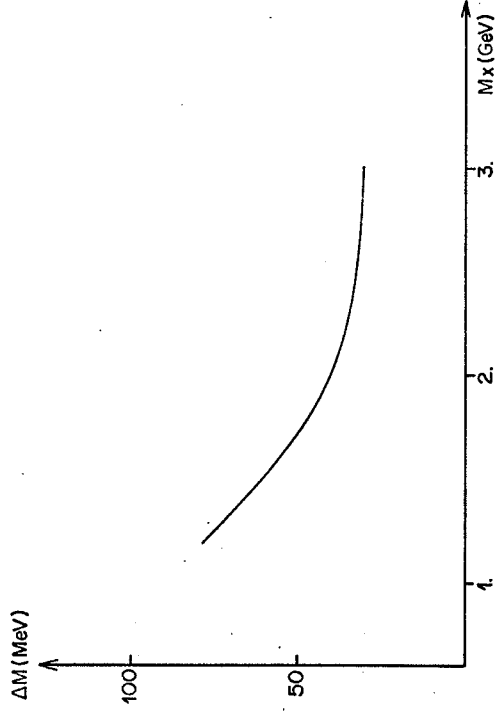


Fig.II.5 : Variation de la résolution en masse manquante en fonction de la masse du système produit.

$M_X = 1.2 \text{ GeV}$ et $M_X = 3 \text{ GeV}$. La figure II.5 représente la variation de ΔM en fonction de M_X quelle que soit l'impulsion du proton de recul.

Nous avons vu dans le chapitre d'introduction que parmi les états excités de Σ^- autorisés, certains ont des masses voisines Y^* (1915), $Y^*(1940)$. La résolution en masse manquante ne permet donc pas de les distinguer. D'autre part pour un état excité de masse donnée, il est important de pouvoir distinguer les différents canaux de désintégration. Ceci est essentiel si l'on veut étudier des rapports d'embranchement ou séparer un bruit de fond de type Deck d'une éventuelle résonance. Sur tous ces points le rôle du détecteur optique est fondamental. Considérons l'exemple de l'étude du canal $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. Les quantités qu'il faut mesurer pour faire un ajustement à deux contraintes sont :

- la direction et l'impulsion du Σ^- incident
- la direction et l'impulsion du proton de recul
- la direction et l'impulsion du proton du Λ^0
- les directions, du π^- du Λ^0 et du π^- du Y^*

Si on mesure les directions des produits de désintégration à $\pm 2 \text{ mrad}$ l'impulsion du proton du Λ^0 à $\pm 5\%$ et si les résolutions sur la particule incidente et sur le proton de recul sont celles citées précédemment, la figure II.6 donne la résolution en masse effective obtenue pour une Y^* produite avec une masse égale à 1.67 GeV . Cette résolution est à comparer à celle obtenue par la mesure de la masse manquante, figure II.7.

B. PRINCIPE DU DISPOSITIF EXPERIMENTAL ET DOMAINES DE MESURE

1) Dispositif expérimental

Les principaux éléments du dispositif sont schématisés sur la

Figure II.8. Les conditions d'opération sont les suivantes :

- Un faisceau de Σ^- d'énergie incidente 17 GeV . La particule incidente est identifiée par un compteur Cerenkov D. I. S. C., et sa direction est déterminée par quatre plans de chambres proportionnelles. Son impulsion est obtenue grâce aux mesures de déflexion et de courant dans les aimants de transport du faisceau.

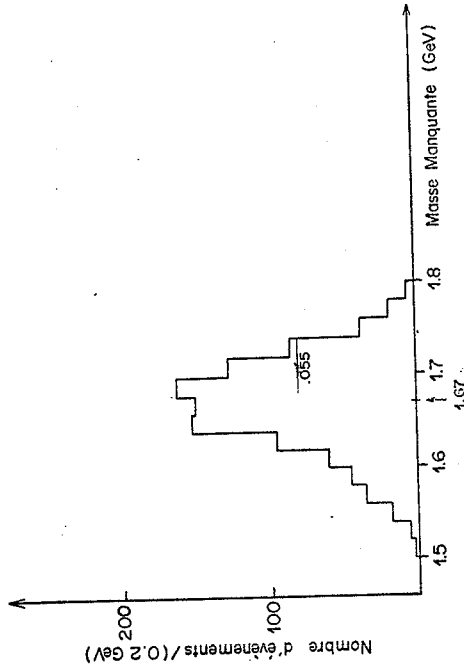


Fig. II.7 : Résolution en masse manquante

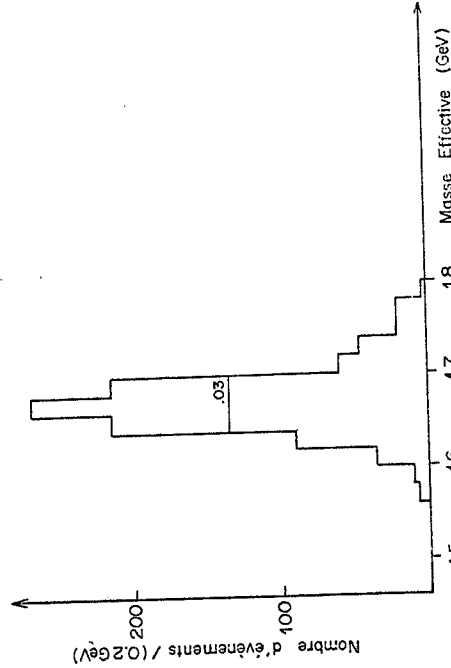


Fig. II.6 : Résolution en masse effective

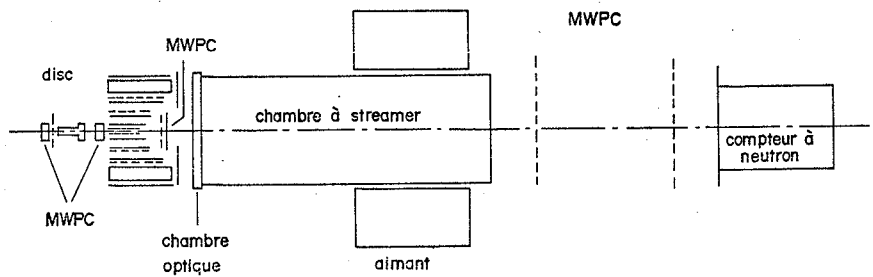


Fig. II. 8 : Schéma du dispositif expérimental

- Une cible d'hydrogène liquide de 45 cm de longueur parallèle à la direction du faisceau
 - Un système de détection du proton de recul (DéTECTEUR arrière)
- La trajectoire du proton est mesurée par un ensemble de chambres proportionnelles situé entre la cible et un ensemble de huit compteurs à scintillation. Son impulsion est déterminée par son parcours et la perte d'énergie dans les scintillateurs.
- Un système de détection des particules émises à l'avant (DéTECTEUR avant). Destiné à identifier des particules instables (Σ^- , Λ^0) le détecteur avant doit permettre de reconstruire l'énergie, la direction et la nature de ces particules à partir de leurs produits de désintégration. Il est constitué de deux chambres à streamers, d'un aimant à large entrefer, de chambres proportionnelles et d'un compteur à neutron.

Pour définir l'appareillage nous avons évalué les domaines de mesure des différentes variables intervenant dans la réaction.

2) Domaines de mesure

Soit (E_i, \vec{P}_i) l'énergie-impulsion de la particule i ($i = 1, 4$) et t le transfert

$$t = |E_2 - E_4|^2 - |\vec{P}_2 - \vec{P}_4|^2 = -2 m_2 T_4$$

T_4 étant l'énergie cinétique du proton de recul. La mesure de l'énergie du proton s'effectue en arrêtant ce proton dans un scintillateur. L'épaisseur du scintillateur fixe donc la limite supérieure de l'énergie mesurable. L'interaction nucléaire, ainsi que le gain assez faible réalisable en augmentant l'épaisseur, nous ont conduit à choisir une épaisseur de 30 cm. L'énergie maximum admise pour le proton est alors de 230 MeV.

Compte tenu de la section du faisceau d'hypérons qui doit être contenu dans la cible, le diamètre de la cible a été fixé à 3,5 cm. La perte d'énergie du proton dans les différents matériaux traversés ($\sim 0,7 \text{ g/cm}^2$ de scintillateur) fixe alors la limite inférieure à 40 MeV, ainsi que le domaine

en transfert

$$0.08 < |t| < 0.43 \text{ (GeV/c)}^2$$

Le domaine d'impulsion étant fixé, la figure I. 1 permet pour chaque masse produit d'évaluer le domaine angulaire du proton de recul.

La diffusion élastique fixe l'angle maximum.

Si l'on demande d'avoir une acceptance maximum pour une masse de 2 GeV on fixe l'angle minimum.

$$63^\circ < \theta_{14} < 85^\circ$$

Une étude plus détaillée utilisant un calcul de Monte Carlo a été faite afin d'optimiser pour l'ensemble des réactions les dimensions et les positions des différents détecteurs.

La figure II. 9 représente l'acceptance en transfert mesuré du détecteur arrière pour la production de résonance, et la figure II. 10 représente l'acceptance en masse du détecteur avant pour la production du Y^* se désintégrant en Λ^0 et π^- .

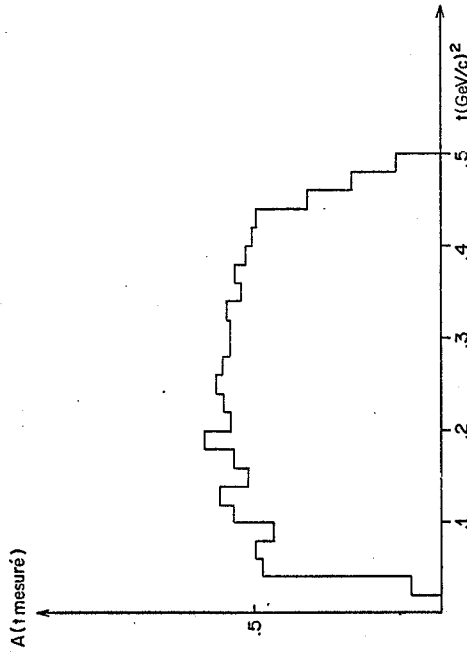


Fig. II. 9 : Acceptance en transfert mesuré du détecteur arrière

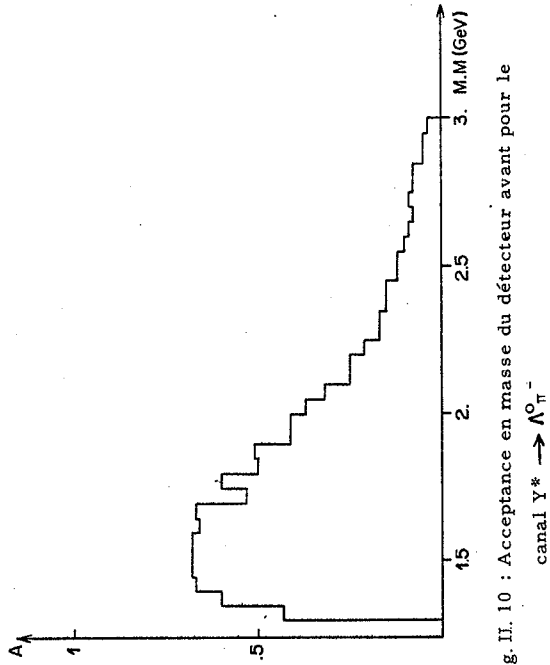


Fig. II. 10 : Acceptance en masse du détecteur avant pour le canal $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$

C. CADRE EXPERIMENTAL, FAISCEAU D'HYPERONS

1) Le Canal 21)

L'expérience a été réalisée au synchrotron à protons du C. E. R. N. La zone expérimentale était située dans le Hall Est sur le faisceau Y1 (fig. : II. 11).

Dans les conditions normales d'opération, les protons sont accélérés dans l'anneau du synchrotron jusqu'à une énergie de 24 GeV.

Une fraction de ces protons (environ 10^{11} par burst) est envoyée sur une cible de production en beryllium. Ce faisceau de protons peut être réglé de façon à faire varier l'angle de production des particules secondaires entre 10 et 40 mrad.

A une énergie de 17 GeV la longueur moyenne de désintégration des Σ^- produits est d'environ 63 cm. La longueur totale du faisceau doit donc être aussi courte que possible afin de minimiser les pertes dues aux désintégrations. Compte tenu du blindage nécessaire, sa longueur est de 4 m. Sur cette distance l'atténuation du faisceau est environ 1.7×10^{-3} .

Le canal magnétique (fig. II. 12) est constitué de deux aimants standards ayant un entrefer de 17 cm, ainsi que de deux quadrupoles supraconducteurs. La cible de production est placée à 35 cm à l'intérieur du premier aimant. Le long de la trajectoire centrale du faisceau, on réduit l'entrefer des aimants à 4 cm afin d'obtenir un champ magnétique de 3 Tesla. Ce champ intense permet d'éliminer les protons du canal sur une distance de 65 cm, distance entre la cible et le premier collimateur.

Les deux quadrupoles ont respectivement 60 cm et 30 cm de longueur, un diamètre utile de 3 cm et un gradient maximum de 142 T/m.

Le canal donne ainsi une sélection grossière en impulsion et en angle des particules de charges négatives produites. Les autres particules sont balayées et s'arrêtent dans un blindage en uranium, tungstène, fer et

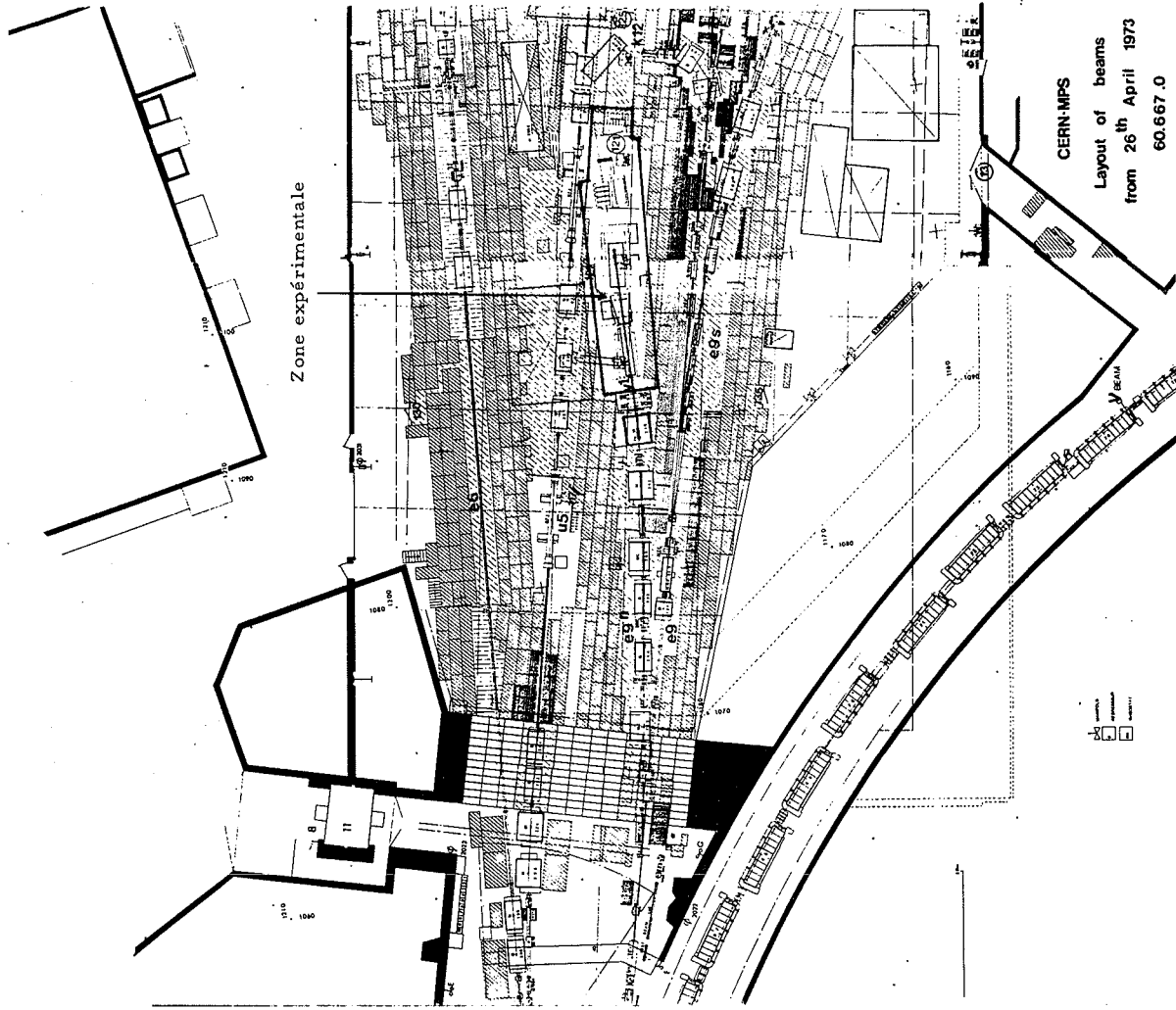


Fig. II. 11 : situation géographique de l'expérience

béton. Mais les neutrons et les muons créent un halo qui est la cause de nombreux signaux parasites.

La figure II. 13 a indique le système d'axe utilisé et la matrice suivante résume les paramètres du canal :

$$Y_s \begin{pmatrix} \theta_s \\ (\frac{\Delta P}{P})_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -0.17058 & 1.26202 & 0.11701 \\ -0.79242 & 0.00029 & 0.07807 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Y_e \\ \theta_e \\ (\frac{\Delta P}{P})_e \end{pmatrix}$$

Afin d'optimiser les rapports Σ/Ξ et Σ/π , nous avons travaillé avec une impulsion de 17,2 GeV/c et un angle de production de 10 mrad. (fig. II. 13 b).

On dispose alors d'un faisceau ayant une acceptance angulaire de 8 mrad (horizontalement), 6 mrad (verticalement), une bande d'impulsion $\Delta P/P = \pm 10\%$ qui contient environ $10^5 \pi^-$, $100 \Sigma^-$ et $1 \Xi^-$ par burst.

Mais il y a également des π^- de basse énergie (1-8 GeV) provenant de la désintégration des Σ^- et des Ξ^- .

Pour identifier les particules on utilise un "DISC", compteur Cerenkov, à sélection de vitesse.

La présence de ce D. I. S. C. constitue la différence essentielle entre le faisceau d'hypérons du C. E. R. N. et celui de B. N. L.

Dans le faisceau du CERN, la nature de chaque hypéron qui traverse le DISC est déterminée, alors que, au BNL, le passage d'un hypéron est seulement indiqué par l'absence d'un signal de pion, kaon ou antiproton donné par un compteur Cerenkov à iréon.

2) Le D. I. S. C. (Fig. II. 14)

Son principe de fonctionnement est identique à celui des compteurs Cerenkov classiques. Une particule de vitesse β qui traverse un milieu d'indice de réfraction n émet de la lumière suivant un cône de demi-angle au sommet θ_c étant défini par la relation :

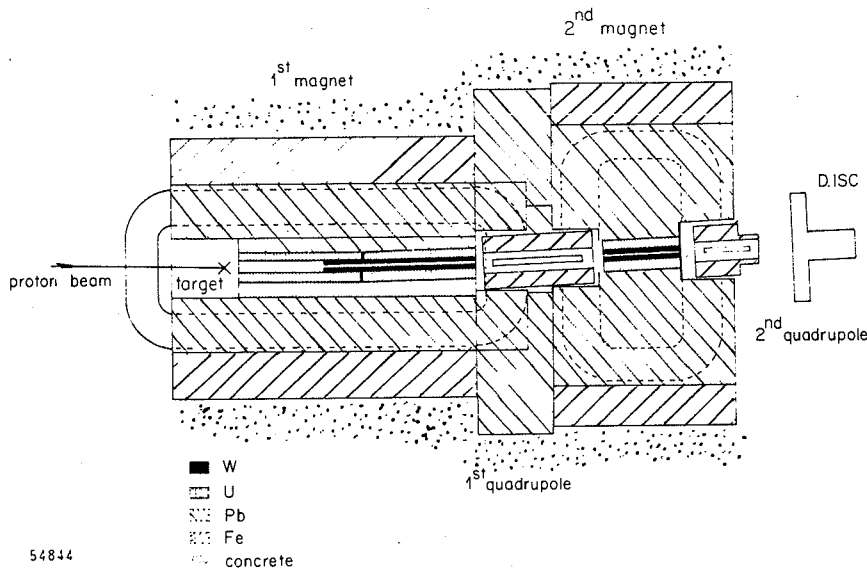


Fig. II. 12 : canal magnétique du faisceau d'hypéron

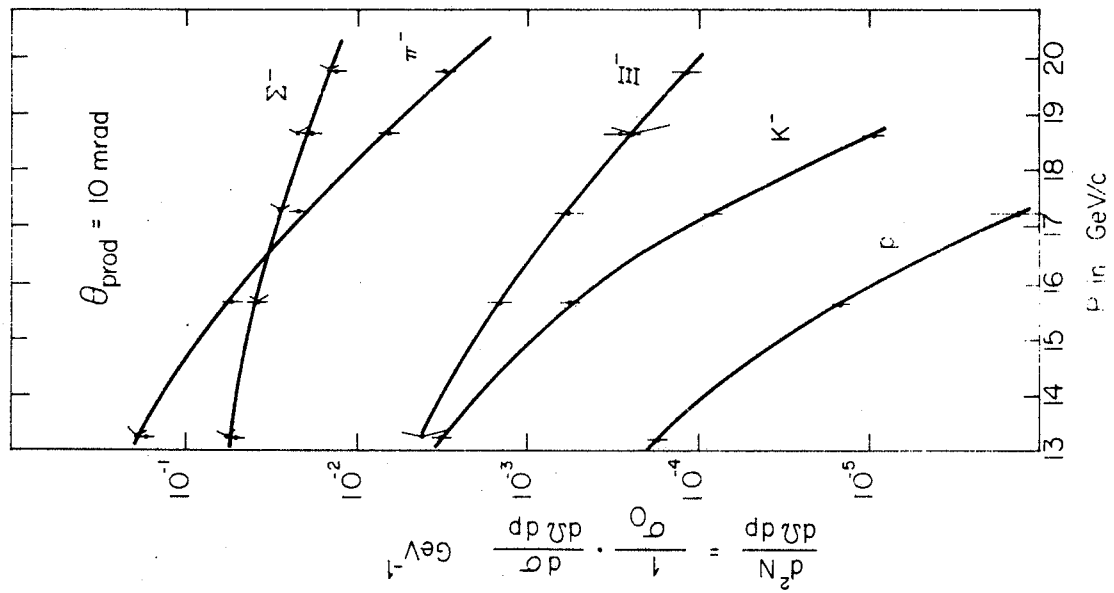


Fig. II. 13. b

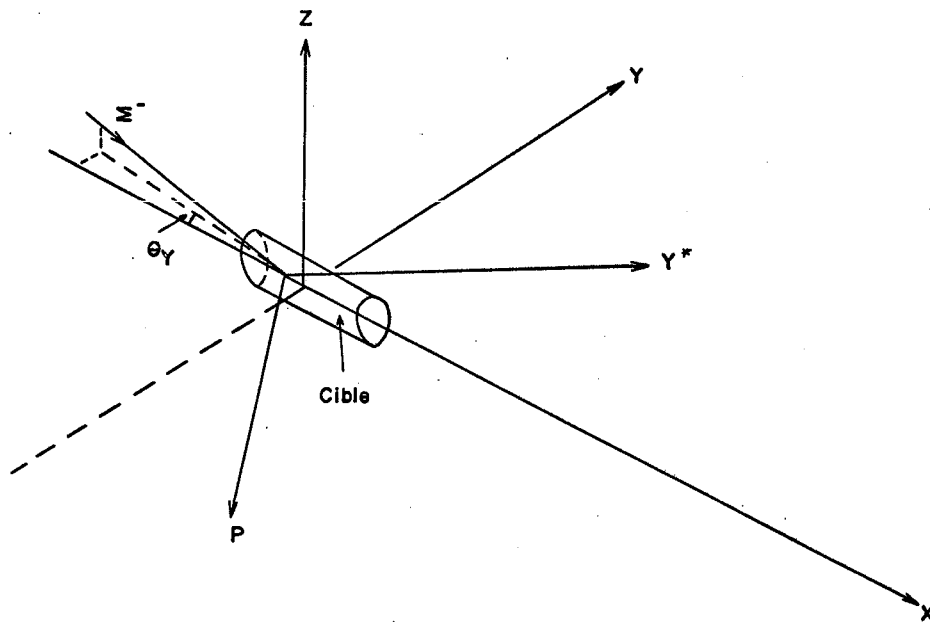


Fig. II. 13 a: Définition du système d'axe.

$$\cos \theta_c = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

En pratique la particule traverse un radiateur rempli de gaz SF6 sous une pression réglable de 10 à 16 atmosphères, dans lequel elle émet un cône de lumière Cerenkov de demi-angle au sommet θ_c . A cause du temps de vie court des hypérons et donc du nombre des désintégrations, la longueur du DISC doit être faible. Mais il faut également que le nombre N de photoélectrons créés à la photocathode des photomultiplicateurs soit suffisant pour conduire à un signal électrique. Or N dépend de l'angle θ_c , d'un paramètre A (caractéristique de la photocathode du PM et de la transmission de la lumière à travers l'optique : $A \approx 100 \text{ cm}^{-1}$) et de la longueur L du gaz radiateur (en cm) selon la relation : $N = AL \sin^2 \theta_c$

L'angle Cerenkov doit donc être grand. Mais la résolution $\frac{\Delta\beta}{\beta} = \text{tg} \theta_c \Delta\theta$ se détériore lorsque θ_c augmente.

On a donc choisi $L = 30 \text{ cm}$ et $\theta_c = 120 \text{ mrad}$.

La lumière émise traverse une optique chromatique et se trouve focalisée en un anneau de lumière centré sur la trajectoire de la particule, dont le rayon est proportionnel à l'angle θ_c . θ_c étant fixé, la vitesse moyenne d'une particule est sélectionnée en mesurant l'indice de réfraction du gaz à l'aide d'un réfractomètre interférométrique.

La signature d'une particule correspond à la coïncidence des signaux de huit photomultiplicateurs disposés régulièrement derrière un diaphragme annulaire situé dans le plan focal du miroir. La fig. II. 15 donne le taux de comptage en fonction de $1 - \beta$ (10^{-3})

Etant donné la bande d'impulsion admise par le canal, un Σ et un Ξ d'impulsion différentes peuvent avoir le même β .

Mais les paramètres du canal sont tels que l'angle θ_s à la sortie ne dépend au premier ordre que de la position Y_e sur la cible de production et de l'impulsion P

$$\theta_s = -0.792 Y_e + 0.078 \frac{\Delta P}{P}$$

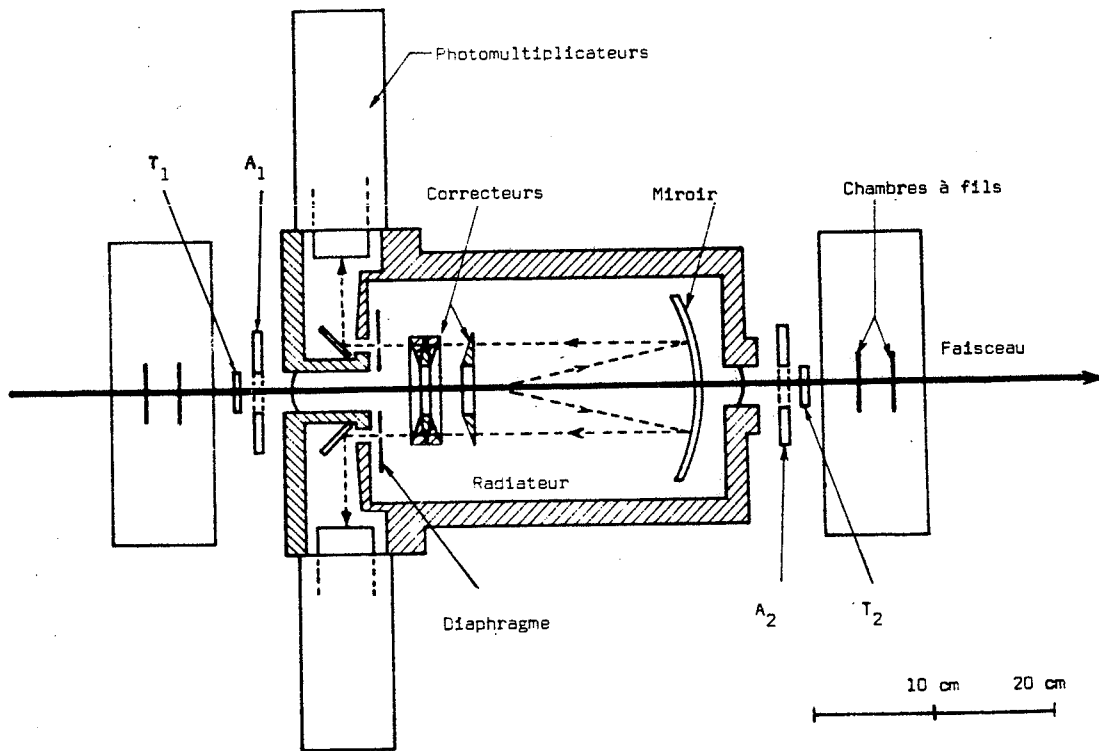


Fig. II. 14 : DISC et chambres faisceau

L'acceptance en vitesse $\Delta\beta$ du D.I.S.C. est liée à l'ouverture du diaphragme par la relation

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \text{tg } \theta_c \quad \Delta\theta \quad 0 < \Delta\theta < 12 \text{ mrad}$$

ainsi qu'à l'acceptance en impulsion

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{2} \frac{\Delta P}{P}$$

Soit un Σ d'impulsion P_0 émis suivant l'axe du faisceau. Un Σ d'impulsion $P_0 + \Delta P$ fait un angle θ_s avec cet axe et sera accepté par le D.I.S.C. si

$$-\delta < \theta_s \pm \Delta\theta_c < \delta \quad \delta : \text{demi-ouverture du diaphragme}$$

$$\Delta\theta_c = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta P}{\text{tg } \theta_c P_0}$$

Soit un Ξ d'impulsion $P_0 + \Delta P$ la différence entre l'angle Cerenkov du Σ et du Ξ est :

$$\Delta\theta'_c = \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta m}{\text{tg } \theta_c m} \quad \Delta m = m \Xi - m \Sigma$$

cette particule sera acceptée dans le D.I.S.C. si

$$-\delta < \theta_s \pm (\Delta\theta_c - \Delta\theta'_c) < \delta$$

Pour une ouverture du diaphragme de ± 1.2 mrad les Σ et les Ξ sont bien séparés. Comme nous avons choisi de détecter au cours de la même mesure des événements Σ ou Ξ il faut ouvrir d'avantage le diaphragme, ce qui entraîne une augmentation du bruit de fond. Pour éviter cet inconvénient on remplace le diaphragme annulaire par un diaphragme "profilé".

En effet, étant donné la corrélation entre l'impulsion et l'angle de sortie de la particule, l'anneau de lumière Cerenkov a un rayon variable suivant l'impulsion mais aussi un centre variable suivant l'impulsion.

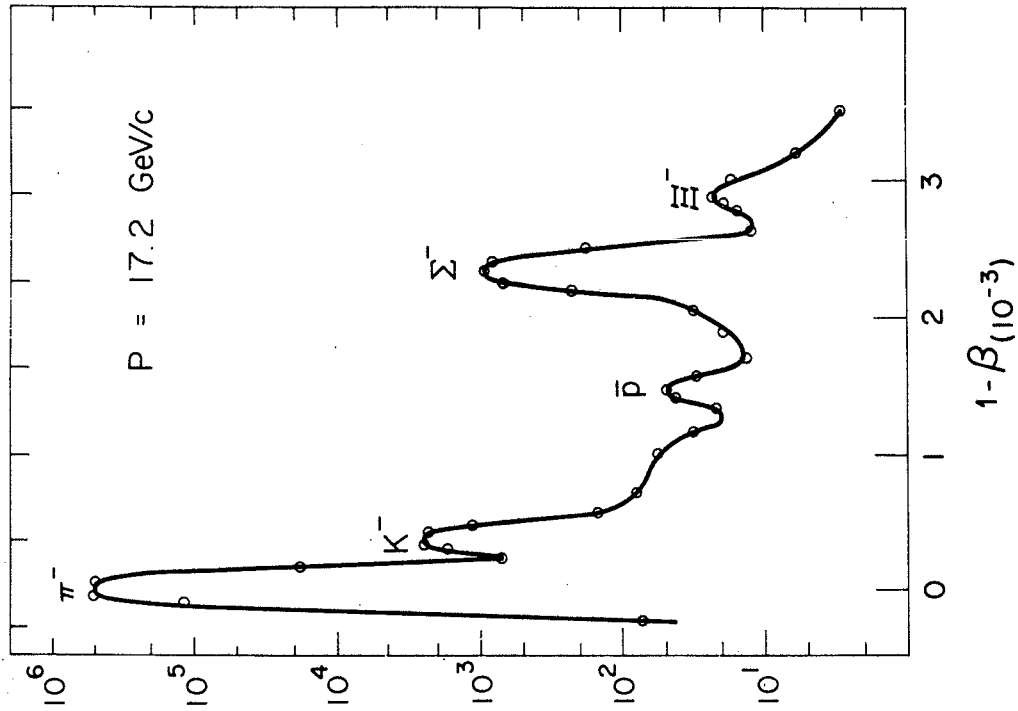


Fig. II. 15

Taux de comptage des particules dans le faisceau

Pour un type de particule donné les anneaux de lumière forment donc une famille de cercles se coupant en 2 points indépendant de $\Delta\theta_c$. Ces deux points sont situés sur deux rayons faisant un angle α tel que :

$$\cos \alpha = \frac{1}{0.078 \gamma_0^2 \text{tg} \theta_c} \quad \text{soit } \alpha \approx \pm 120^\circ$$

La position de ces deux points est donc une signature de la masse de la particule (Fig. II. 16 a)

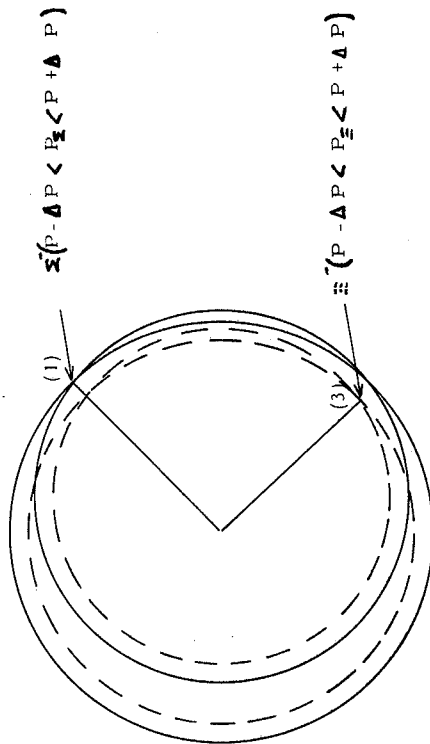


Fig. I. 16 a : Anneaux de lumière des Ξ^- et des Ξ^+

Le diaphragme est construit de façon à ne prendre dans une zone que nous appelons (1) que les anneaux de lumière des Ξ^- et dans une zone appelée (3) que les anneaux de lumière des Ξ^+ . On sélectionne donc les Ξ^- en demandant une anticoincidence du PM3 avec les 7 autres, de même on sélectionne les Ξ^+ par une anti-coïncidence avec le PM1.

La signature d'un Ξ^- est donc notée D_3^- et celle d'un Ξ^+ D_1^+ .

Dans les conditions normales de prise de données le rapport D_1^-/D_3^- est environ 8 %.

En réalité le signal D_1^- contient environ 5 fois plus de Ξ^- que de Ξ^+ car la corrélation angle horizontal-impulsion est faussée par la diffusion multiple dans le DISC.

La présence de nombreux π dans le faisceau entraîne l'existence de bruits de fond qui peuvent donner des signatures d'hypéron.

Ces bruits de fond sont essentiellement dus :

- aux interactions avec la matière avant le DISC, ces interactions donnant naissance à plusieurs particules. Certaines d'entre elles peuvent pénétrer dans le DISC avec des directions et des impulsions telles que la coïncidence des signaux PM dues aux multiparticules entraîne alors la simulation d'un hypéron.
- d'autres particules peuvent être émises avec la même vitesse qu'un hypéron, ce sont surtout des π^- de 2 GeV/c et d'une façon plus générale toute particule dont le β est voisin de celui des hyperons.

Le bruit de fond multiparticules a pu être réduit grâce à l'utilisation en anticoincidence avec le signal faisceau de compteurs A_1, A_2, T_1, T_2 définis plus loin (p. 67) et placés A_1 et T_1 avant le DISC A_2, T_2 après le DISC.

En faisant une coupure sur l'amplitude des signaux venant de T_1 et T_2 , c'est à dire en éliminant les grands signaux provoqués par le passage simultané de deux ou plusieurs particules, on supprime ainsi les événements à plusieurs particules. Dans les conditions habituelles avec environ 60 $\Sigma^-/\text{impulsion}$ de l'accélérateur, les signaux de bruit de fond représentent environ 2 % du nombre des signaux de Σ^- .

Si on veut utiliser des π^- au lieu des hyperons, il suffit de changer la pression de SF6 dans le DISC jusqu'à ce que l'angle Cerenkov pour les π ait la même valeur que pour les Σ^- . On obtient alors une signature π dans les zones (1) et (3).

3) Les chambres du faisceau 22)

Nous avons vu que les éléments de transport du faisceau et l'optique du DISC peuvent être réglés pour que l'angle horizontal à la sortie du canal dépende uniquement au premier ordre de l'impulsion et de la position du faisceau sur la cible de production. La corrélation entre l'impulsion et l'angle s'écrit :

$$P_y = \langle P_y \rangle (1 + 19.0 \frac{y}{y_0})$$

où $\langle P_y \rangle$ est la valeur moyenne de l'impulsion soit : 17.2 GeV/c
 y_0 est l'angle en radian mesuré dans le plan horizontal

Il suffit donc de mesurer l'angle θ_y avec précision pour déterminer l'impulsion de la particule. Cette mesure d'angle est effectuée à l'aide de deux chambres proportionnelles à fils, distantes de 59 cm et placées respectivement devant et derrière le DISC. Chacune de ces chambres mesure les coordonnées Y et Z de la trace.

Pour avoir une précision $\Delta P/P \approx 1\%$ il faut mesurer θ_y à ± 0.4 mrad ; il faut donc mesurer les coordonnées avec une précision de ± 0.15 mm.

Afin d'obtenir cette résolution, chaque impact est mesuré avec 4 plans de mesure Y et 4 plans de mesure Z (32 fils par plan). Ces plans de mesure sont décalés de 0.25 mm, le pas des fils étant de 1 mm, on réalise ainsi l'équivalent d'un plan ayant un pas de 0.25 mm (Fig. II. 16 b).

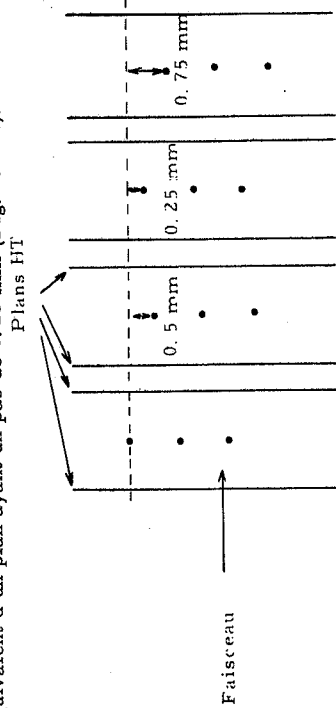


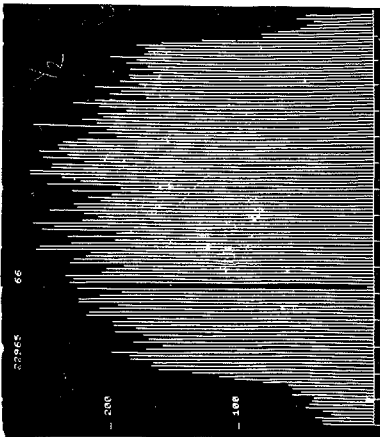
Fig. II. 16 b : Disposition des plans de mesure des chambres proportionnelles du faisceau

Les fils de mesure (en tungstène) ont un diamètre de 9μ . Les plans de haute tension sont constitués par des fils de 40μ espacés de 0,5 mm. La distance entre un plan de mesure et un plan haute tension est de 2,3 mm.

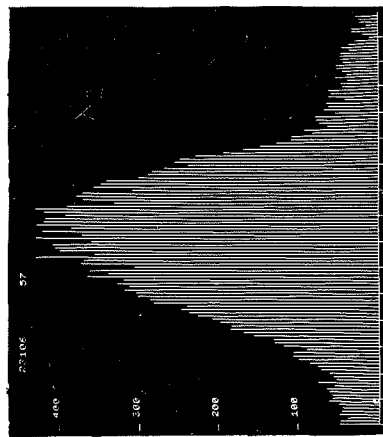
Le mélange gazeux utilisé a les proportions suivantes :

Xénon	88,8 %
Propylène	9,9 %
CF ₃ Br	1,3 %

Le pas des fils étant de 1 mm, l'introduction de CF₃Br (gaz électronégatif) est destinée à réduire la zone sensible autour d'un fil à 0,25 mm. La haute tension appliquée est d'environ 2100 volts. Construites en 1971, ces chambres ont été utilisées pendant environ 300 jours de faisceau. Elles ont toujours fonctionné avec une efficacité voisine de 99 % pour chacun des quarts de plan. La figure II. 17 montre le profil du faisceau dans les chambres proportionnelles placées à la sortie du D. I. S. C.



Profil vertical du faisceau



Profil horizontal du faisceau

D. LE DETECTEUR ARRIERE (Fig. II. 18)

Cet ensemble est constitué d'une cible d'hydrogène liquide autour de laquelle sont disposées des chambres proportionnelles et des scintillateurs permettant de mesurer la direction et l'impulsion du proton de recul. Destinés à participer au déclenchement, le détecteur arrière est un élément de décision rapide. Le déclenchement est validé lorsque les scintillateurs détectent un proton qui perd une grande énergie dans un des compteurs et lorsque les matrices de coincidence signalent la présence d'une trace venant de la cible. Compte tenu du petit nombre de particules incidentes, pour avoir un taux de déclenchement raisonnable l'acceptance doit être aussi grande que possible. Le détecteur arrière accepte donc des protons d'impulsion inférieure à 700 MeV/c émis avec un angle compris entre 60° et 90° par rapport à la direction du faisceau. Pour couvrir un angle azimutal aussi grand que possible, il a été réalisé sous la forme de quatre quadrants. Chaque secteur couvre environ 65°. Les 25° manquants étant nécessaires pour les supports du dispositif

1. La cible

La cible est un volume d'hydrogène liquide contenu dans une enceinte cylindrique constituée d'une feuille de mylar de 180 μ d'épaisseur. Ce cylindre long de 45 cm, possède une section droite circulaire de 3,5 cm de diamètre. La première enceinte est entourée de 2 cm de Klegécel afin de limiter les échanges de chaleur (Super isolation). Le tout est enfermé dans un cryostat de 10 μ d'acier inoxydable.

2. Mesure de la direction du proton

Elle est effectuée grâce à des chambres proportionnelles à fils qui permettent de mesurer les projections de la trace dans deux plans perpendiculaires. Des chambres "0" mesurent l'angle projeté dans le plan horizontal ou vertical suivant le quadrant, et les chambres φ mesurent l'angle projeté dans le plan perpendiculaire au faisceau.

Fig. II. 17

La précision de mesure des traces est essentiellement limitée par la diffusion multiple. Le tableau 1 indique les divers milieux que traverse

proton le long de sa trajectoire, ainsi que leur épaisseur.

Milieu	Épaisseur	$\sqrt{L/L_{rad}}$
Hydrogène	1,75 cm	0,044
Mylar	180 μ	0,025
Cryostat et isolation	2 cm	0,021
Air	5,6 cm	0,001
Mylar	50 μ	0,013
Chambres et Gaz		<u>0,023</u>
		0,127

Tableau 1

L'écart standard moyen en angle θ dû à la diffusion multiple est

donné par la relation :

$$\theta_{dm} = \frac{0,015}{P\beta} \sqrt{\frac{L}{L_{rad}}} \quad (\text{rad.})$$

P : impulsion de la particule en GeV/c

β : vitesse de la particule

L : longueur du parcours dans un milieu

L_{rad} : longueur de radiation de ce milieu.

La figure I.3 représente la variation de l'angle moyen de diffusion multiple en fonction de l'impulsion du proton de recul.

On a donc choisi de mesurer θ à ± 4 mrad. La précision de mesure de l'angle ϕ étant moins importante pour la reconstruction cinématique, on mesure ϕ à ± 10 mrad. Le pas des fils est donc de 2,5 mm pour les chambres "G". Compte tenu de la résolution nécessaire et pour faciliter la réalisation des matrices de coïncidence on a choisi un pas de 2,2 mm pour les chambres "M ϕ " et un pas de 2,5 mm pour "G ϕ ". Mais on regroupe 2 fils sur un amplificateur du plan "G ϕ ". Ceci donne un pas réel de 4,4 mm et 10 mm.

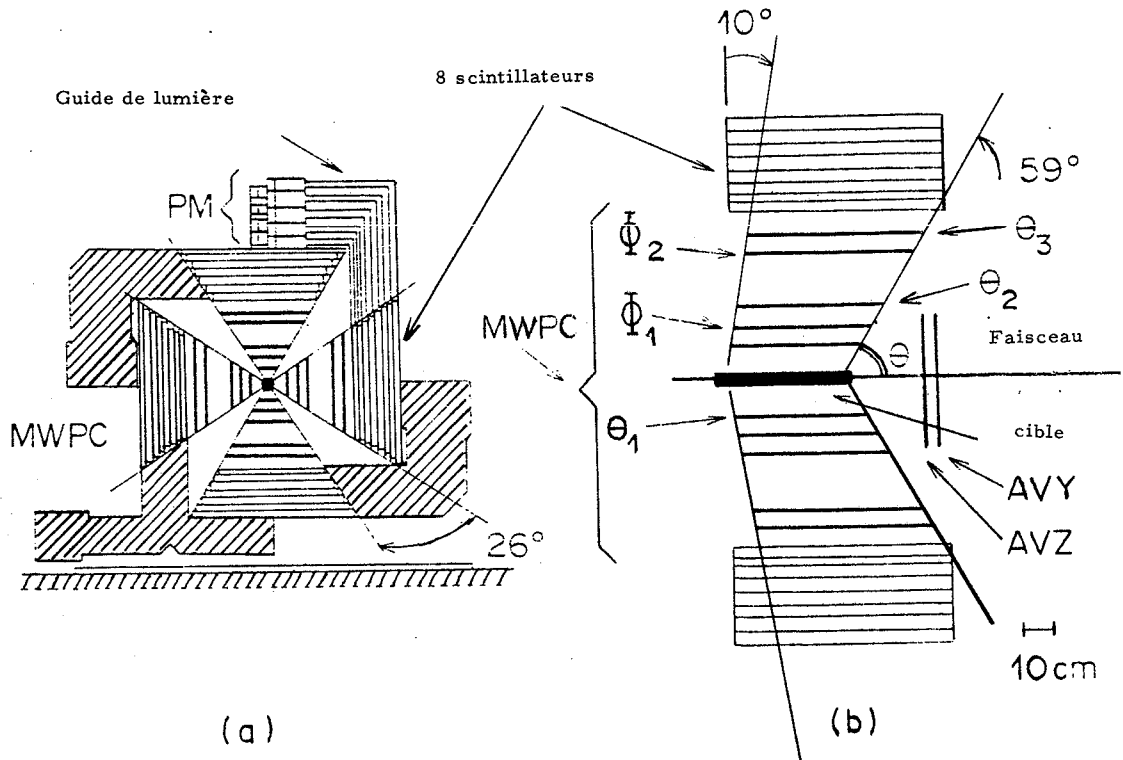


Fig. II.18 : Schéma du détecteur arrière

	Petit \emptyset	Moyen \emptyset	Grand \emptyset	Moyen ϕ	Grand ϕ	Avant Y	Avant Z	Avant 1	Avant 2
Nombre de chambres	4	4	4	4	4	1	1	1	1
Plan de mesure									
Longueur des fils	156	312	624	525	633	470	470	600	600
Nombre de fils actifs	200(x4)	220(x4)	264(x4)	116(x4)	232(x4)	236	236	352	352
Pas des fils	2,5	2,5	2,5	2,2	2,5	2,0	2,0	3,0	3,0
Distance à l'axe	125	250	500	199	455	506,3*	551,3*	6954*	8878*
Nombre d'amplificateurs	200	220	264(x4)	58(x4)	58(x4)	236	236	352	352
Caractéristiques	Fils de mesure en tungstène doré de 20 μ de diamètre, tension 50 g.								
Plan haute tension									
Caractéristiques	feuille d'Alu de 20 μ collée sur 2mm de Rohacel				Plan de fils de tungstène doré, 50 μ de diamètre, tension 100 g, Pas des fils 2,5 mm				
Caractéristiques communes	distance entre le plan de mesure et les plans haute tension : 6 mm								

les dimensions utiles sont exprimées en mm

* Distance au centre de la cible

Tableau 2 : Caractéristiques des chambres à fils

Les chambres proportionnelles utilisées sont d'un type classique et nous ne reviendrons pas sur leur principe de fonctionnement. Leurs caractéristiques techniques sont indiquées dans le tableau No 2.

Le gaz utilisé est un mélange d'argon, de fréon (0,2 %) et d'isobutane (15 %). Le mélange gazeux barbote dans du méthylal à 0° C afin d'éviter la polymérisation de l'isobutane.

La tension appliquée sur les plans haute tension varie de 2400 à 3000 volts suivant la chambre.

Un disjoncteur, monté sur l'alimentation HT de chaque chambre, assure une protection contre les claquages. Il est réglé de façon à couper la HT lorsque le courant de fuite est supérieur à 10 μ A. (Le courant moyen est de 3 à 10 μ A en présence du faisceau et généralement < 1 μ A en dehors du burst).

Le signal venant du fil de mesure attaque un amplificateur basse impédance ²³⁾ de gain 40 à 60 qui délivre un signal de sortie d'une largeur de 12 à 40 nsec suivant l'amplitude du signal d'entrée. Ce signal est transmis par un câble de paires bifilaires vers un circuit de mémorisation qui stocke l'information si le signal arrive pendant l'ouverture d'une porte (signal de déclenchement). Ce système a un temps mort minimum et le retard est fait par câble.

Etant donné la densité du détecteur arrière, les amplificateurs sont placés à distance. Il en est de même des circuits de mémorisation ²⁴⁾. Les amplificateurs et les "Memo" sont réalisés en circuits hybrides et groupés par deux dans des boîtiers de 1 x 2 cm². Ils sont réunis par groupe de 32 dans des tiroirs permettant leur alimentation.

Les tiroirs "Memo" sont dotés d'une sortie spéciale qui est un OU rapide sur les 32 circuits. Cette sortie rapide permet d'envoyer un signal vers les matrices de décision qui participent au déclenchement.

Pour des raisons d'économie, les fils de mesure des quatre chambres "P0" sont reliés afin de diminuer le nombre d'amplificateurs néces-

	1	2	3	4	5	6	7	8	Anti
Longueur (cm)	88	88	89	94	99	104	110	115	117
Largeur (cm)	78	78	78	78	78	78	78	78	78
Longueur du guide de lumière (cm)	77	85	93	99	106	113	119	126	132
Epaisseur nominale (mm)	20	30	40	40	40	40	40	40	10
Epaisseur mesurée au centre									
Quadrant 1	19,8	33,5	41,1	41,3	40,9	40,8	40,2	41,0	
Quadrant 2	18,9	33,3	39,7	41,4	40,8	44,7	40,5	41,5	
Quadrant 3	20,1	31,7	41,4	39,9	40,1	40,9	41,8	41,3	
Quadrant 4	19,1	34,6	41,5	40,4	40,3	41,3	43,3	41,1	

Tableau 3 : Caractéristiques des Scintillateurs

saïres. Un amplificateur est ainsi relié à une boucle de fils qui entoure la cible. Il en est de même pour les chambres "M0".

Le contrôle de chacune des chaînes d'électronique (amplificateur, câble, circuit de mémorisation) est effectué par le calculateur à l'aide d'un ensemble test que nous décrivons plus loin.

3. Mesure de l'impulsion

L'énergie du proton de recul est obtenue en mesurant l'énergie déposée dans le compteur d'arrêt et l'épaisseur de matière traversée. Les caractéristiques des scintillateurs sont indiquées dans le tableau 3.

La lumière émise par le scintillateur lors du passage d'une particule est amenée par un guide en plexiglas sur la photocathode d'un photomultiplicateur du type 56 AVP.

L'impulsion de sortie du PM est envoyée sur deux voies, l'une sert à la logique de déclenchement, l'autre permet la mesure de l'amplitude du signal grâce à l'utilisation d'un convertisseur analogique digital (C.A.D) LRS2248.

Le CAD intègre le signal durant une porte de 30 ns et fournit un numéro de canal entre 0 et 256 proportionnel à cette intégrale et donc à l'énergie déposée.

- Calibration

L'épaisseur de chaque compteur varie d'environ 10 % sur l'ensemble de sa surface. Des mesures d'épaisseur ayant été faites en 16 points, un ajustement permet de connaître l'épaisseur en tout point à $\pm 0,1$ mm près.

Etant donné la dimension des compteurs, l'efficacité de collection de la lumière est une fonction de l'impact de la particule dans le scintillateur. Cette efficacité a été mesurée en différents points en utilisant un faisceau de proton d'énergie connue. Un calcul de Monte-Carlo simulant la propagation de la lumière dans le scintillateur et le guide reproduit bien ces mesures. Nous avons donc utilisé les résultats de ce calcul pour corriger les mesures afin de tenir compte de cette efficacité.

Il faut ensuite établir la relation entre le canal mesuré et l'énergie déposée. On expose l'ensemble des huit scintillateurs d'un quadrant dans un faisceau de protons d'énergie connue. On ajuste la haute tension de chaque PM afin qu'un signal correspondant à une perte d'énergie de 50 MeV donne le canal 128. On trouve ainsi que la réponse du CAD est proportionnelle à l'énergie déposée si le proton ne s'arrête pas dans le scintillateur et que s'il s'arrête on observe environ 9 MeV de moins que l'énergie du proton. Ceci est dû à des effets de saturation dans le compteur d'arrêt.

Pour contrôler la stabilité de la calibration une diode électroluminescente (DEL) est montée sur chaque compteur. On repère à l'aide de cette diode le point de fonctionnement, c'est à dire la valeur de l'impulsion à envoyer sur la diode pour obtenir une réponse au canal 128 lorsque le gain du PM est tel qu'un signal correspondant à une perte d'énergie de 50 MeV donne ce canal.

En cas de dérive, pour retrouver la même calibration il suffit d'ajuster la tension du PM pour retrouver ce point de fonctionnement.

- Calcul de l'énergie

Connaissant les coordonnées du point d'interaction et la direction du proton on calcule les coordonnées du point d'impact dans le scintillateur, et le parcours dans chaque compteur. On détermine le compteur d'arrêt et on mesure l'amplitude du signal dans ce compteur. On calcule le parcours dans ce compteur puis le parcours total et donc l'énergie.

A titre d'exemple, prenons le cas d'un proton ayant une impulsion de 530 MeV/c il parcourt 13,7 g de scintillateur avant de s'arrêter. Etant donné l'épaisseur des différents compteurs il parcourt 0,9 g dans le compteur No 5 où il s'arrête et dépose une énergie de 34 MeV. Un proton de 540 MeV/c parcourt 14,8 g, s'arrête également dans le compteur No 5 où il perd une énergie de 44 MeV. On a donc une bonne précision de mesure car une variation de 2 % de l'impulsion provoque une variation de l'ordre de 20 % sur l'énergie mesurée dans le compteur d'arrêt.

- Contrôle de la calibration

La calibration devant être conservée durant toute l'expérience, il est nécessaire de la vérifier fréquemment. C'est le rôle d'un système de simulation utilisant les diodes électroluminescentes. Nous décrirons le fonctionnement de cet ensemble dans le chapitre suivant.

Les principales causes de fluctuations observées sont :

- La variation de la haute tension appliquée au PM
- La modification du contact optique
- Les microclaquages du PM qui modifient son gain
- La variation du gain du PM en fonction de l'intensité du faisceau. Cet effet est le plus important et le plus fréquent.

A chaque variation importante de l'intensité du faisceau, le retour à la valeur initiale du gain s'effectue avec une constante de temps de l'ordre d'une demi-heure. Ce phénomène impose donc de faire un test de la calibration après chaque changement de l'intensité du faisceau.

Un contrôle régulier permet donc d'assurer le maintien de la calibration sur des périodes de temps de un ou plusieurs jours. Mais afin de garantir une stabilité à long terme, il est indispensable de contrôler régulièrement la calibration absolue de l'ensemble à l'aide de particules ayant une énergie connue. Nous précisons la méthode utilisée dans le chapitre concernant l'analyse des données.

E. LE DETECTEUR AVANT

Destiné à identifier des particules instables (Y^* , Σ^- , Λ^0), le détecteur avant doit permettre de déterminer l'impulsion, la direction et la nature de ces particules à partir des produits de désintégration. Le faible taux de déclenchement, la nécessité d'identifier les " V_0 " ou les "casures" ainsi que la résolution en masse effective, nécessaire pour séparer différents canaux nous conduisent à un ensemble constitué par :

- deux chambres à streamers
- une chambre à étincelles optique
- un aimant à large entrefer (champ de 1 T)
- un ensemble de chambres proportionnelles
- un compteur à neutrons.

1) Chambres à streamers

Ces deux chambres ont une longueur totale d'environ 4 m et un espace de 20 cm sépare les deux éléments alimentés en série.

La première chambre d'une longueur de 1,8 m débute 90 cm après le milieu de la cible. Elle est placée le plus près possible de la cible afin que le nombre d'hypérons qui se désintègrent avant d'entrer dans la chambre soit aussi faible que possible. La largeur et la hauteur de la chambre sont déterminées de façon à optimiser l'acceptance de l'aimant. Compte tenu des dimensions de l'aimant, la section de la deuxième chambre est de 1 m (largeur x 0,5 m (hauteur)). Cet élément, d'une longueur de 2,15 m, placé dans l'aimant doit permettre de mesurer la courbure des traces des particules chargées et de calculer leur impulsion. Cette mesure est possible pour des particules émises dans un cône de demi-angle au sommet de 12° dans le plan horizontal et $7,5^\circ$ dans le plan vertical.

La position de l'aimant et la longueur des chambres ont été optimisées afin d'obtenir un compromis entre le nombre d'événements que l'on gagne en rapprochant l'aimant (augmentation de l'acceptance) et ceux que l'on

perd si l'espace de désintégration est insuffisant. En effet pour que la mesure de la direction soit précise (0,5 mrad en projection horizontale) il faut une longueur de trace visible d'environ 1 m.

Afin d'augmenter l'acceptance du détecteur avant pour les traces à grand angle venant du point d'interaction nous avons placé entre la cible et la première chambre à streamers une chambre à étincelle optique.

Cette dernière permet également d'améliorer la résolution angulaire sur les traces ayant un parcours insuffisant dans la streamer 1.

- Caractéristiques de la chambre 25)

C'est une chambre à trois électrodes, l'électrode centrale étant à la haute tension et les deux extérieures étant des électrodes de masse.

Le champ électrique est obtenu à l'aide de la chaire d'alimentation dont nous donnons le schéma de principe (fig.II.19)

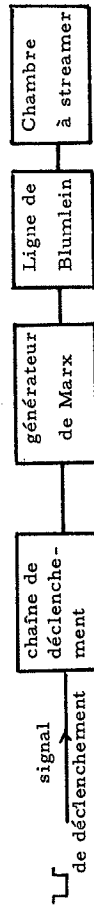


Fig.II.19

Le signal de déclenchement venant de l'électronique rapide attaque une chaîne de déclenchement constituée par :

- un marx à avalanche (- 2 V \rightarrow 1 kV)
- un "Krytron" KN22 (1 KV \rightarrow 5 KV)
- un éclateur du type GP17
- un éclateur du type GP 14

L'impulsion de sortie qui est alors de 25 à 30 Kvolts permet de déclencher le générateur de Marx qui envoie une impulsion de 250 à 500 Kvolts vers la chambre par l'intermédiaire d'une ligne de Blumlein.

Un système de miroirs permet d'obtenir deux vues stéréoscopiques de chaque chambre sur la même photo.

La figure II.20 donne le schéma du système optique de la chambre I. La caméra de la 2ème chambre recueille également, grâce à un système de prismes et de miroirs, les deux vues des chambres à étincelles du compteur à neutrons.

La qualité des photos dépend :

- du champ électrique

Il doit être homogène et son intensité, de l'ordre de 20 K volts/cm, doit être réglable (la luminosité des streamers varie avec l'intensité du champ) Il doit être appliqué avec un retard minimum par rapport au passage de la particule afin d'avoir une diffusion minimum des électrons et donc une bonne résolution spatiale.

Le retard entre le passage de la particule et l'arrivée du signal de déclenchement venant de la logique rapide est d'environ 400 ns et le retard total comprenant ceux introduits par les différentes étapes du générateur de Marx est de 800 ns.

- de la nature et de la composition du gaz.

On utilise du Néogal formé de 90 % de Ne et de 10 % d'He. Le temps de sensibilité des chambres est alors de l'ordre de 200 μ s. L'importance du flux incident nécessite un temps de sensibilité inférieur à 2 μ s mais compatible avec le retard de l'application du champ électrique.

Ce réglage est obtenu grâce à l'utilisation d'un gaz électronégatif (SF6) que l'on ajoute au mélange précédant dans des proportions de l'ordre de 0,2 à 0,8 PPM.

En première approximation le temps de mémoire τ_m tel qu'il est généralement défini (diminution d'un facteur e du nombre de streamers) est trois fois supérieur au temps de vie τ_e des électrons libres et des avalanches. Il dépend de la proportion de SF6. La fig. II.21 montre la densité de streamers en fonction du retard au déclenchement. Elle permet de déduire le taux de SF6 adéquat en fonction du temps, entre le passage de la particule ($t = 0$) et le déclenchement ($t = \tau_d$).

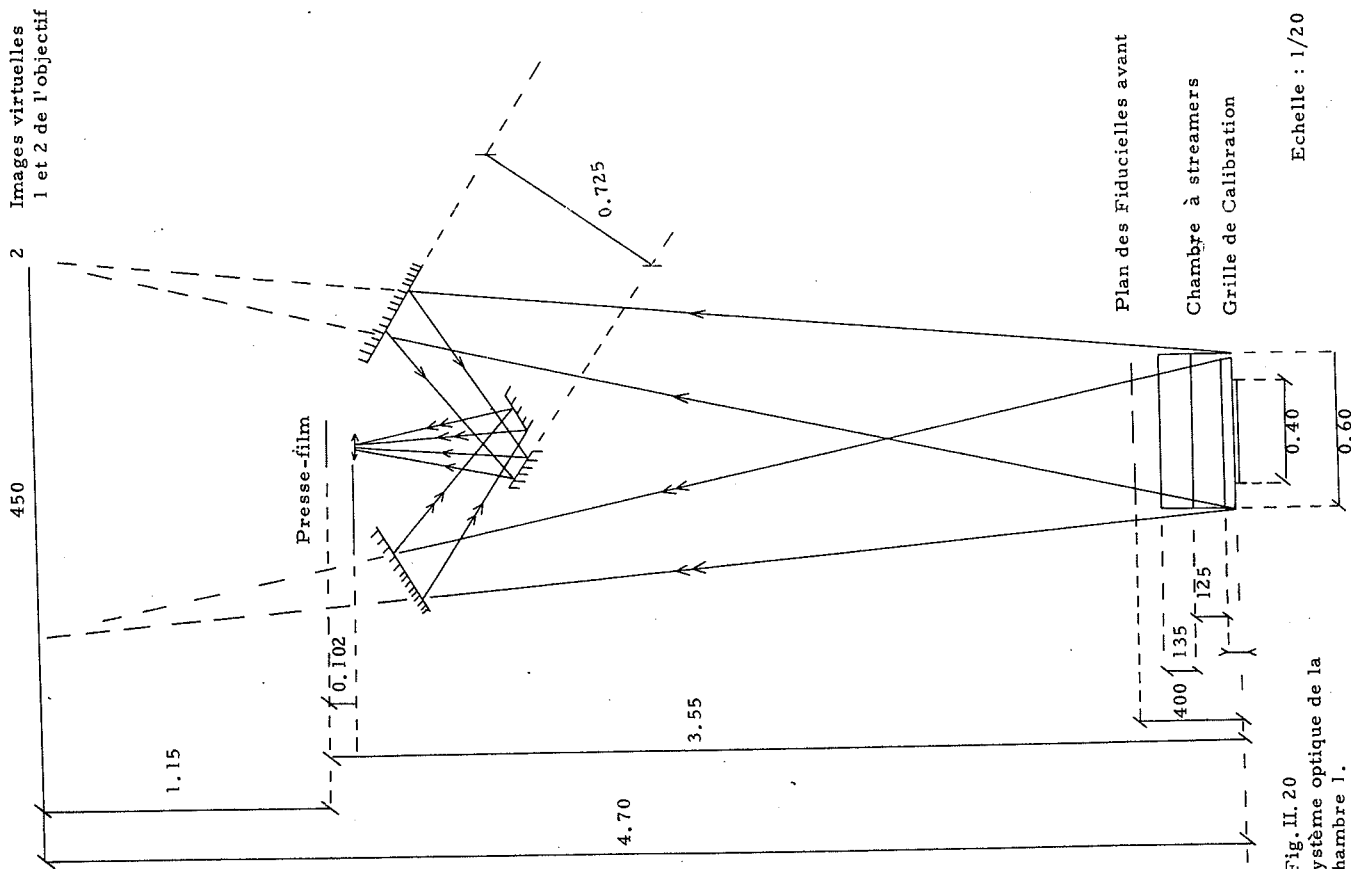


Fig. II. 20
Système optique de la
chambre I.

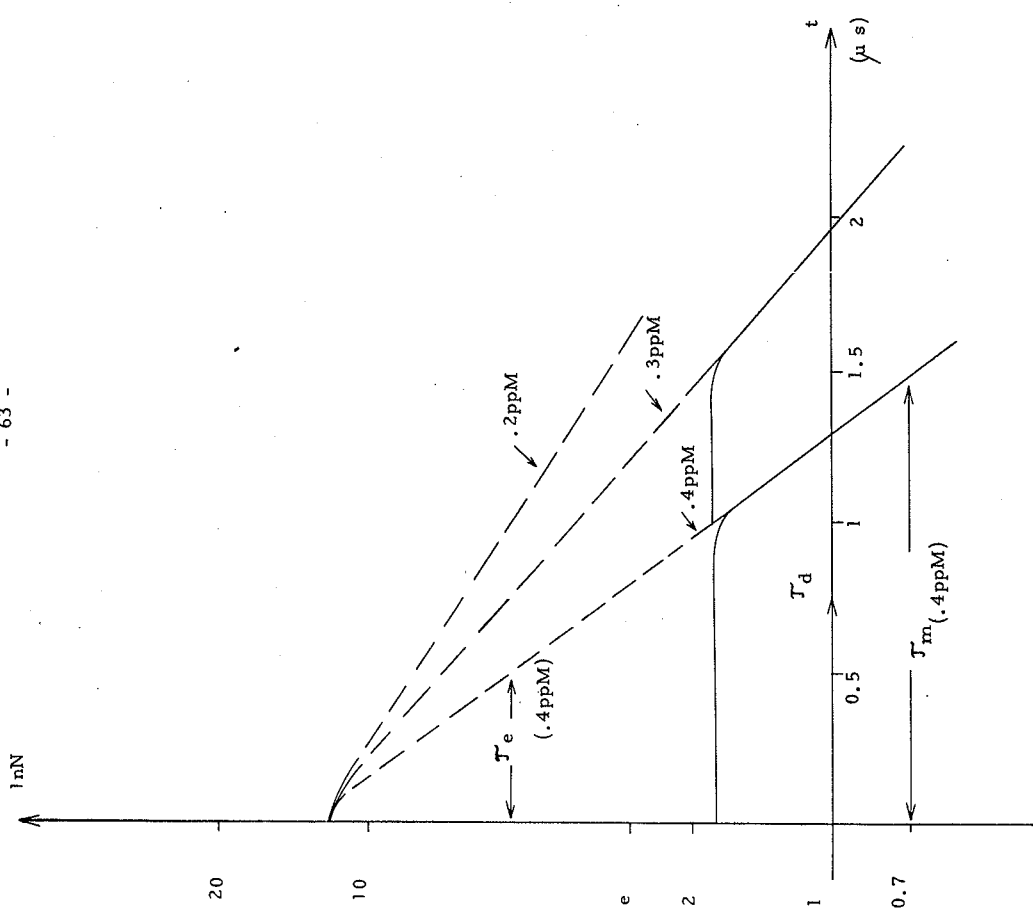


Fig. II. 21 Densité de streamers en fonction du retard au déclenchement. Relation entre J_m et J_e .

Le contrôle du mélange gazeux se fait au moyen d'un spectromètre de masse et le retard au déclenchement est enregistré pour chaque événement. La composition du mélange gazeux et le retard en déclenchement ont une grande influence sur la proportion des traces parasites.

2) Ensemble de chambres proportionnelles

Il est constitué de deux chambres mesurant les coordonnées Y et Z des traces 30 cm après la cible.

Ces deux chambres sont très importantes pour l'analyse des événements élastiques $\pi^- p$ et $\Sigma^- p$ car elles permettent de définir un critère simple d'élasticité dans le cas où la particule diffusée n'est pas encore désintégrée au niveau de ces chambres.

On dispose également derrière l'aimant de deux chambres à fils mesurant la coordonnée Y. Placées à deux mètres l'une de l'autre, la résolution angulaire est de 0,7 mrad dans le plan horizontal. La mesure de la direction d'une trace dans la streamer et de sa direction après l'aimant avec ces chambres permet une mesure de la déflexion avec une précision d'environ 1,2 mrad et donc un calcul simple de l'impulsion avec une précision en moment $\Delta P/P < 10\%$: Fig. IV. 8.

3) Le Compteur à neutrons

Il est constitué de 5 modules de chambres à étincelles à 13 électrodes ; chaque électrode contenant un cm de Fer à l'exception des deux premières du premier module. La distance entre les électrodes est de 8 mm. Sa position a été optimisée pour les différents modes de désintégration.

L'ensemble du dispositif constitué par la chambre à streamers, la chambre optique et le compteur à neutrons est vu par deux caméras donnant des vues stéréoscopiques, nécessaires à la reconstruction des traces dans l'espace.

F. ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

L'électronique de déclenchement est constituée d'un ensemble de circuits de logique rapide qui associent les signaux venant des détecteurs afin de permettre la signature du type d'événement à étudier.

Ce système de décision comprend la mise en forme des signaux, leur mise en temps et enfin la réalisation de coïncidences ou d'anticoincidence entre ces signaux, suivant le type de déclenchement désiré. La définition du déclenchement peut être contrôlée par le calculateur, ce qui permet d'éviter des erreurs de manipulation.

Les déclenchements qui nous intéressent demandent deux conditions

- Une particule incidente dont on connaît la nature c'est à dire distinguer $60 \Sigma^-$ parmi $10^5 \pi^-$
- Une particule venant de la cible et qui s'arrête dans les compteurs du détecteur arrière.

Cette logique se construit donc en deux étapes :

1) Logique de déclenchement sur la particule incidente (Fig. II. 22)

La logique-faisceau est formée à partir des signaux des huit photomultiplicateurs du DISC (D1, ..., D8) et des signaux des quatre compteurs T₁, T₂, A₁, A₂ définissant le faisceau. On fabrique d'abord le signal appelé STROBE, qui indique le passage d'une particule incidente chargée. Ceci se fait grâce à un ensemble de coïncidences :

$$\text{STROBE} = T_{1B} \cdot T_{2B} \cdot \overline{T_{1H}} \cdot \overline{T_{2H}} \cdot \overline{A_1} \cdot \overline{A_2}$$

De façon identique on construit les signaux identifiant le passage d'un Σ^- ou d'un Ξ^- . Ces signaux sont appelés :

$$D_1 = \overline{D_1} \cdot D_3 \cdot D_5 \cdot D_7 \cdot 2 \cdot D_4 \cdot D_6 \cdot D_8 \quad \text{pour les } \Xi^-$$

$$D_3 = D_1 \cdot \overline{D_3} \cdot D_5 \cdot D_7 \cdot 2 \cdot D_4 \cdot D_6 \cdot D_8 \quad \text{pour les } \Sigma^-$$

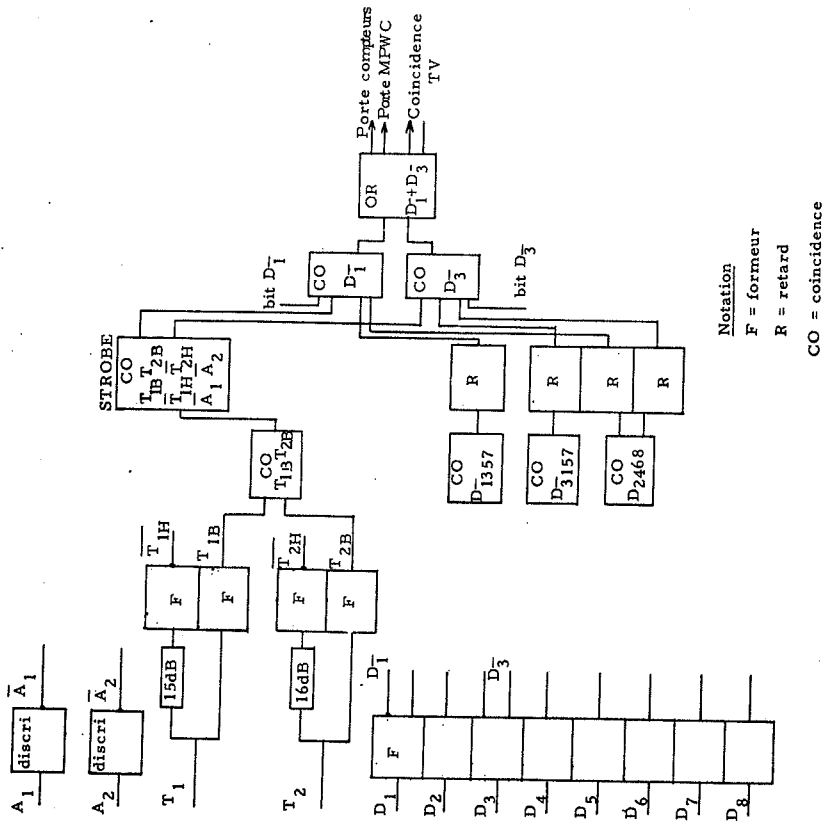


Fig. II. 22 : Logique de déclenchement sur la particule incidente

Le signal indiquant donc le passage d'un Σ ou d'un Ξ est appelé

$$PI = \underbrace{Str = STROBE}_X (D_1 + D_3)$$

signal indiquant le passage d'une particule incidente
 signal
 signal
 signal
 un Ξ un Σ

Si plusieurs π passent simultanément dans le D. I. S. C. et éclairent chacun quelques P. M., ils peuvent simuler un hypéron. Le rôle des compteurs T_1, T_2, A_1, A_2 est de diminuer ce bruit de fond. T_1 et T_2 sont deux petits scintillateurs de 3 cm x 3 cm qui définissent la taille du faisceau accepté.

Les particules étant au minimum ionisant on élimine facilement les événements à 2 particules dans T_1 et T_2 en faisant une coupure sur l'amplitude du signal dans T_1 et T_2 . A_1 et A_2 sont des compteurs d'anticoïncidence, d'une surface de 10 cm x 10 cm ils sont percés d'un trou de 3 cm de diamètre et éliminent les événements ayant une particule dans A_1 ou A_2 .

Le rôle du signal "St" est essentiel dans l'organisation de la logique, en effet ce signal sert à la fois de coïncidence à tous les niveaux de la logique, mais aussi au monitoring de tous les temps.

Les événements à plusieurs particules dans le DISC qui ne sont pas rejetés par T_{1H} et T_{2H} ne peuvent pas être éliminés directement. Mais il est facile de les éliminer à l'analyse en les identifiant à l'aide des chambres proportionnelles du faisceau.

2) Logique de déclenchement sur le proton de recul (Fig. II. 23)

Elle doit signaler :

- la présence d'une particule dans un des quadrants
- cette particule doit être un proton : l'énergie déposée dans un des compteurs au moins doit être grande, afin de discriminer parmi les particules au minimum ionisant
- cette particule doit venir de la cible.

Chaque quadrant du détecteur arrière comprend huit compteurs à scintillation. Un signal venant de chacun des huit PM est envoyé dans un mélangeur passif. Une des sorties est mise en coïncidence avec le signal PI. L'autre sortie est envoyée dans un circuit "majorité", qui sélectionne le plus grand parmi les huit, suivi d'un discriminateur.

Le signal de sortie de ce circuit est également mis en coïncidence avec le signal PI, on génère ainsi un signal appelé M_i indiquant que 1 signal parmi les 8 est supérieur à un certain seuil.

Finalement, le signal appelé Q_i , indiquant qu'une particule est entrée dans le quadrant i est

$$Q_i = S_i \cdot M_i$$

S_i indiquant qu'une particule est entrée dans le quadrant i
 M_i indiquant qu'un des signaux S_i au moins est supérieur à un seuil ajusté pour chaque quadrant.

$$Q_i/P_i \approx 15\% \text{ - pour } Q_1 \text{ et } Q_3 \text{ et } 7\% \text{ pour } Q_2 \text{ et } Q_4$$

Cette différence est due à la présence des muons produits dans la cible primaire et qui traversent le blindage du canal magnétique. Ayant un angle faible par rapport à la direction du faisceau leur parcours dans les compteurs est grand et donne un signal Q_i .

Le signal indiquant le passage de la particule incidente et la présence d'une particule dans un des quadrants du détecteur arrière s'appelle TV (trigger Varian)

$$TV = (\Sigma Q_i) \cdot PI$$

C'est ce signal qui va déclencher l'acquisition du calculateur. Afin d'augmenter la sélectivité de ce déclenchement, on peut également demander que la trace du proton de recul provienne bien de la cible. Ceci est réalisé grâce à quatre matrices de coïncidence (une par quadrant) associées aux chambres proportionnelles $M\phi$ et $G\phi$.

C. ELECTRONIQUE D'ENREGISTREMENT DES DONNEES.

- L'électronique associée aux détecteurs est formée par
- les modules d'enregistrement, spécifiques à chaque type d'information
 - le calculateur VARIAN 622 i (et ses périphériques) qui régit la prise de données et coordonne le fonctionnement des modules entre eux.

1) Organisation générale de la prise de données

C'est un ordinateur VARIAN 622 i qui gère l'acquisition des données, à l'aide d'un ensemble de programmes qui organisent le travail de l'unité centrale. Ces programmes sont essentiellement divisés en deux parties :

- le superviseur
 - les programmes d'acquisition et de test.
- a) Le superviseur est un programme qui demeure en mémoire centrale, il comprend :
- un programme de gestion des périphériques, qui coordonne les entrées et les sorties entre la mémoire et les périphériques.
 - un programme de gestion des interruptions, qui sont les différents aspects provenant des périphériques ou de la branche d'acquisition de données.
 - des sous-programmes permettant le dialogue entre l'opérateur et le système, le chargement, la mise en attente ou la suppression des programmes d'acquisition ou de test.

b) Les programmes d'acquisition et de test permettent l'enregistrement des données et le contrôle du fonctionnement de l'expérience. Les différentes unités périphériques sont reliées à l'ordinateur par une ligne omnibus externe I/O, complétées par des lignes supplémentaires permettant :

- Les interruptions et les priorités qui permettent de régler les dialogues entre l'unité centrale et les périphériques
- Le transfert des informations entre les modules de prise de données et la mémoire.

Les différents périphériques sont :

- une télétype
- un dérouleur de bande magnétique
- une unité de visualisation
- le périphérique acquisition de données que nous allons décrire.

Un interface VARIAN-CAMAC assure la communication entre le périphérique CAMAC et l'Unité Centrale.

2) Description des éléments de la logique lente

Le périphérique d'acquisition est essentiellement constitué par des modules CAMAC.

Les informations à traiter, sont les informations "compteur" d'une part, les informations "chambre", d'autre part.

Les informations données par les compteurs sont :

- l'indication qu'un compteur a été touché : Registre d'entrée
- la mesure de l'amplitude du signal dans un compteur : C. A. D.
- le nombre de particules : échelles de comptage

L'information "chambre" permet de connaître les fils des chambres qui ont été touchées. L'acquisition de cette information contenue dans les circuits de mémorisation se fait par l'intermédiaire du SCRO.

a) Les circuits de mémorisation : "MEMO"

Les tiroirs MEMO contiennent les circuits de mémorisation (circuits intégrés hybrides) des fils touchés, à raison de 32 mémoires par module. Un fil touché se traduit par un niveau logique ECL sur la mémoire hybride lorsqu'il y a coïncidence entre l'impulsion venant de l'amplificateur du fil et le signal PI envoyé par la logique rapide.

Ce tiroir comporte également quatre portes vers les entrées des

amplificateurs, ces portes sont ouvertes par une impulsion fournie par un monostable déclenché par le tiroir test ampli.

Ce système permet de vérifier rapidement l'état de fonctionnement de l'ensemble des amplificateurs et des circuits de mémorisation. Il est en plus doté d'une sortie rapide qui est un OU sur les 32 circuits qui permet d'envoyer un signal vers les matrices de décision.

b) Le SCRO

Le SCRO (Spark Chamber Read Out) est un module standard CAMAC servant à la lecture des informations chambre. Il fournit séquentiellement des adresses binaires vers des groupes de 32 fils et les interroge pour connaître leur réponse. Lorsqu'un fil est touché le balayage s'arrête et le SCRO fournit l'adresse du fil touché à l'ordinateur. Le SCRO comporte également des possibilités de traitement des agrégats de fils, il transmet alors une donnée condensée significative des fils touchés.

3) Conditions d'enregistrement

Lorsqu'un événement provoque un signal TV, celui-ci déclenche la lecture des chambres proportionnelles ; SCRO se met alors en service. Ceci provoque une interruption transmise au VARIAN par l'interface. Quand cette interruption est prise en compte, et que le programme de lecture est initialisé, la lecture des registres commence. Elle se fait en mode séquentiel et par accès direct en mémoire (DMA). On lit de même les CAD et les échelons. Lorsque cette lecture est terminée, ceci donne lieu à une interruption. Dès réception de cette interruption l'ordinateur passe à la lecture des chambres. Quand tous les registres du SCRO ont été interrogés, un signal de fin de lecture provoque une nouvelle interruption.

Ainsi se termine l'enregistrement des données concernant un événement. Pour chaque événement ces informations sont stockées dans un buffer, et lorsque celui-ci est plein, son contenu est transféré sur une bande magnétique

La durée d'acquisition varie entre 4 et 10 msec suivant le nombre de fils touchés.

Dans le cas où l'événement n'est pas acceptable (pas de compteur touché), il n'y a pas de signal TV, on procède alors à une remise à zéro immédiate des modules grâce à un signal appelé RAZ RAPIDE généré par le signal PI.

Nous avons vu que c'est le signal TV qui lance l'acquisition de données ; Ce signal étant dû uniquement à la particule incidente et aux compteurs du détecteur arrière, nous avons défini deux modes possibles d'acquisition.

- Le mode appelé "statistique"

Il permet d'écrire sur bande tous les événements ayant été validés par le signal TV. Ce mode est surtout utilisé pour enregistrer rapidement des événements sans interactions.

- Le mode appelé "hadronique"

Il permet d'écrire sur bande tous les événements ayant un signal IS c'est à dire les événements pour lesquels le proton de recul vient de la cible. Ceci est fait au niveau de l'ordinateur à l'aide d'un buffer "hadronique" (10 événements). Pour ce cas, de même que précédemment c'est le signal TV qui déclenche l'enregistrement des informations, mais c'est le signal IS qui autorise l'accès du buffer "hadronique".

Ces deux modes ont été très utiles pour la mise au point de l'appareillage. Ils ont permis de contrôler les efficacités des matrices, et de l'appareillage en général.

- Le mode "hadronique" servant à l'acquisition des événements d'interaction
- Le mode "statistique" permettant l'acquisition très rapide des événements sans interaction, des événements destinés à vérifier l'efficacité des différentes parties de l'appareillage. Ces modes permettent aussi, grâce à des programmes de contrôle de vérifier en ligne la qualité des données que l'on recueille.

La structure d'un fichier d'événements écrit sur bande est la suivante :

- un enregistrement "Test" comportant les résultats du test PM et du test Ampli que nous décrirons dans le paragraphe suivant
- un enregistrement "label" qui reproduit la définition et les conditions de la prise de données
- des enregistrements événements dont nous allons donner la structure
- des enregistrements échelles donnant le contenu des différentes échelles de comptage
- un enregistrement "Test" à nouveau, afin de pouvoir vérifier s'il y a une fluctuation dans la stabilité des compteurs et pouvoir faire des corrections lors de l'analyse.

4) Programmes de contrôle en ligne

Les programmes de contrôle en ligne sont des programmes à options. Ils sont chargés sur un tambour et l'on peut charger en mémoire au choix l'un de ces programmes grâce à une instruction tapée sur la télétype.

Chacun d'eux étudie une partie technique bien définie de l'appareillage ou donne des renseignements sur les conditions et la qualité de la prise des données.

Ces programmes sont au nombre de six, les deux premiers sont :

- Test Amplificateurs
- Test Photomultiplicateurs du détecteur arrière.

Les quatre autres programmes sont essentiellement des programmes contrôlant la qualité de la prise de données, chacun d'eux étudiant une partie technique bien définie du système. La figure II. 24 est le résultat du programme de visualisation qui permet une représentation schématique du dispositif expérimental et des informations concernant l'événement analysé.

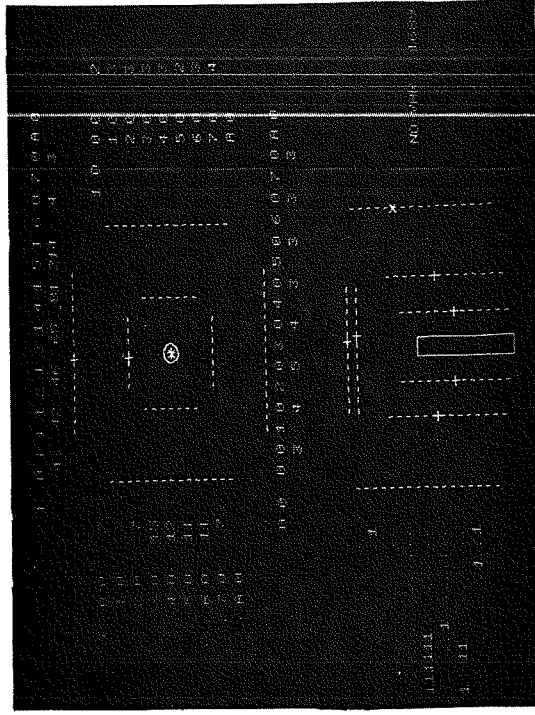


Fig. II.24: Visualisation en ligne d'un événement dans le détecteur arrière.

H. TEST DES AMPLIFICATEURS, DES MEMOS ET DU SYSTEME DE LECTURE

Le principe du test consiste à envoyer par programme une configuration connue dans les circuits de mémorisation, puis à la relire à l'aide du SCRO(fig. II. 25).

L'ensemble de test comprend :

- 1) Un registre de sortie à 16 bits permettant de sélectionner cette configuration, à savoir le numéro du châssis et les adresses des amplis à tester.
- 2) Un tiroir test ampli qui permet d'envoyer par l'intermédiaire du Dataway et des Mémos des impulsions vers les amplificateurs des fils. Il y a 4 tests, on peut donc envoyer n'importe quelle configuration de ces 4 tests.

Ce tiroir test Ampli peut fonctionner manuellement ou être commandé par le calculateur, un bouton permet de sélectionner le mode de fonctionnement.

- 3) Un tiroir "Retard variable"

Ce tiroir est un OU à 8 entrées-8 sorties ayant une sortie à retard variable. Les sorties normales de ce tiroir vont autoriser le signal test (venant du tiroir test Ampli) sur le châssis sélectionné.

La sortie retardée donne un signal STROBE qui sert à valider le signal de retour des amplis, et un signal amplificateur se traduit donc par un niveau sur la mémoire hybride lorsqu'il y a coïncidence entre l'impulsion de l'amplificateur et le signal STROBE.

Une autre voie de ce signal STROBE sert également à déclencher le calculateur qui va lire l'état des circuits de mémorisation par l'intermédiaire du SCRO. La distribution des fils touchés est alors affichée sur une unité de visualisation.

On peut ainsi, régulièrement tester très rapidement le bon fonctionnement de la chaîne amplificateurs, Mémoires, le résultat du test pouvant être écrit sur bande. Il faut environ 2 mn pour tester les 3600 amplificateurs (114 tiroirs) et les 3600 Mémoires du système.

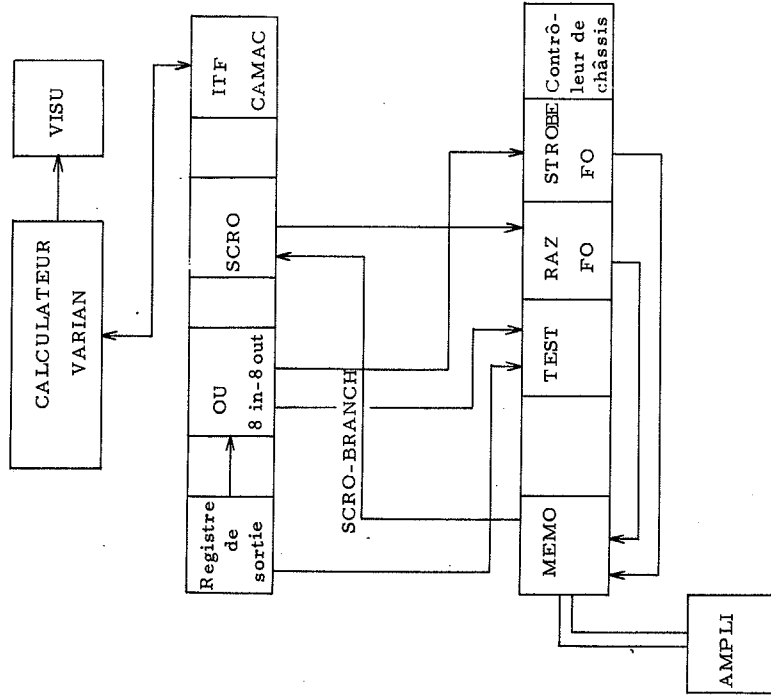


Fig. II. 25

Schéma de l'ensemble de Test des amplificateurs.

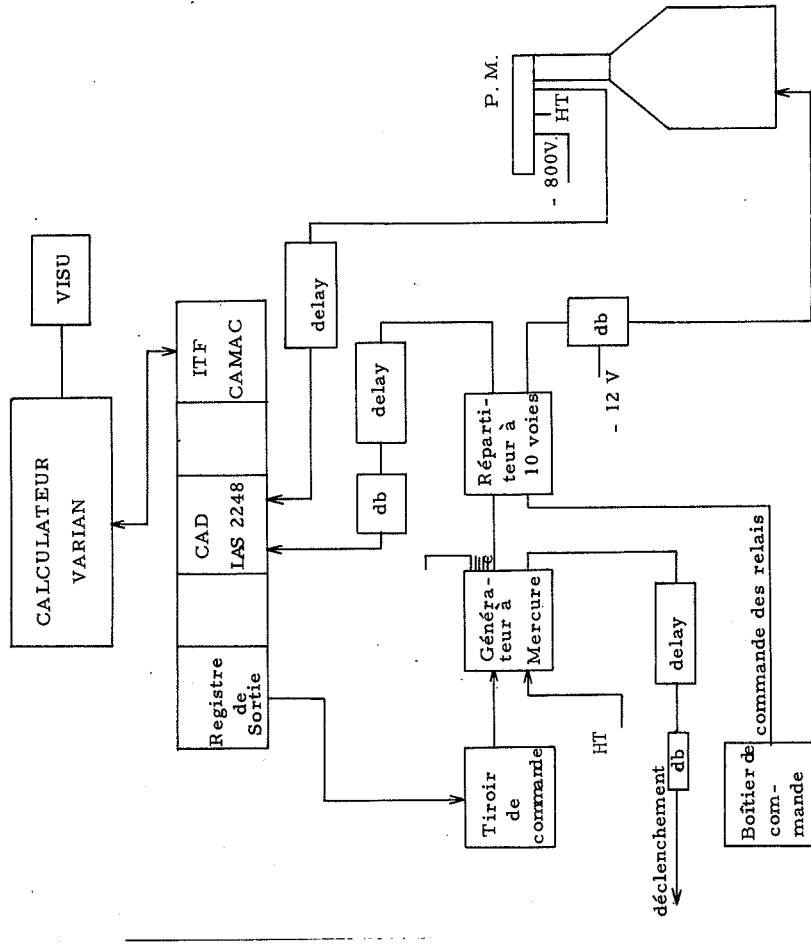


Fig. II. 26 : Schéma de l'ensemble de Test des scintillateurs

I. TEST DES SCINTILLATEURS

Ce test est destiné à vérifier périodiquement le bon fonctionnement des ensembles de détection utilisant les compteurs à scintillation en simulant leurs réponses expérimentales.

Description du dispositif de simulation

La figure II. 26 montre le schéma synoptique de l'ensemble du dispositif qui comprend :

1) Générateur à relais à mercure

Un générateur d'impulsions à relais à mercure fournit par l'intermédiaire de circuits d'adaptation une impulsion à décroissance exponentielle de 5 ns de constante de temps aux 32 diodes électroluminescentes (DEL) du détecteur arrière.

2) Les circuits d'adaptation

Un transformateur d'impulsions divise l'impulsion initiale en 13 impulsions identiques.

Des répartiteurs résistifs à 10 voies qui assurent la distribution sur l'ensemble des DEL.

3) Boîtier de commande

Ce boîtier permet de commander l'allumage ou l'extinction indépendante de chacune des diodes électroluminescentes.

Les diodes placées sur les scintillateurs, sont alimentées de façon permanente (ou en coup par coup) par des trains d'impulsions, par l'intermédiaire de relais se trouvant dans les répartiteurs à 10 voies. L'unité de commande agit sur ces relais et permet de choisir les diodes que l'on veut commander.

Le générateur d'impulsions alimentant les DEL fonctionne manuellement, ou peut être commandé par le calculateur grâce à l'utilisation d'un registre de sortie Camac. Un interrupteur permet de choisir l'un ou l'autre de ces modes de fonctionnement.

4) Visualisation des spectres d'amplitude.

Les réponses des photomultiplicateurs aux signaux des DEL sont envoyées vers des convertisseurs analogiques digitaux.

En test PM, le calculateur va lire les CAD et visualise le spectre d'amplitude de chacun d'eux.

Ce test permet donc de vérifier régulièrement l'état des photomultiplificateurs, de contrôler leur stabilité dans le temps, afin de faire éventuellement les corrections au niveau de l'analyse des données en tenant compte des mesures de calibration qui ont été faites.

CHAPITRE III

PRINCIPES DE L'ANALYSE ET ETUDE DE LA DIFFUSION ELASTIQUE

Nous avons vu au chapitre précédent les principales phases de l'acquisition des événements, ainsi que les traitements en ligne qui permettent les contrôles en cours de prise de données. La figure III. 1. montre le schéma du transfert des événements depuis l'enregistrement des informations par les échelles, les registres, les CAD et les Mémo, jusqu'au traitement "Off line" effectué sur la calculatrice 7600 du C. E. R. N.

Les événements ainsi sélectionnés, sur la base des informations des détecteurs rapides, sont écrits sur une bande résumée appelée DST 1. On leur applique ensuite des coupures géométriques nécessaires pour assurer la qualité du lot d'événement. Le traitement des photographies de ces événements est ensuite entrepris, puis les informations de tous les détecteurs sont rassemblées (fig. III. 2).

Cette procédure permet de limiter de façon importante l'exploitation photographique. La figure III. 3 donne la réduction du nombre d'événements en cours d'analyse.

A. RECONSTRUCTION ET SELECTION DES EVENEMENTS ECRITS SUR BANDE

Les principales parties du programme d'analyse sont représentées sur l'organigramme de la figure III. 4.

Après avoir lu les paramètres du dispositif expérimental, le programme principal appelle différents sous-programmes qui réalisent :

- la lecture des événements et leur décodage
- la reconstruction des traces dans les chambres proportionnelles
- le calcul de la géométrie de l'événement
- le calcul de l'impulsion du proton de recul
- l'enregistrement sur bande résumée (DST) des événements retenus après traitement par l'ensemble du programme.

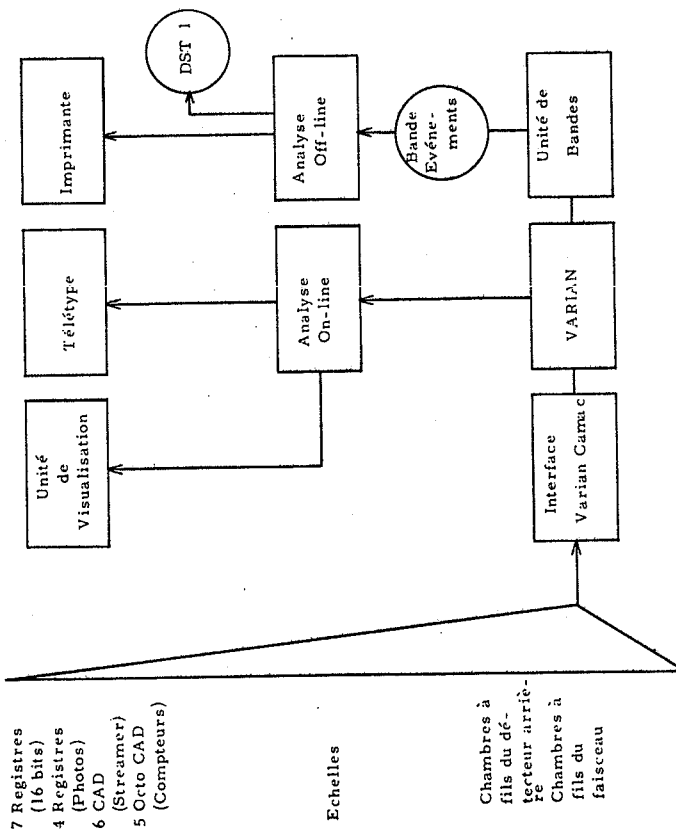


Fig. III. 1 : Schéma du transfert de l'information

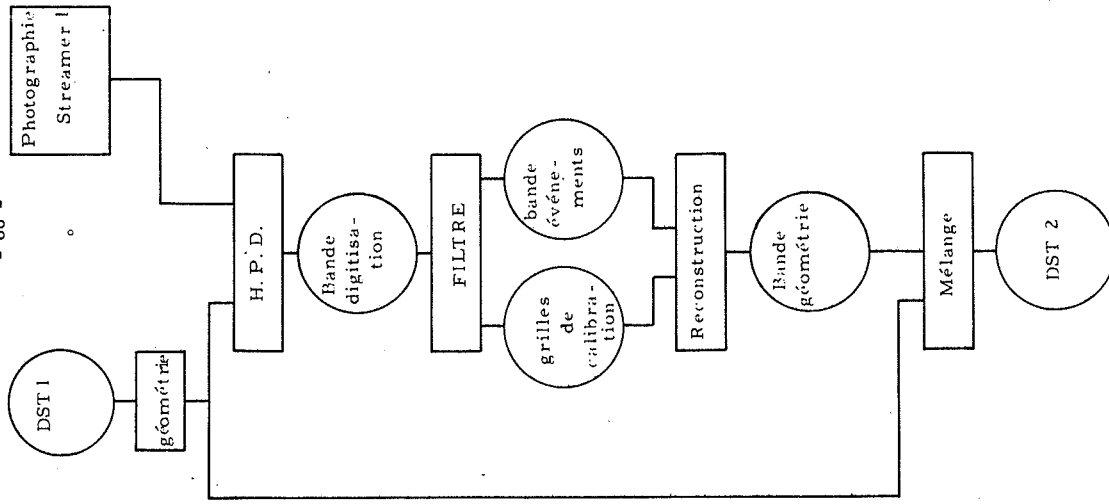


Fig. III. 2 : Schéma du traitement de l'information des photographies

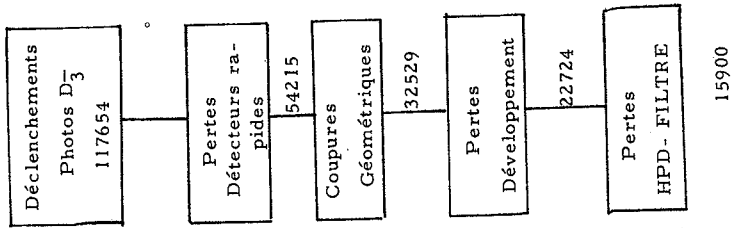


Fig. III. 3 : Réduction du nombre d'événements au cours de l'analyse

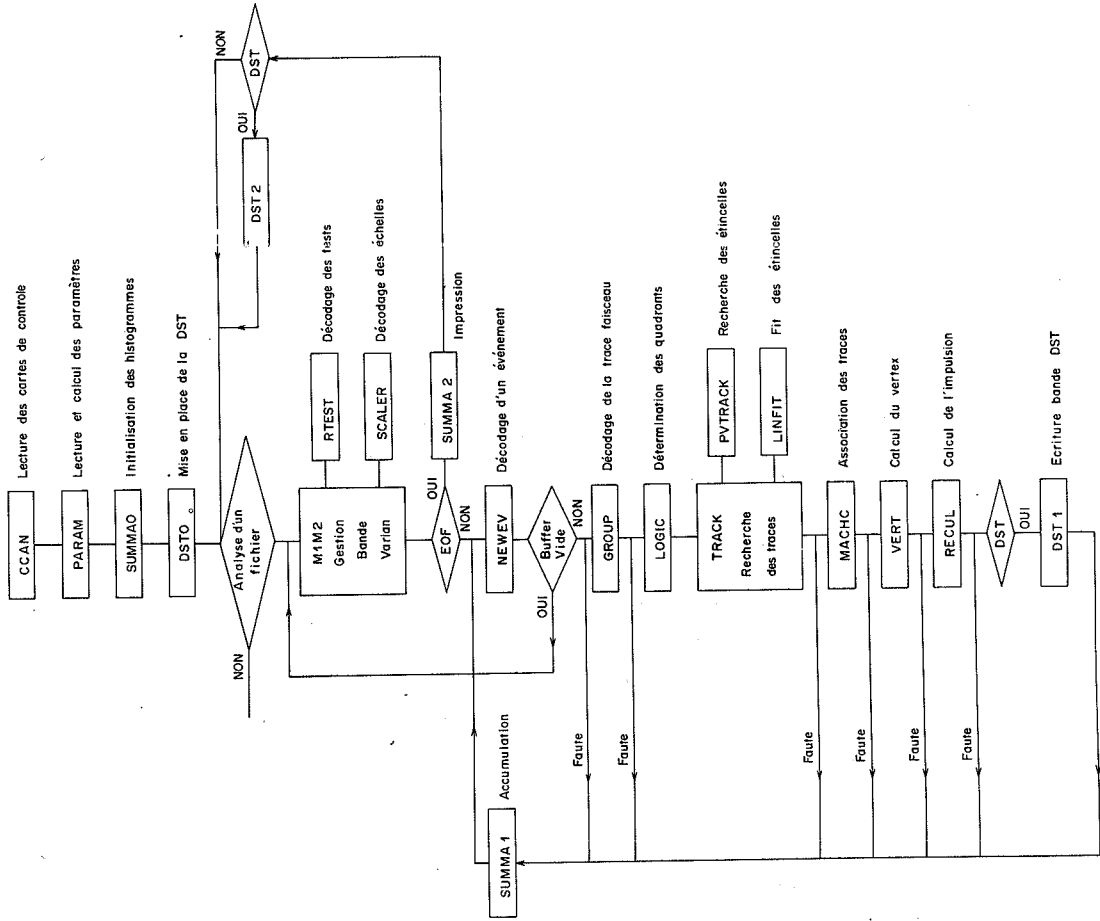


Fig. III. 4 : Organigramme du programme d'analyse

Ce programme traite parallèlement les événements d'interaction

$$\sum \bar{P} \text{ ou } \pi^+ \bar{P}$$

ainsi que les événements :

$$\sum \bar{N} \pi^+ \text{ ou } \bar{N} \pi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$$

1) Lecture de l'information et décodage

Le sous-programme MIM2 assure la gestion de la bande "Varian", à savoir, le positionnement de la bande sur le fichier défini au préalable, la lecture de l'information, la traduction de l'information du code "VARIAN" en code "CDC", la détermination de la nature de l'enregistrement (rejet de l'information si l'enregistrement est détérioré).

En effet on distingue :

- L'enregistrement "Label"
- Il définit les conditions de la prise de données (Date, heure, numéro du "run", nom du responsable, trigger) et un certain nombre de paramètres nécessaires à l'analyse (intensité du champ dans l'aimant, composition du gaz des chambres à streamer)
- L'enregistrement "Test"
- Il comporte le relevé des tensions appliquées sur les PM, le test des compteurs le test des chaînes amplificateurs-mémos. Il permet de vérifier la calibration des compteurs et au besoin donc de modifier les paramètres intervenant dans le calcul de l'impulsion du proton de recul.
- L'enregistrement "Echelle"
- Il contient l'information de toutes les échelles, ces renseignements sont essentiels pour la normalisation.
- L'enregistrement "Evénement"
- C'est lui qui contient les renseignements concernant l'événement proprement dit. A savoir, les informations des registres, des CAD, des chambres proportionnelles, ainsi que ceux concernant la prise de photos. numéro de la photo associée à l'événement, tension appliquée à la chambre à streamer.

Lorsque l'on rencontre un enregistrement LABEL ou TEST, on le recopie immédiatement sur la bande DST. Les échelles sont totalisées et ne sont écrites sur DST qu'à la fin de l'analyse d'un fichier.

2) Reconstruction des traces et définition de la géométrie de l'événement

A partir des étincelles des différents plans de chambres, on calcule les projections des traces dans le quadrant touché ; on procède alors à l'association dans l'espace de ces traces et à la recherche de l'intersection entre la trace faisceau et la trace du recul. La figure III. 14 montre la distribution de la plus courte distance d'approche entre ces deux traces.

A partir de ces informations on calcule dans le système du laboratoire, les coordonnées XV, YV, ZV du point d'interaction ainsi que les composantes des vecteurs unitaires de la trace incidente et de la trace arrière.

Le tableau suivant donne le pourcentage des rejets aux divers stades de l'analyse.

Niveau de Rejet	Nature	π diffusé	\sum diffusé
NEWEV	Rejet au décodage	5 %	5 %
GROUP	trace incidente	15-20 %	35-40 %
LOGIC	$E^1 < 3 \text{ MeV}$	1-2 %	1-2 %
TRACK	Pas de trace arrière Pas de trace dans une des projections	7-8 % 10-15 %	7-8 % 10-15 %

Pourcentage des rejets du programme d'analyse HADRON

B. CALCUL DE L'ENERGIE DU PROTON DE RECOL 26, 27)

1) Calcul de l'énergie

Connaissant les coordonnées du point d'interaction et la direction du proton de recul, on calcule l'impact de la trace à l'entrée du scintillateur et le parcours dans chaque compteur.

Avec l'information donnée par les CAD, tenant compte de la carte d'efficacité, de la calibration des compteurs et des indications du test-diode, on calcule l'énergie déposée dans chaque compteur.

Cette mesure de l'énergie déposée dans chaque compteur permet alors de déterminer le compteur d'arrêt du proton. L'énergie minimum déposée par un proton de 240 MeV dans un compteur est de 10 MeV. Nous avons donc fixé le seuil d'énergie minimale à 3 MeV pour le premier compteur et 8 MeV pour les autres. Le compteur d'arrêt est donc le compteur précédent celui dans lequel l'énergie mesurée est inférieure au seuil fixé.

Grâce à une formule de conversion Energie-Parcours, on calcule alors le parcours du proton dans le compteur d'arrêt :

$$R = (a + b E_0 + c E_0^2 + d E_0^3) E_0^e$$

où E_0 est l'énergie observée dans le compteur d'arrêt $0 < E_0 < 100$ MeV et les quantités a, b, c, d, e des coefficients constants :

$$\begin{aligned} a &= 1.7375 \cdot 10^{-3} \\ b &= 1.65 \cdot 10^{-5} \\ c &= -2.2162 \cdot 10^{-7} \\ d &= 9.586 \cdot 10^{-10} \\ e &= 1.7814 \end{aligned}$$

On détermine alors le parcours total R du proton de recul et son énergie grâce à la relation

$$E = (a' + b'R + c'R^2) R^{d'}$$

les quantités a', b', c', d' ayant les valeurs suivantes :

$$a' = 31.9354$$

$$\begin{aligned} b' &= 4.691 \times 10^{-2} \\ c' &= 1.246 \cdot 10^{-4} \\ d' &= -0.55054 \end{aligned}$$

Afin de disposer d'un critère de qualité de la mesure, on compare pour chaque scintillateur l'énergie observée E_0^i et l'énergie calculée E_c^i à partir du parcours. Cette comparaison est un moyen simple de vérifier la calibration des compteurs.

La figure III. 5 montre le rapport E_0^i/E_c^i ($i = 1$) de l'énergie observée à l'énergie calculée, dans le 1er compteur pour des protons s'arrêtant après ce compteur.

La figure III. 6 montre l'évolution de ce rapport dans le temps.

Un critère de qualité de la mesure est obtenu en définissant un χ^2 à partir de E_0^i et E_c^i

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(E_c^i - E_0^i)^2}{E_c^{i2}}$$

L'inconvénient majeur de cette technique est la possibilité d'une mauvaise détermination du compteur d'arrêt. Cette erreur est essentiellement due à deux phénomènes :

- La présence d'une particule parasite simultanément avec le proton de recul
- L'interaction nucléaire du proton dans le scintillateur.

Ces deux effets ont été étudiés en utilisant les événements de la réaction élastique :



Pour cela nous avons comparé l'énergie du proton mesurée à partir des compteurs, à l'énergie de recul calculée à partir de la cinématique de cette réaction (Fig. III. 7).

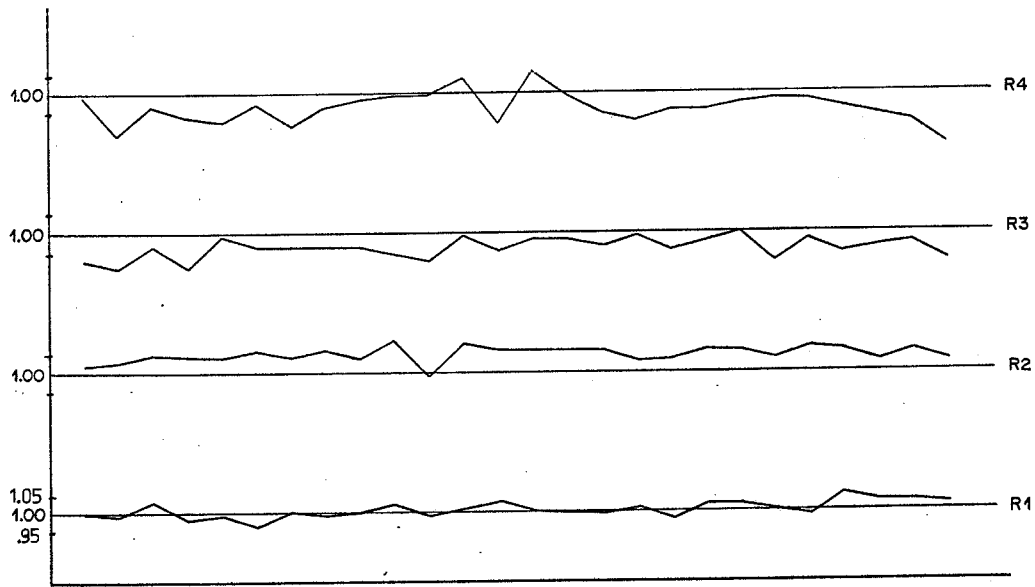


Fig. III.6 : Evolution dans le temps du rapport R_i dans le quadrant 2

$$R_i = \frac{\text{Energie observée}}{\text{Energie calculée}}$$

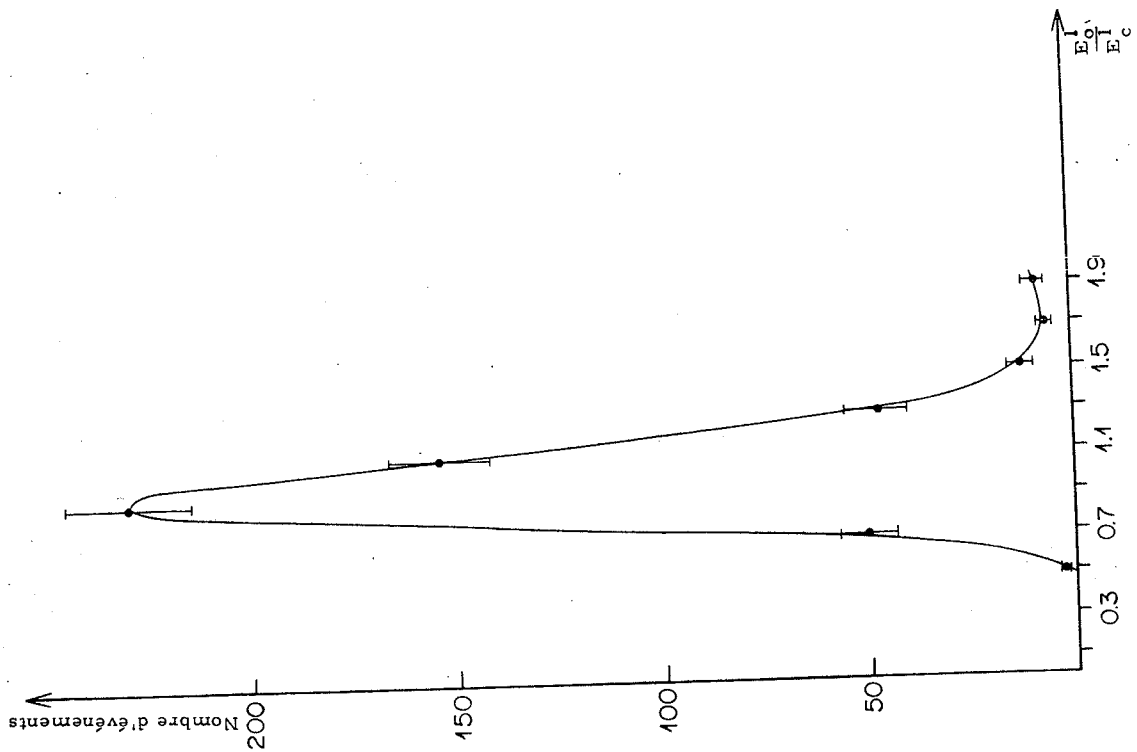


Fig. III. 5 : Rapport de l'énergie observée à l'énergie calculée (dans le premier compteur)

2) Evénements de bruit de fond

Nous avons défini ces événements comme étant ceux pour lesquels l'énergie mesurée est supérieure de 20 MeV à l'énergie calculée (Fig. III. 8). 6. 8 % des événements sont de ce type. Mais suivant la localisation (devant, dans ou derrière le compteur d'arrêt), l'effet du bruit de fond est très différent.

- (i) Un bruit de fond situé avant le compteur d'arrêt ne fausse pas la mesure de l'énergie mais altère la valeur du χ^2
- (ii) Un bruit de fond dans le compteur d'arrêt change l'énergie observée dans le compteur d'arrêt, mais l'effet sur la mesure de l'énergie du proton est faible étant donné la méthode de calcul de l'énergie totale.
- (iii) Un bruit de fond situé derrière le compteur d'arrêt entraîne un effet plus important. En effet, un bruit de fond même faible provoque une erreur dans la détermination du compteur d'arrêt, ceci affecte alors le parcours de la particule, et un bruit de fond de 10 MeV peut entraîner une erreur allant jusqu'à 50 MeV. Mais dans ce cas le χ^2 est très mauvais ($\chi^2 > 10$)

La figure III. 9 montre la corrélation entre ces bruits de fond et le χ^2 . Une coupure pour un $\chi^2 > 10$ élimine 3 % de bons événements.

3) Interactions nucléaires

Si le proton de recul subit une interaction nucléaire dans le scintillateur, le compteur d'arrêt déterminé par la mesure est situé avant le compteur "vrai".

Pour identifier ces événements, nous avons mis une coupure sélectionnant les événements pour lesquels l'énergie observée est inférieure de 20 MeV à celle calculée par la cinématique.

En utilisant les résultats des études faites par D. Measday concernant l'interaction nucléaire, montrant que le taux d'interaction est d'environ 1, 1 % par gr de parcours du proton dans le scintillateur, nous avons grâce à un calcul de Monte Carlo simulé ce phénomène.

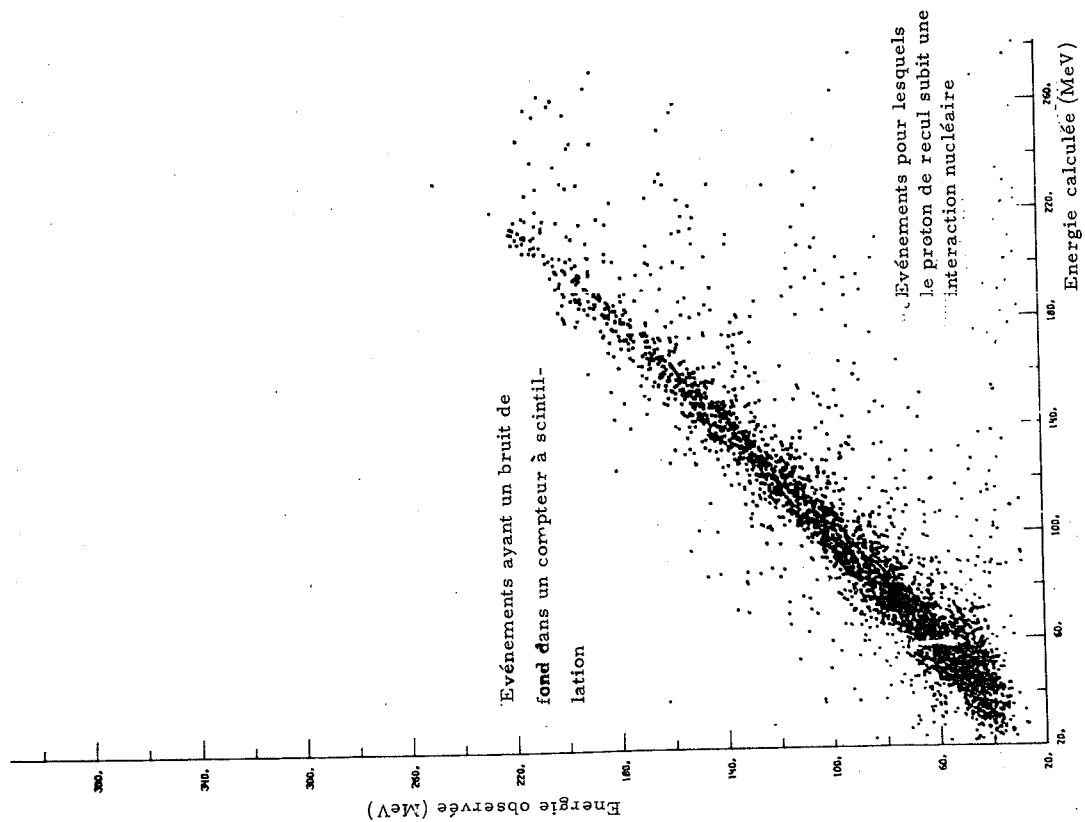


Fig. III. 7 : Corrélation énergie mesurée-énergie calculée

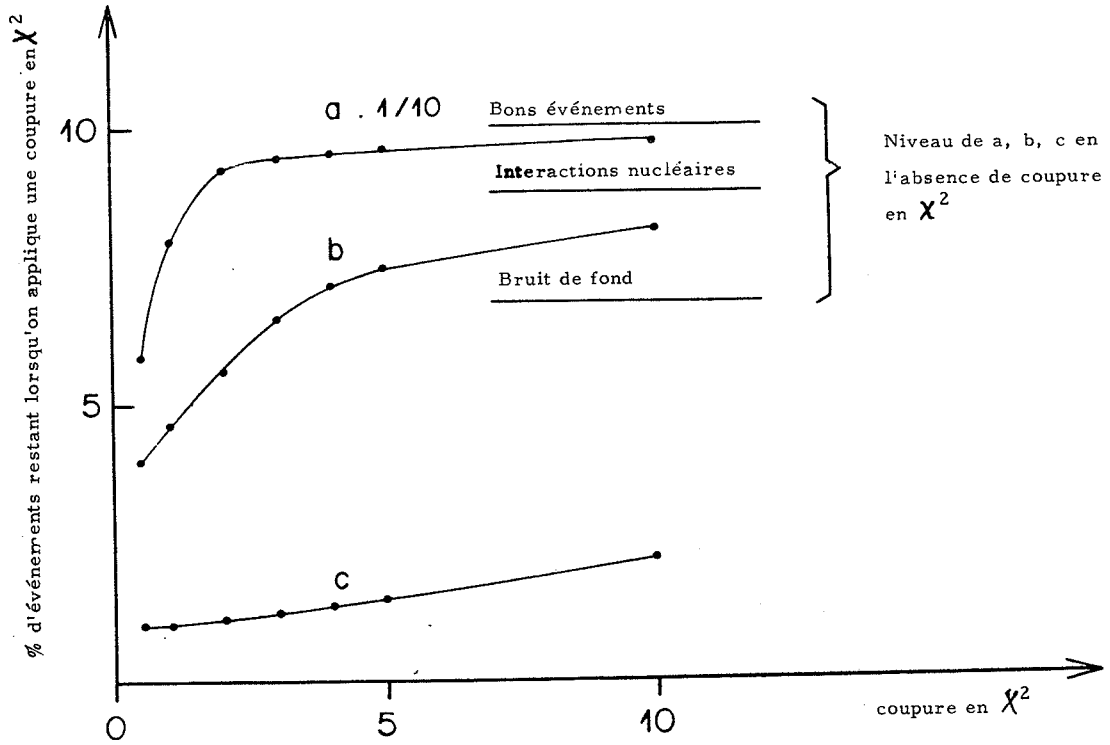


Fig. III. 9 : Pourcentage d'événements subsistant après la coupure en χ^2

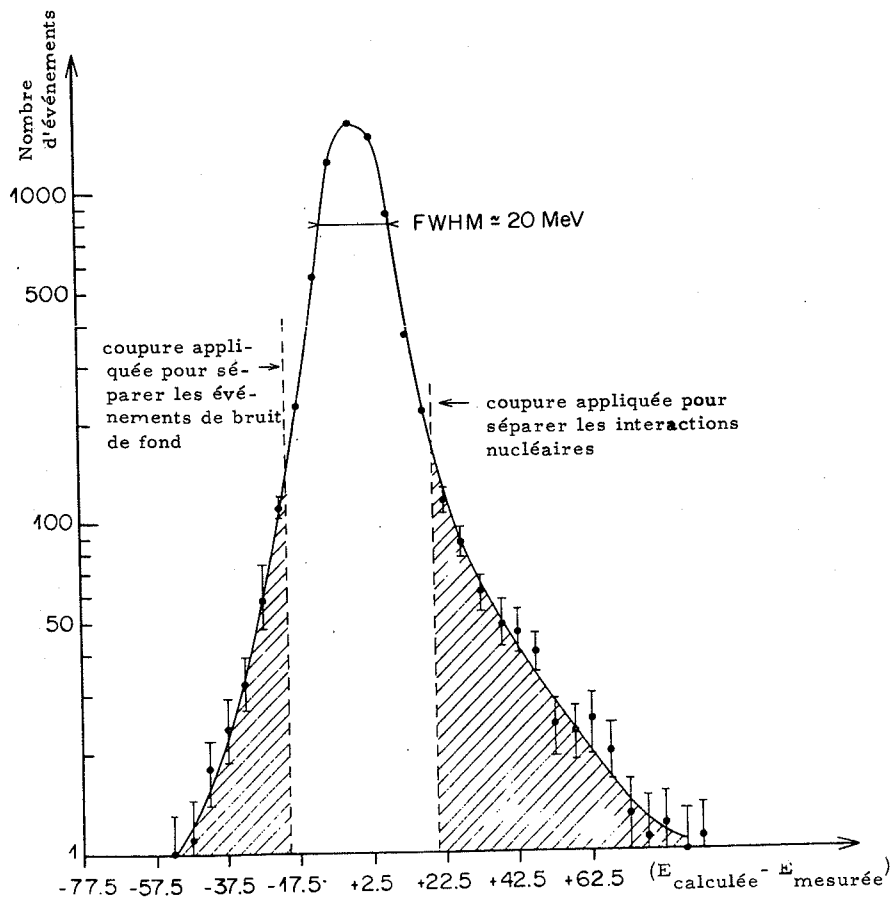


Fig. III. 8 : Référence entre l'énergie calculée et l'énergie mesurée

La figure III. 10 montre la comparaison des proportions d'interactions nucléaires obtenue par le calcul et par les données expérimentales.

Une coupure de $\chi^2 > 10$ rejette seulement 10 % des événements ayant subi une interaction nucléaire.

4) Résolution en énergie

La précision sur la mesure de l'énergie dépend de :

- la mesure de l'amplitude du signal obtenue à partir du compteur d'arrêt
- la détermination du parcours entre le point d'interaction et l'entrée du compteur d'arrêt.

La figure III. 11 montre la distribution du parcours dans le 2ème compteur, ce parcours étant calculé à partir de l'amplitude du signal obtenu dans ce compteur, et normalisé par rapport au parcours calculé à partir de la direction du proton. Le pic a. 1 correspond aux événements pour lesquels le proton s'est arrêté dans le compteur précédent mais un faible bruit de fond entraîne une mauvaise détermination du compteur d'arrêt. La montée rapide et la décroissance faible de la distribution suggère que la résolution en énergie dans le compteur d'arrêt est de la forme \sqrt{E} .

Un tel effet déforme la distribution en énergie du proton au niveau de la transition de deux compteurs et contribue à la résolution générale.

La figure III. 12 montre la distribution en transfert des événements élastiques π p. Les deux sortes de points indiqués sont obtenues avec les mêmes événements, l'une à partir de la mesure de l'énergie dans les compteurs, l'autre à partir du calcul de la cinématique de la réaction élastique. La différence entre les deux distributions est due aux effets suivants :

- (i) à la limite de deux compteurs, les événements sont déplacés vers les bins supérieurs en t, ceci à cause de la variation en \sqrt{E} de l'énergie mesurée dans le compteur d'arrêt.
- (ii) un bruit de fond dans le compteur d'arrêt ou derrière le vrai compteur entraîne également un déplacement vers les bins supérieurs. Moins de 7 % des événements sont affectés par ce bruit.

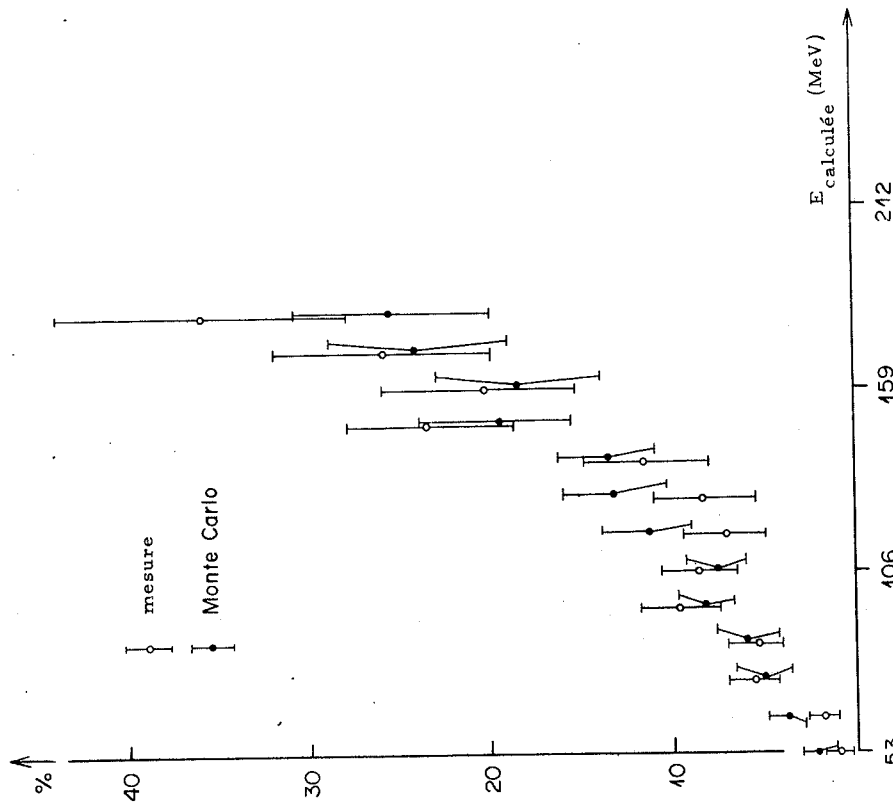


Fig. III. 10 : Probabilité pour qu'un proton de recul subisse une interaction nucléaire

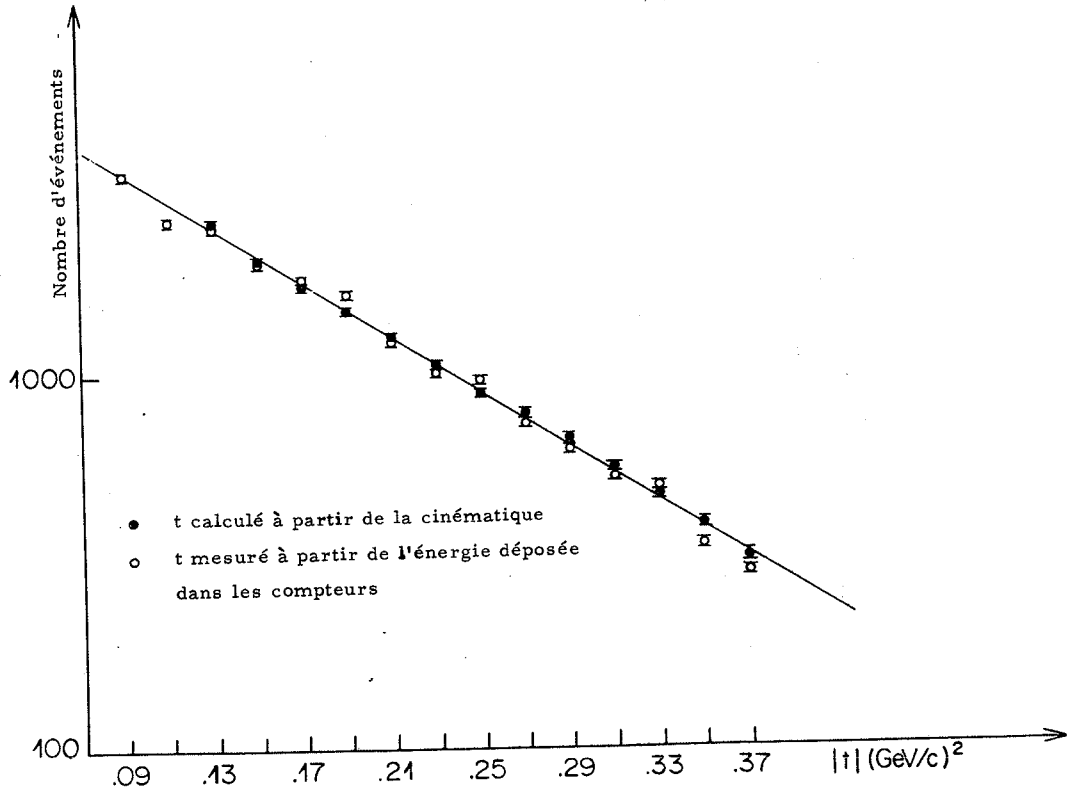


Fig. III. 12 : Section efficace différentielle $\pi^- P \rightarrow \pi^- P$

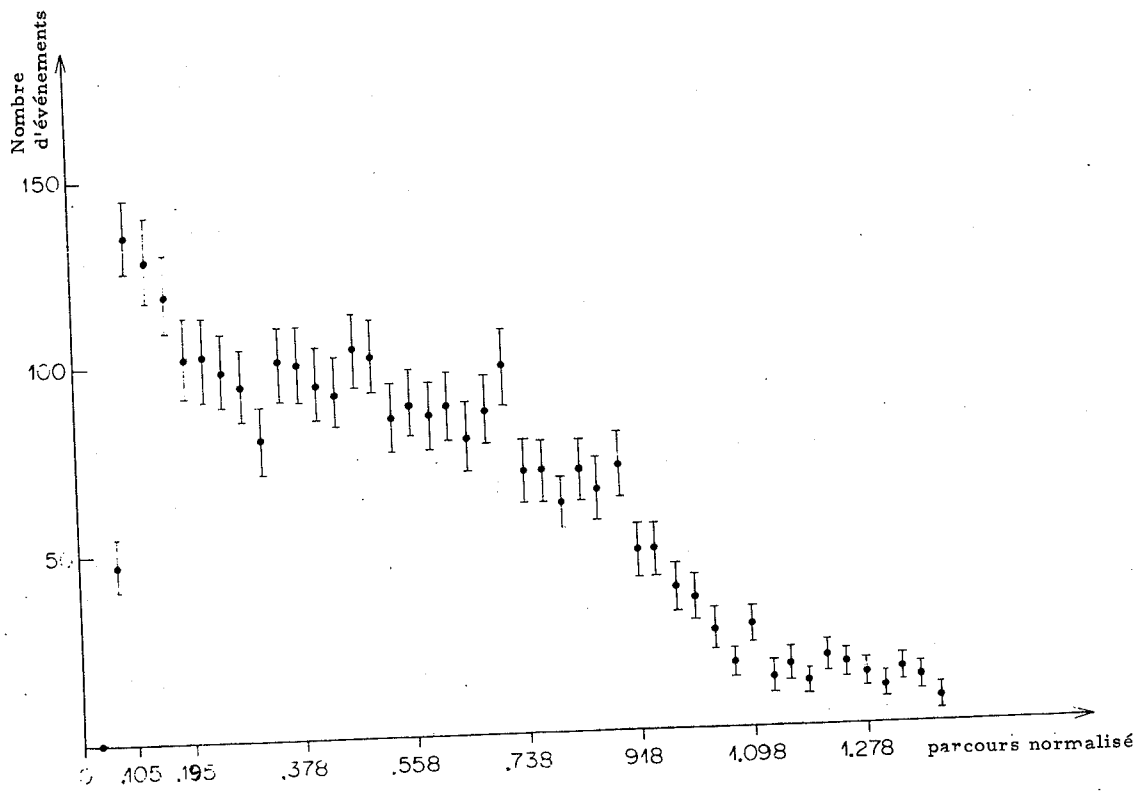


Fig. III. 11 : Distribution du parcours dans le 2ème compteur

(iii) Les interactions nucléaires provoquent les déplacements vers les bins inférieurs. 10 % des événements sont affectés par ce bruit. Ceci explique le dépeuplement en événement pour le transfert $|t| \geq 0.31(\text{GeV}/c)^2$

Enregistrement sur la bande DST

Lorsqu'un événement a passé tous les stades de l'analyse du programme "HADRON", les quantités caractéristiques concernant la géométrie et l'énergie de l'événement sont écrites sur DST. Au cours de l'analyse des bandes Varian, nous avons pour chaque fichier vérifié la cohérence des échelles, et nous n'avons mis sur DST que des événements provenant de fichiers pour lesquels les tests de calibration étaient satisfaisants.

Nous avons également retenu sur DST le nombre des rejets intervenus aux différents stades de l'analyse. Ceci permet lors de l'analyse finale de détecter d'éventuels fichiers ayant des pourcentages de rejets en dehors des normes. Au cours de cette analyse, environ 50 % des événements sont rejetés.

C. SELECTION DES EVENEMENTS SUR DST

Les critères de sélection utilisés lors de la mise sur DST étaient destinés à choisir des événements pour lesquels on disposait des informations relatives à la particule incidente et au proton de recul. Pour évaluer la section efficace différentielle, nous avons introduit quelques critères supplémentaires afin de nous assurer de la qualité des événements mesurés et éviter certain biais du déclenchement (interaction dans les parois de la cible,....)

Dans ce but nous avons étudié l'effet de différentes coupures géométriques pour les deux modes : $\pi^- p$ et $\bar{\Sigma}^- p$.

Cette étude a été faite sur l'ensemble des événements, sur les événements élastiques, les coupures introduites devant répondre au critère suivant :

Nombre d'événements avec coupure = Cte indépendante du transfert
Nombre d'événements sans coupure

Les coupures étaient les suivantes :

- Coupure sur l'angle de la tracé incidente (Fig. III. 13)

Soit θ_y l'angle dans le plan horizontal et θ_z l'angle dans le plan vertical

en π - $4.0 < \theta_y < 4.5$ mrad - $3.0 < \theta_z < 3.0$ mrad
 en $\bar{\Sigma}$ - $4.0 < \theta_y < 4.5$ mrad - $3.0 < \theta_z < 3.0$ mrad

Cette coupure élimine les événements multiparticules mal signés par le DISC.

- Coupure sur le vertex de l'interaction

Afin de s'assurer que l'interaction a bien lieu dans l'hydrogène de la cible, on demande que la coordonnée suivant l'axe du faisceau soit à moins de 215 mm du centre de la cible (la longueur de la cible étant de 450 mm) Fig. III. 14 a.

Nous demandons également que la plus courte distance entre la trace incidente et la trace du proton de recul soit inférieure à 9 mm (Fig. III. 14 b)
 Cette valeur élevée est due à la faible précision sur la mesure de la projection en ϕ de la trace du proton de recul. La résolution due à la géométrie des chambres est de 6 mm. Le nombre d'événements perdus en mettant cette coupure à 9 mm est environ 12 %.

- Coupure sur le nombre de traces

Afin d'éliminer les ambiguïtés sur la trace du proton de recul nous demandons qu'il n'y ait qu'une seule trace dans le quadrant touché du détecteur arrière. Le déclenchement interdit en effet plusieurs traces dans différents quadrants mais pas dans le même quadrant.

Ces coupures entraînent une perte de 30 % pour les événements

$\pi^- p$ et de 43 % pour les événements $\bar{\Sigma}^- p$.

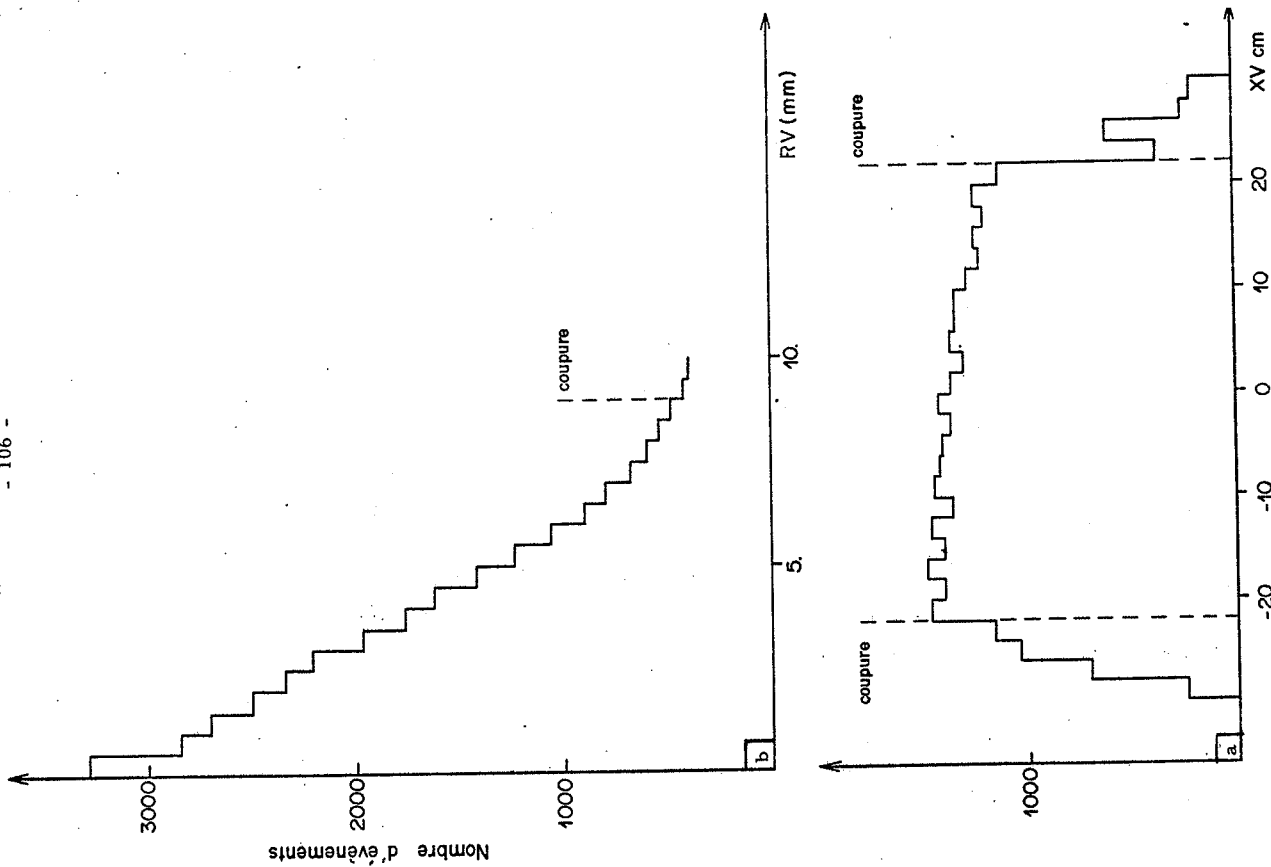


Fig. III. 14 : Coupures sur le vertex de l'interaction

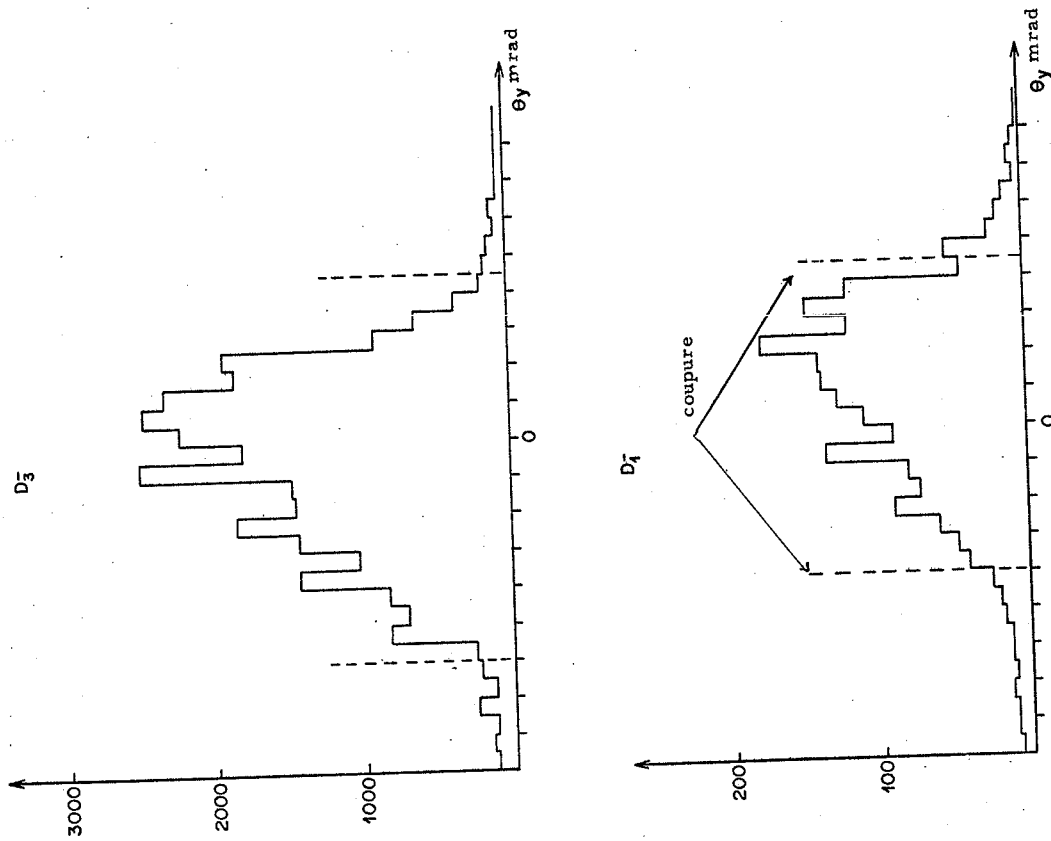


Fig. III. 13 : Distribution angulaire de la particule incidente

D. SELECTION DES EVENEMENTS ELASTIQUES

A partir des données de la particule incidente et du proton de recul on peut calculer la masse manquante à l'avant; une sélection des événements élastiques peut alors se faire en faisant une coupure sur la masse de la particule diffusée. Mais une mauvaise mesure de l'impulsion du proton de recul (bruit, interaction nucléaire) donne une mauvaise masse manquante donc provoque le rejet de l'événement.

L'interaction nucléaire est une fonction du transfert, cette coupure n'est donc pas indépendante du transfert. Il est donc préférable d'utiliser un autre critère d'élasticité.

Dans le cas d'une réaction élastique, la connaissance de l'impulsion P_1 et de l'angle θ_1 de la trace incidente, ainsi que celle de la direction du proton de recul, permet de calculer les paramètres de la particule diffusée. Or nous disposons de deux chambres AVY et AVZ qui mesurent l'impact de la particule diffusée. Nous pouvons donc calculer l'impact attendu dans ces deux chambres, et calculer la distance (DY, DZ) entre cet impact et le fil touché le plus proche. La figure III. 15 montre pour des événements $\pi^+ p$ et $\Sigma^- p$ la distribution des valeurs de DZ. En $\pi^+ p$ les événements élastiques sont clairement signés et la résolution en DY et DZ correspond bien à la résolution des chambres dont le pas des fils est de 2 mm.

Nous avons vu que l'erreur due à la diffusion multiple pour un proton d'énergie 40 MeV est de 25 mrad. Or, une erreur de 25 mrad sur l'angle θ_4 entraîne une erreur d'environ 4 mrad sur l'angle θ_3 de la particule diffusée, ce qui correspond à une erreur de 2 mm sur DY, DZ.

La condition $|DY| \leq 4$ mm et $|DZ| \leq 4$ mm permet d'identifier de façon simple les événements de diffusion élastique. Mais dans le cas du processus $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$, on ne sélectionne que les événements élastiques pour lesquels le Σ^- n'est pas désintégré avant les chambres AVY-AVZ, soit environ 7 % des événements $\Sigma^- p$ sur DST, alors que l'on sélectionne 32 % des événements $\pi^+ p$.

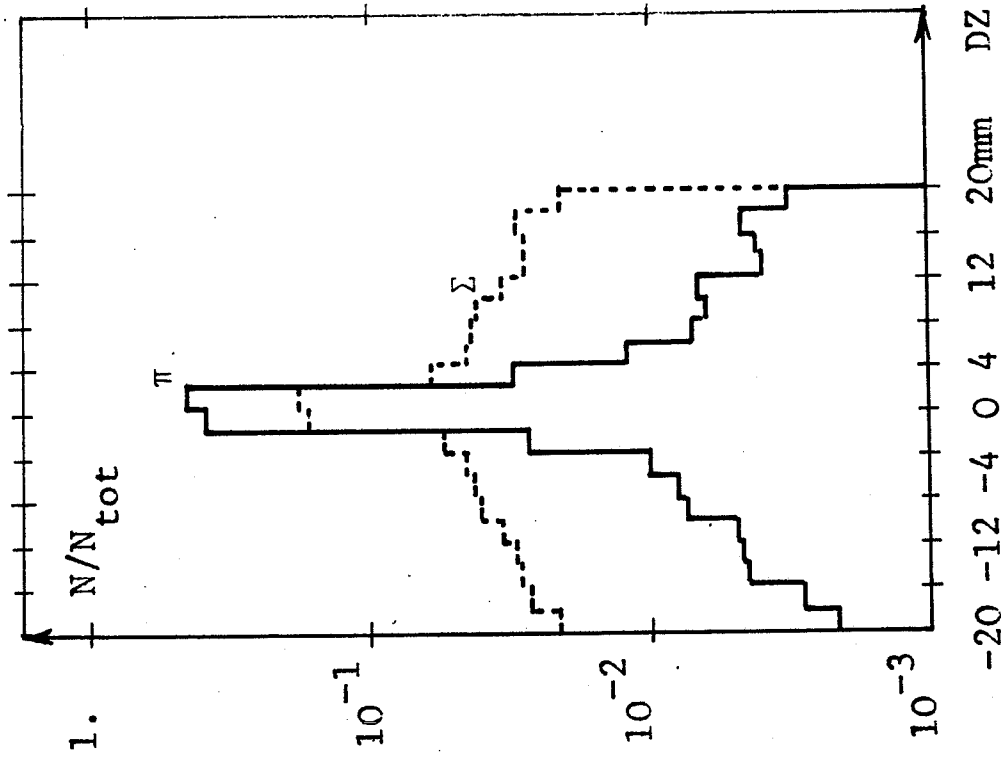


Fig. III. 15
Distribution en DZ

Un calcul de Monte-Carlo a permis de vérifier qu'avec ces coupures la contamination des événements élastiques Σ^- par les événements NP ou π^- (le N ou le π^- provenant de la désintégration du Σ^-) est inférieure à 3 %.

De plus nous avons étudié la distribution en transfert des événements se trouvant en dehors de la coupure (DY, DZ) < 4 et dans un élément de surface égale. Cela représente 13 % des événements Σ^- P et 3 % des événements π^- P. L'essentiel de ces événements où l'on trouve le Σ^- en dehors de la coupure, sont des événements où le Σ^- se désintègre juste avant les chambres AVY, AVZ. La pente de la distribution en transfert sélectionnée par la coupure (DY, DZ) < 4 mm est inchangée si l'on soustrait les événements se trouvant à l'extérieur de cette coupure. Pour sélectionner les événements élastiques, nous avons également demandé que la multiplicité des fils touchés dans AVY et AVZ soit inférieure ou égale à 2 dans chacune des chambres.

Les événements élastiques perdus sont ceux pour lesquels l'une des deux chambres proportionnelles est inefficace. L'inefficacité globale des 2 chambres, d'environ 4 %, est uniforme dans les zones de fils où sont diffusés les π ou les Σ^- .

E. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFÉRENTIELLE 28)

1) Calcul de la pente

Le lot d'événements disponibles après l'application de toutes les coupures contient 20352 événements élastiques π^- P et 2826 événements Σ^- P dans un intervalle de transfert compris entre $-t = 0,08$ et $-t = 0,38$ (GeV/c)². Dans cet intervalle la section efficace différentielle peut être paramétrisée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \exp(bt) \quad t \leq 0$$

Nous avons vu dans le paragraphe B1 que l'on dispose de deux moyens de calculer le transfert. Mais la méthode utilisant la mesure de l'impulsion dans les scintillateurs introduit des distorsions dans la distribution en transfert. Nous avons donc choisi d'utiliser le transfert calculé à partir de l'énergie incidente et de l'angle entre le proton de recul et la trace

incidente. Dans ce cas la seule distorsion possible est celle venant de la diffusion multiple du proton de recul. Un calcul de Monte Carlo nous a permis de définir une zone de transfert $0,12 < |t| < 0,38$ (GeV/c)² dans laquelle l'acceptance est uniforme (Fig. III. 16) et de calculer la correction Δb sur la pente qu'il faut introduire pour tenir compte de la diffusion multiple. La correction a été trouvée $\Delta b = 0,23$.

Un ajustement des données après correction donne alors :

$$b_{\pi^-} = 8,13 \pm 0,15 \quad (\text{GeV}/c)^{-2} \quad \chi^2 = 7 \text{ pour } N_D = 11$$

$$b_{\Sigma^-} = 8,12 \pm 0,35 \quad (\text{GeV}/c)^{-2} \quad \chi^2 = 23,9 \text{ pour } N_D = 11$$

La pente des événements π^- P est en bon accord avec les mesures de Foley et al. 29) faites à 17 GeV/c. Un ajustement de ces mesures dans le même intervalle de transfert donne :

$$b_{\pi^-} = 8,02 \pm 0,15 \quad (\text{GeV}/c)^{-2}$$

$$A_{\pi^-} = 31,2 \pm 1,9 \text{ mbarn}$$

La figure III. 17 montre l'allure des deux courbes ainsi que le rapport Σ^-/π^- en fonction du transfert.

2) Normalisation

Lors de la prise de données Σ^- P nous avons régulièrement pris des données π^- P afin de contrôler la calibration et l'efficacité de l'appareillage. Nous pouvons donc normaliser les événements Σ^- P par rapport aux événements π^- P que nous avons mesurés.

Soit :

$$\frac{\mathcal{E}_{\Sigma^-}^{\pi^-}}{\mathcal{E}_{\pi^-}^{\pi^-}} \quad \text{l'efficacité des chambres faisceau pour des } \pi^- \text{ incidents}$$

$$\frac{\mathcal{E}_{\Sigma^-}^{\Sigma^-}}{\mathcal{E}_{\pi^-}^{\Sigma^-}} \quad \text{l'efficacité des chambres faisceau pour des } \Sigma^- \text{ incidents}$$

$$\frac{\mathcal{E}_{YZ}^{\pi^-}}{\mathcal{E}_{YZ}^{\Sigma^-}} \quad \text{l'efficacité des chambres AVY et AVZ pour des } \pi^-$$

$$\frac{\mathcal{E}_{YZ}^{\Sigma^-}}{\mathcal{E}_{YZ}^{\Sigma^-}} \quad \text{l'efficacité des chambres AVY et AVZ pour des } \Sigma^-$$

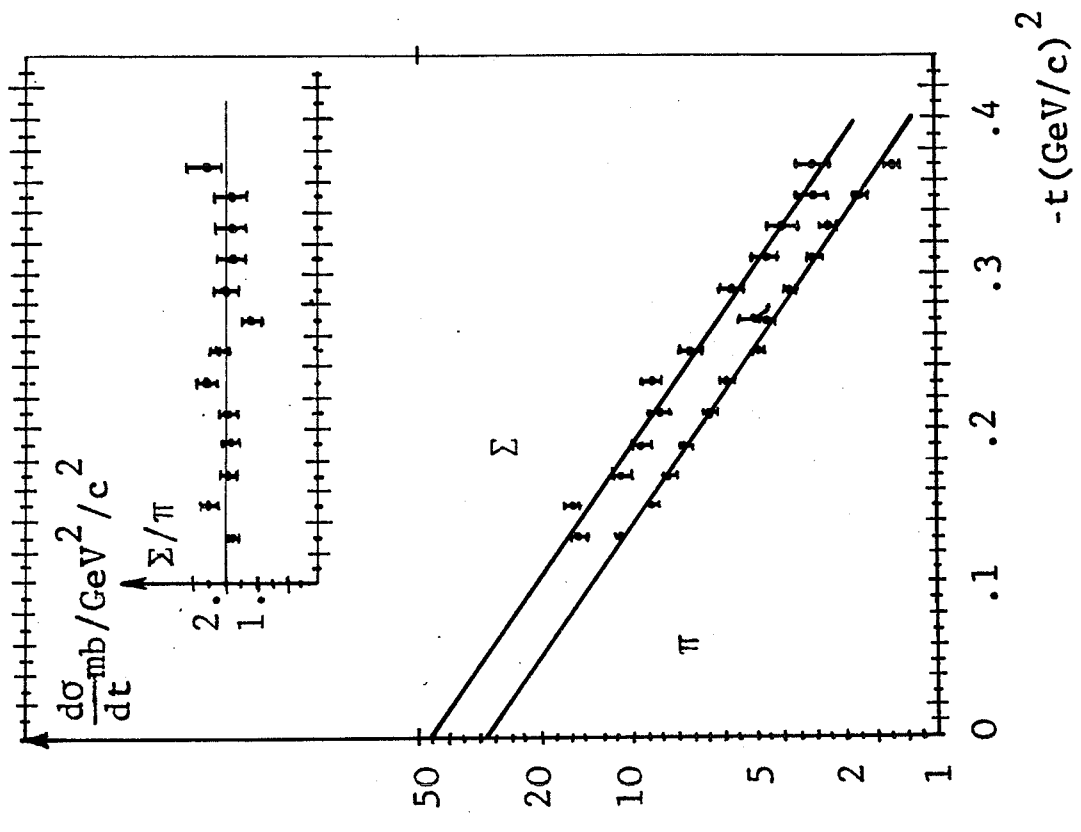


Fig. III. 17

Sections efficaces différentielles élastiques Σ^+P et π^+P

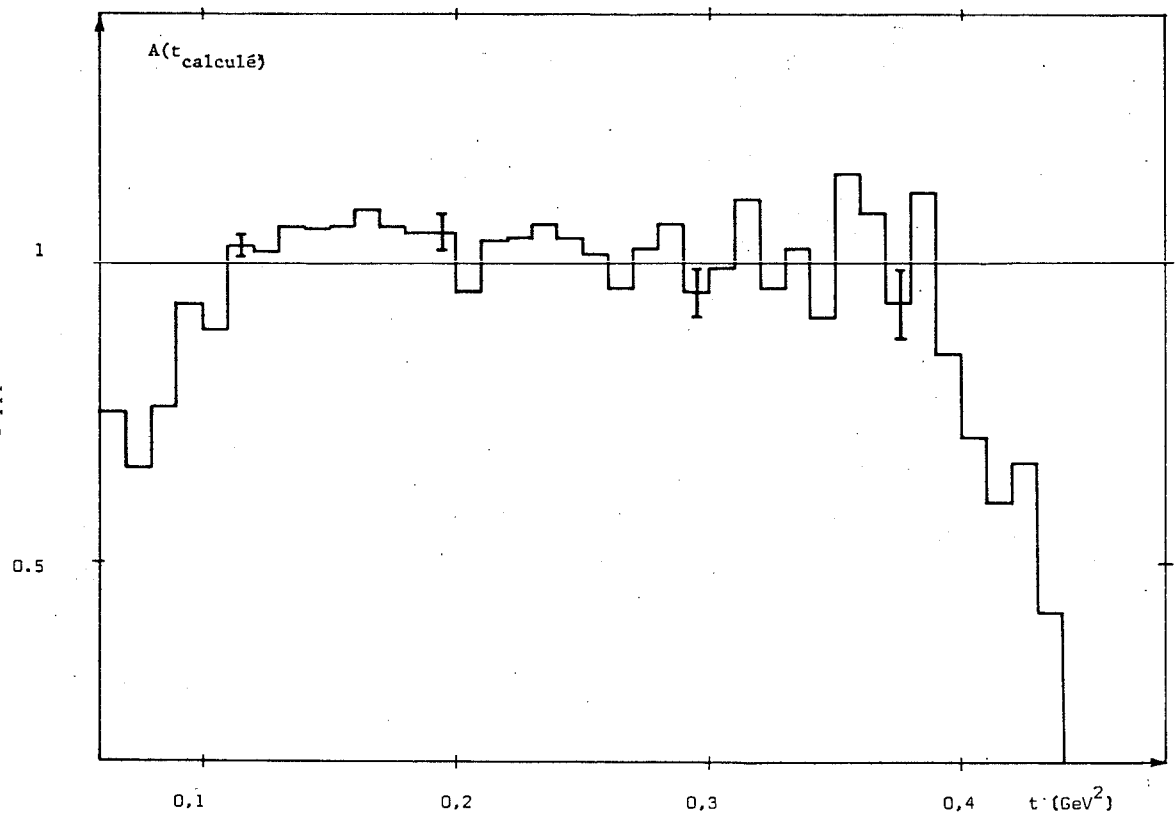


Fig. III. 16 : Acceptance en transfert calculé (monte Carlo)

F. INTERPRETATION DES MESURES DE DIFFUSION ELASTIQUE

1) Modèle des quarks avec hypothèse de factorisation (30, 31)

Ce modèle permettant de calculer l'amplitude de diffusion hadron-hadron a été développé par Kawaguchi, Sumi et Yokomi. Ils font l'hypothèse que l'amplitude de diffusion de deux hadrons, avec un angle θ (dans le centre de masse), est constituée de termes liés à la diffusion individuelle des quarks constituant les hadrons, soit par l'intermédiaire de l'angle θ soit de l'angle $\pi - \theta$. Chaque terme est proportionnel au produit des amplitudes de diffusion quark-quark. Ceci est en quelque sorte un modèle de réarrangement des quarks pour le processus de diffusion, avec l'hypothèse que les probabilités de réarrangement sont multiplicatives.

Soit p, n et λ la notation habituelle des quarks. L'amplitude de diffusion $F(\theta)$ d'une réaction arbitraire est une somme de produits de $G(\theta), G'(\theta), G(\pi - \theta)$ et $G'(\pi - \theta)$. La fonction $G(\theta)$ est l'amplitude de probabilité du quark p ou n d'être diffusé avec un angle θ dans le champ de force produit par les autres quarks. $G'(\theta)$ est l'amplitude de probabilité pour un quark λ . On a une contribution de terme $G(\pi - \theta)$ ou $G'(\pi - \theta)$ si l'échange de quark est possible.

Prenons l'exemple de la diffusion $PP \rightarrow PP$ (fig. III. 18). $G(\theta)$ est l'amplitude de probabilité du quark p ou n d'être diffusé avec un angle θ . Le diagramme (a) correspond au cas où les six quarks sont diffusés avec un angle θ .

Le diagramme (b) représente l'échange d'un quark entre deux p (c'est à dire la diffusion de deux quarks avec un angle $\pi - \theta$) ; il y a 5 combinaisons possibles - quatre pour l'échange d'un quark p et un pour l'échange d'un quark n .

Il en est de même pour l'échange de deux quarks, diagramme (c). Finalement, tous les six quarks peuvent être diffusés avec un angle $\pi - \theta$, diagramme (d).

Donc l'amplitude de diffusion est :

N_{π}^i le nombre de π^- incidents signés par le DISC
 N_{Σ}^i le nombre de Σ^- incidents signés par le DISC

Les efficacités ont été mesurées grâce aux données des déclenchements sans interactions. Ce type de données permet également de corriger les nombres N_{π}^i et N_{Σ}^i des particules incidentes en tenant compte des efficacités de détection et de l'absorption dans la cible. Il permet également de calculer le nombre de Σ^- incidents qui atteignent les chambres AVY et AVZ avant désintégration en tenant compte des coupures DY, DZ.

Le coefficient de normalisation s'écrit avec ces définitions :

$$R = \int_{-0.33}^{-0.38} \frac{d\sigma}{dt} (\Sigma^- P) dt \quad \int_{-0.12}^{-0.17} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- P) dt$$

$$= \frac{N_{\Sigma}^i}{N_{\pi}^i} \cdot \frac{\epsilon_{\Sigma}^{\pi}}{\epsilon_{\pi}^{\pi}} \cdot \frac{\epsilon_{YZ}^{\Sigma}}{\epsilon_{YZ}^{\pi}}$$

N_{π} et N_{Σ} étant le nombre d'événements $\pi^- P$ et $\Sigma^- P$ élastiques mesurés dans l'intervalle de transfert $0.12 < |t| < 0.38$ (GeV/c)². Ce coefficient a été calculé pour chaque bande après vérification de la cohérence des échelles. Finalement nous avons obtenu

$$R = 1.52 \pm 0.07$$

Nous aurions pu utiliser nos mesures pour obtenir une normalisation absolue, mais nous avons estimé l'erreur systématique sur nos données à environ $\pm 10\%$. Compte-tenu du fait que la pente que nous avons mesurée est en bon accord avec les mesures de Foley et al., et que l'erreur systématique correspondante est plus faible ($\pm 6\%$), nous avons utilisé leurs résultats.

A partir de la valeur de A_{π} mesurée, nous pouvons donc déduire la valeur de A_{Σ} :

$$A_{\Sigma} = 47.4 \pm 4.9 \text{ mbarn, l'erreur étant uniquement statistique.}$$

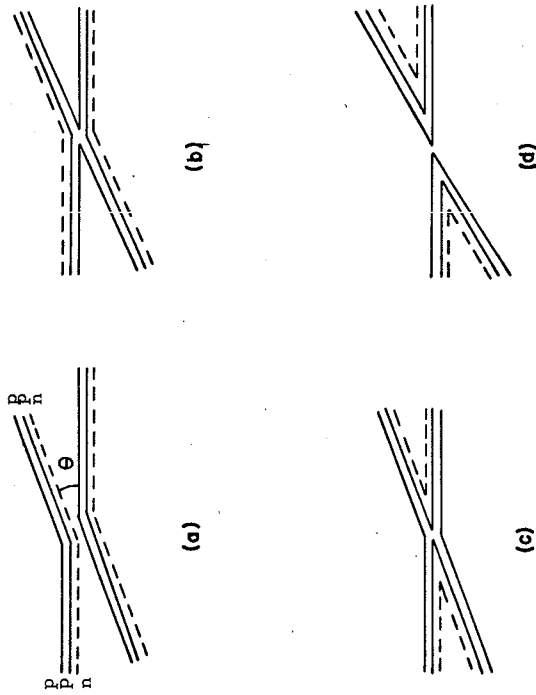


Fig. III. 18 : Contributions à la diffusion $PP \rightarrow PP$ selon le modèle de Kawaguchi.

$$\begin{aligned} \langle PP|PP \rangle &= F_{PP}(\theta) = G^6(\theta) + 5G^4(\theta)G^2(\pi-\theta) + 5G^2(\theta)G^4(\pi-\theta) + G^6(\pi-\theta) \\ &= G^6(\theta) [1 + 5r^2(\theta) + 5r^4(\theta) + r^6(\theta)] \\ &= G^6(\theta) (1 + 4r^2 + r^4) (1 + r^2) \end{aligned}$$

avec $r(\theta) = \frac{G(\pi-\theta)}{G(\theta)}$

Si l'on fait l'hypothèse d'indépendance de spin et de spin isotopique on a les amplitudes de réarrangement :

$$\begin{aligned} \langle p, p \rangle &= \langle n | n \rangle = \langle \bar{p} | \bar{p} \rangle = \langle \bar{n} | \bar{n} \rangle = G(\theta) \\ \langle \lambda, \lambda \rangle &= \langle \bar{\lambda} | \bar{\lambda} \rangle = G'(\theta) \end{aligned}$$

et si l'on fait l'hypothèse d'échange de charge et d'hypercharge on obtient les amplitudes d'annihilation :

$$\begin{aligned} \langle \bar{p} p | \bar{p} p \rangle &= \langle \bar{n} n | \bar{n} n \rangle = \langle \bar{p} p | \bar{n} n \rangle = H_1^2(\theta) \\ \langle \bar{p} p | \bar{\lambda} \lambda \rangle &= \langle \bar{n} n | \bar{\lambda} \lambda \rangle = H_2^2(\theta) \end{aligned}$$

Les amplitudes de diffusion des réactions à deux corps peuvent donc être exprimées à l'aide des quantités $G(\theta)$, $G'(\theta)$, $H_1(\theta)$ et $H_2(\theta)$. Pour des raisons pratiques on introduit également la variable $r(\theta)$. Le tableau suivant donne les expressions des amplitudes de diffusion (au facteur cinématique près) de quelques processus élastiques.

Réaction	Amplitude
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	$G^3(\theta) G^2(\theta) + H_1^2(\theta) (1 + 2r^2)$
$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$G^3(\theta) G^2(\theta) + 2H_1^2(\theta) (1 + r^2)$
$K^+ p \rightarrow K^+ p$	$G^4(\theta) G'(\theta) (1 + 2r^2)$
$K^- p \rightarrow K^- p$	$G^2(\theta) G'(\theta) G^2(\theta) + 2H_1^2(\theta) $
$p p \rightarrow p p$	$G^6(\theta) (1 + 4r^2 + r^4) (1 + r^2)$
$N p \rightarrow N p$	$G^6(\theta) (1 + 4r^2 + r^4)$
$\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$	$G^5(\theta) G'(\theta) (1 + 2r^2)$

La dépendance en énergie et en angle des variables $G(\theta)$... peut être obtenue à l'aide des réactions connues, un certain nombre de prédictions est donc possible. Le modèle permet d'autre part d'écrire des relations simples entre les sections efficaces différentielles (ou totales)

2) Application à la diffusion élastique $\Sigma^- p$

Etant donné que l'intervalle de transfert dans lequel nous avons mesuré la section efficace différentielle est réduit, notre but n'est pas de faire des comparaisons précises avec d'autres processus et d'étudier le comportement des fonctions qui constituent l'amplitude de diffusion. Mais nous pouvons néanmoins comparer la pente que nous avons mesurée avec une prédiction que l'on peut obtenir à partir de ce modèle. Compte tenu des relations du tableau ci-dessus on peut écrire :

$$\frac{d\sigma/dt(\Sigma^- p)}{d\sigma/dt(pp)} = \left[\frac{G'(0)(1+2r^2)}{G(0)(1+4r^2+r^4)(1+r^2)} \right]^2$$

et
$$\frac{d\sigma/dt(K^- p)}{d\sigma/dt(\pi^- p)} = \left[\frac{1}{(1+r^2)} \right]^2$$

donc
$$\frac{d\sigma/dt(\Sigma^- p)}{dt/dt(pp)} = \frac{d\sigma/dt(K^- p)}{d\sigma/dt(\pi^- p)} \left[\frac{1+2r^2}{1+4r^2+r^4} \right]^2$$

Si les sections efficaces différentielles sont paramétrisées par

la relation
$$\frac{d\sigma}{dt} = \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \exp(bt)$$

et si on suppose $\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} \propto \sigma_T^2$

c'est à dire que les amplitudes sont purement imaginaires

$$\frac{\sigma_T^2(\Sigma^- p)}{\sigma_T^2(pp)} \exp(b \Sigma^- p - b_{pp}) = \frac{\sigma_T^2(K^- p)}{\sigma_T^2(\pi^- p)} \exp(b K^- p - b_{\pi p}) \left[\frac{1+2r^2}{1+4r^2+r^4} \right]^2$$

D'autre part, la fonction $r(\theta)$ peut être obtenue à partir des sections efficaces différentielles des processus :

$$NP \longrightarrow NP \quad \text{et} \quad NP \longrightarrow PN$$

en effet :

$$\frac{d\sigma/dt(NP \longrightarrow PN)}{d\sigma/dt(NP \longrightarrow NP)} = |r(\theta)|^2$$

Pour les faibles valeurs du transfert t , on peut faire l'approximation

$$|r^2(\theta)|^2 = r_0^2 \exp(ct)$$

avec $r_0^2 = |r(\theta)|_0^2 = 0$

Or, d'après 32, 33, les pentes des deux processus sont à notre

énergie :

$$b_{NP} \longrightarrow PN = 5.75 \pm 0.45 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad 0.105 < |t| < 0.37 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$b_{NP} \longrightarrow NP = 8.54 \pm 0.17 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad 0.105 < |t| < 0.37 \text{ (GeV/c)}^2$$

soit $c = -2.79 \text{ (GeV/c)}^{-2}$

La dépendance en θ étant faible et l'intervalle de transfert étroit,

on peut faire l'approximation $r = r_0$. De plus

$$\frac{\sigma_T^2(K^- p) \cdot \sigma_T^2(pp)}{\sigma_T^2(\pi^- p) \cdot \sigma_T^2(\pi^- p)} \neq \left[\frac{1+4r_0^2+r_0^4}{1+2r_0^2} \right]^2$$

donc

$$b_{\Sigma^- p} - b_{pp} \neq b_{K^- p} - b_{\pi p}$$

Or, à notre énergie et dans le même domaine de transfert :

$$b_{pp} = 8.62 \pm 0.14 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad 13)$$

$$b_{K^- p} = 7.39 \pm 0.1 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad 34)$$

$$b_{\pi^- p} = 8.02 \pm 0.1 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad 34)$$

On peut donc en déduire :

$$b_{\Sigma^- P} = 7.99 \pm 0.2$$

qui est en accord avec la pente que nous avons mesurée.

3) Modèle optique

Si l'on considère le modèle optique le plus simple, c'est à dire la diffraction de l'onde incidente par un disque opaque, on obtient le résultat bien connu que la pente de la section efficace différentielle est proportionnelle au carré du rayon, donc à la section efficace totale.

Or, la section efficace totale $\Sigma^- p$ a été mesurée à 17.2 GeV/c 5).

On obtient ainsi le rapport

$$\frac{\sigma_T(\Sigma^- p)}{\sigma_T(pp)} = 0.87 \pm 0.03$$

qui est compatible avec le rapport des pentes

$$\frac{b_{\Sigma^- P}}{b_{pp}} = 0.93 \pm 0.055$$

D'autre part, le théorème optique permet de relier la section efficace totale, à la partie imaginaire de l'amplitude de diffusion élastique. A 17,2 GeV/c la section efficace totale de la réaction $\Sigma^- p$ est : $\sigma_T(\Sigma^- p) = 34 \pm 1$ mbarn.

Donc, si on fait l'hypothèse que l'amplitude de diffusion élastique est purement imaginaire :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p) \Big|_{t=0} = \frac{\sigma_T^2(\Sigma^- p)}{16\pi} = 59 \text{ mbarn}$$

L'extrapolation linéaire de nos données, à $t = 0$ donne :

$$\frac{d\sigma}{dt}(\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p) \Big|_{t=0} = 47.5 \pm 4.9 \text{ mbarn}$$

Pour que nos mesures soient compatibles avec le théorème optique, il faut donc supposer un changement de pente pour les faibles valeurs du transfert t . Un tel changement a été observé à $-t = 0.14$ (GeV/c)² dans la diffusion élastique PP à haute énergie 35)

A ce stade de l'analyse, les résultats obtenus confirment le bon fonctionnement des détecteurs rapides :

- la pente de la section efficace différentielle $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$ est en bon accord avec les mesures de Foley 29) et de Antipov 34)
- la mesure de la section efficace différentielle $\Sigma^- p \rightarrow \Sigma^- p$ est en bon accord avec le modèle des quarks. Il y a cependant un désaccord avec la même mesure effectuée sur le faisceau d'hypérons de B. N. L. 36)

Les résultats de leurs mesures sont les suivants :

$$b_{\Sigma^- P} = 8.99 \pm 0.39 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = 30 \pm 3 \text{ mb (GeV/c)}^{-2}$$

et

Etant donné les erreurs de mesure, le désaccord n'est pas très significatif sur la pente. Mais il est plus important pour l'extrapolation à $t = 0$ (fig. III. 19). Ce dernier point a peut être une explication dans la façon de signer la particule incidente et qui est différente pour chacune des expériences.

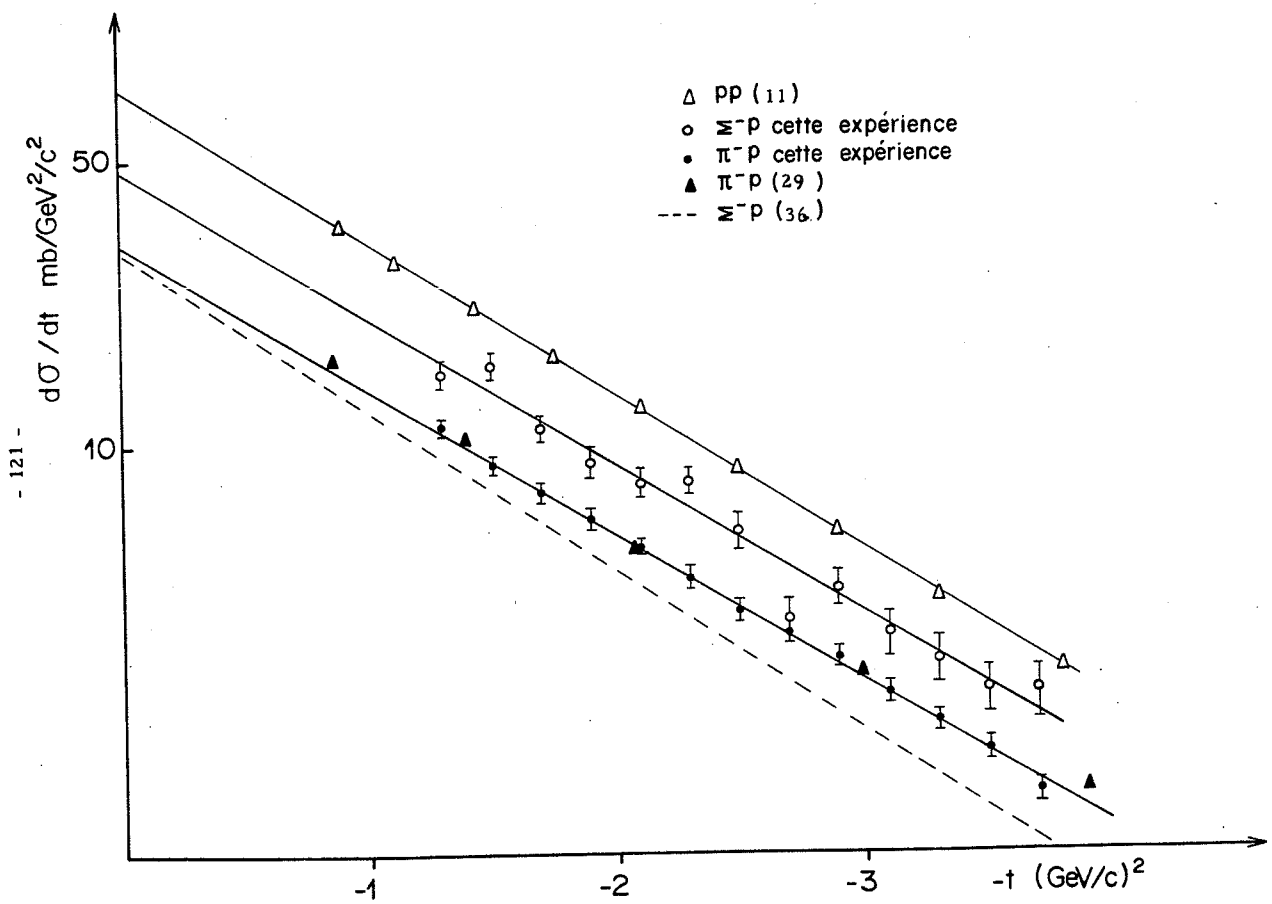
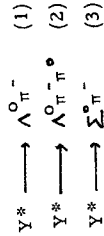


Fig. III. 19

CHAPITRE IV

ETUDE DES REACTIONS INELASTIQUES

Nous avons vu dans le chapitre d'introduction que la mesure de l'impulsion et de l'angle du proton de recul permet de calculer la masse manquante du système produit lors de l'interaction. La figure IV. 1 a représente la distribution en masse manquante de la réaction $\pi^- P \rightarrow X^- P$. Elle présente des structures que l'on peut identifier comme étant les mésons A_1 et A_2 . Par contre si l'on considère la distribution en masse manquante des événements $\Sigma^- P \rightarrow X^- P$, figure IV. 1 b, on ne constate aucune accumulation d'événements dans la région de masse supérieure à 1,3 GeV. Ceci n'est pas surprenant étant donné la contamination due à la diffusion des π^- et des N venant de la désintégration des Σ^- . Pour essayer de mettre en évidence un signal, il est indispensable d'utiliser les informations du détecteur optique et de calculer la masse effective du système produit. La direction des produits chargés de la désintégration est mesurée dans la première chambre à streamers et leur impulsion dans la seconde. Afin d'aligner les divers détecteurs et de calculer leur efficacité nous avons d'abord étudié les événements de calibration :

$$\Sigma^- \rightarrow N\pi^- \text{ et } \Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^- : \text{Compte tenu de l'acceptance du compteur à neutrons et de l'efficacité de la streamer 1 nous avons alors décidé de nous limiter à l'étude des réactions sans neutron, c'est à dire les modes}$$


Pour ces canaux, la désintégration de la particule Y^* entraîne l'émission d'une particule de charge positive et de grande impulsion (le proton du Λ^0) que l'on peut facilement identifier en mesurant la déviation des traces à l'aide de la streamer 1 et des chambres proportionnelles AV1-AV2. L'acceptance des chambres proportionnelles étant grande ($\geq 80\%$), pour le proton, notre but était de sélectionner les événements par cette méthode et de mesurer l'impulsion des traces chargées grâce à la chambre à streamers située dans l'aimant. L'analyse des événements de calibration (π^- droits) ayant révélé que les informations de la streamer 2 étaient difficilement exploitables, nous avons du

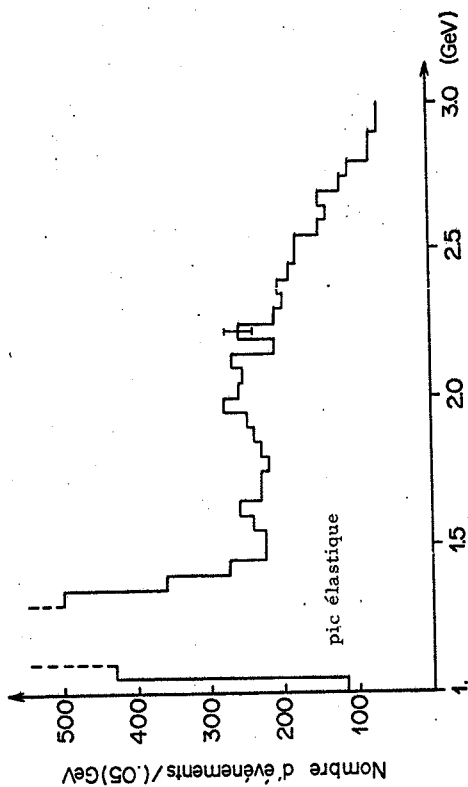


Fig. IV. 1 b : Masse manquante $\Sigma^- p \rightarrow X^- p$

nous contenter de calculer l'impulsion des particules chargées en mesurant la déflexion des traces à l'aide des chambres proportionnelles AV 1-AV 2. Ceci ne réduit pas le nombre d'événements, mais diminue les contraintes disponibles pour l'ajustement cinématique.

A. RECONSTRUCTION DES TRACES DANS LA STREAMER 1

Le traitement de l'information des photographies ³⁷⁾ s'effectue

suivant le schéma de la figure III. 2.

1) Traitement des photographies, digitisation

Après développement, les clichés sélectionnés sont mesurés suivant une méthode de digitisation automatique sur le HPD du Collège de France. Un ordinateur contrôle le positionnement du film sur la photo sélectionnée ainsi que la mesure et l'écriture sur bande magnétique des coordonnées de la digitisation.

La figure IV. 2 représente une photographie de la streamer 1, et la Fig. IV. 3

les digitisations obtenues.

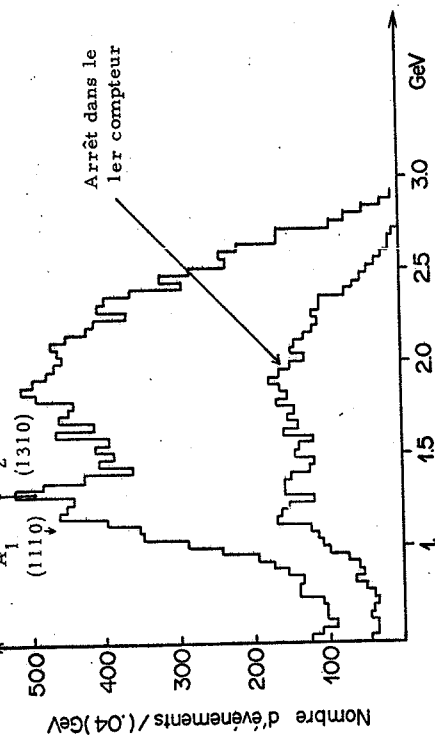


Fig. IV. 1 a : Masse manquante $\pi^- p \rightarrow X^- p$

2) Filtrage :

Les digitisations enregistrées sont ensuite filtrées sur un ordinateur CDC 6600. Cette opération consiste à extraire de l'ensemble des digitations d'un cliché, celles qui appartiennent aux différentes informations.

Le filtre transmet ainsi les ensembles de digitisation des traces ou des grilles de calibration. Cette grille permet de calculer les distorsions et les erreurs systématiques.

La figure IV. 4 montre le résultat du filtrage appliqué aux digitations de la photographie de la Figure IV. 2.

3) Reconstruction géométrique

Après avoir évalué les coefficients de distorsion, on procède à la reconstruction géométrique des événements. Elle se fait en quatre étapes.

a) Reconstruction des traces en projection

La méthode consiste à ajuster une droite sur n points d'une trace mesurés en projection dans une vue. Chaque trace en projection est alors définie par un numéro et les paramètres de cette droite au point X de non

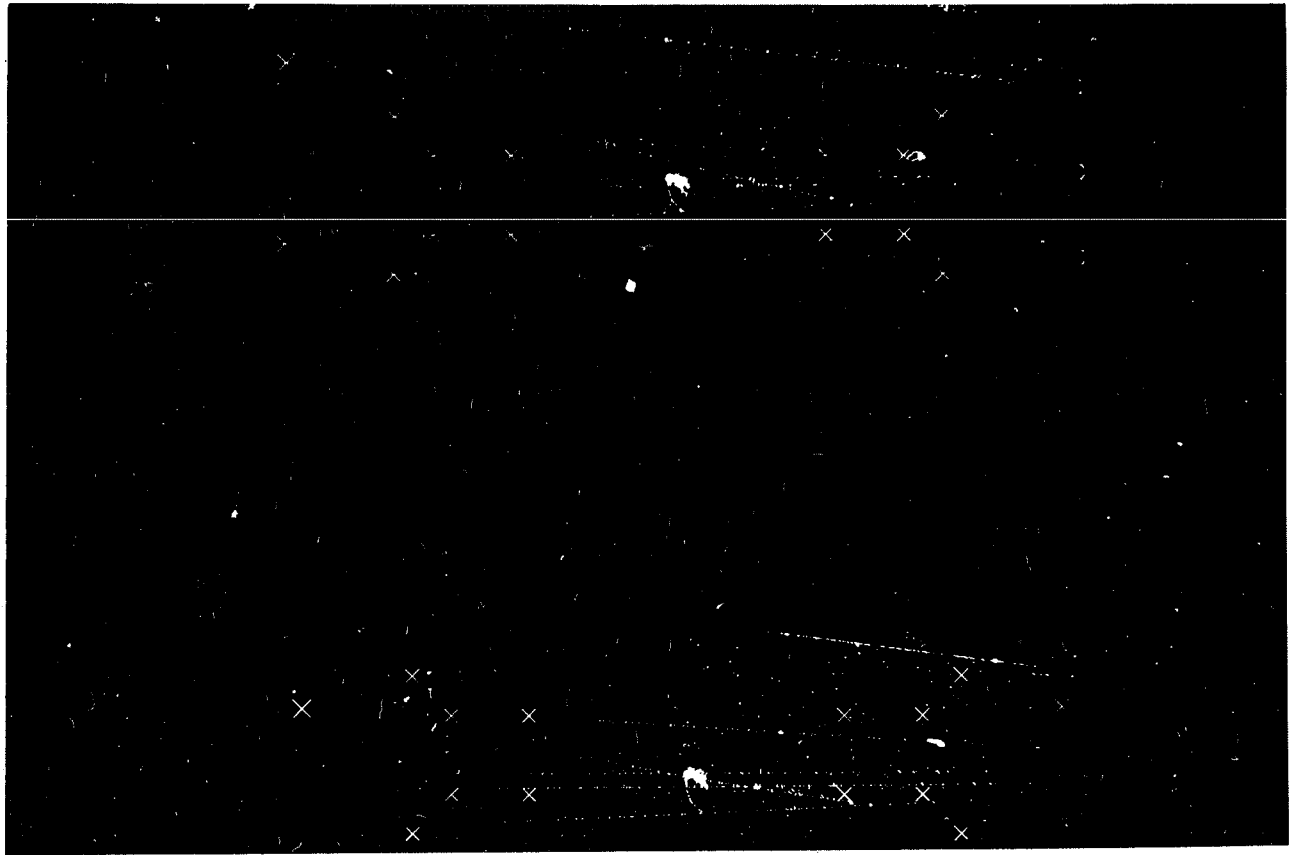


Fig. IV. 2 : Photographie d'un événement dans la streamer 1

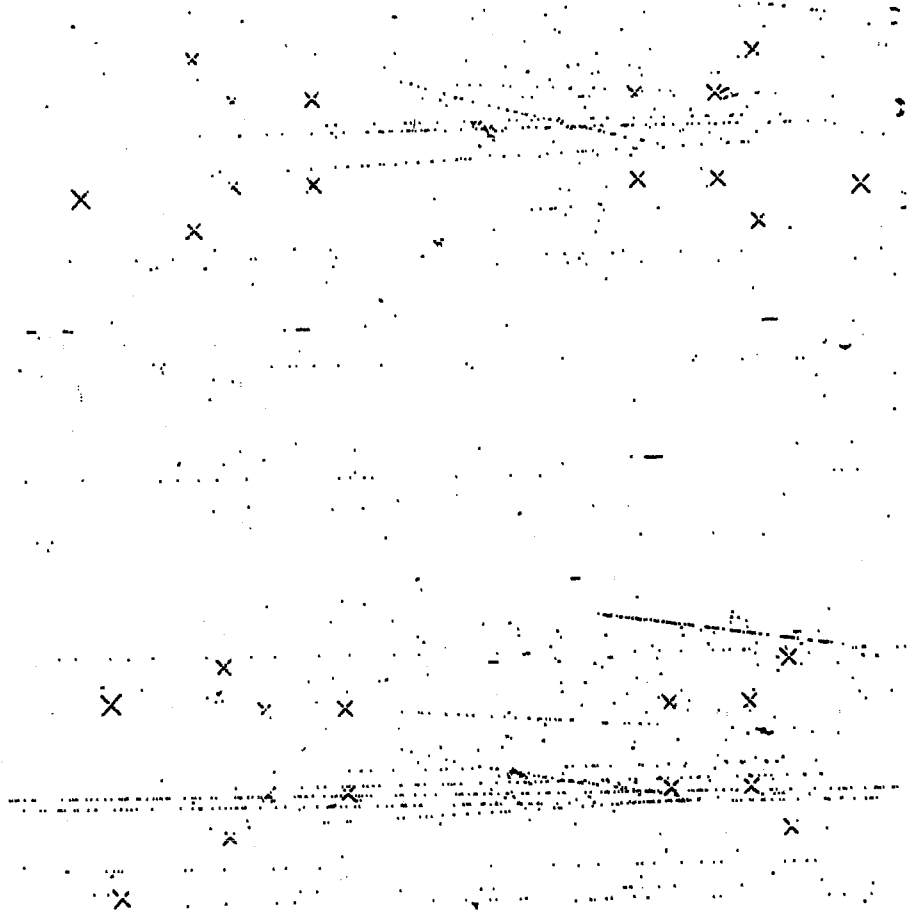


Fig. IV. 3 : Digitisation de la photographie

corrélation

$$\langle dY, d\theta \rangle = 0$$

b) Association des 2 vues

Etant donnée une trace en projection dans la vue 1 on cherche les traces de la vue 2 pouvant lui être associées. L'association est rejetée si la trace ainsi construite est en dehors du volume fiduciel de la chambre.

c) Reconstruction dans l'espace

Pour chaque association acceptée, on calcule la trace dans l'espace. Elle est définie par les 3 coordonnées (X, Y, Z) du point de corrélation minimum, les cosinus directeurs (α, β, γ) ainsi que les erreurs

$$\langle dY^2 \rangle \quad \langle dZ^2 \rangle \quad \langle d\beta^2 \rangle \quad \langle d\gamma^2 \rangle$$

Les valeurs typiques de ces erreurs sont :

$$\langle dY \rangle = 0,5 \text{ mm} \quad \langle dZ \rangle = 2 \text{ mm}$$

$$\langle d\beta \rangle = 1 \text{ mrad} \quad \langle d\gamma \rangle = 3 \text{ mrad}$$

Les informations du détecteur arrière et de la streamer 1 sont ensuite réunies dans un même enregistrement et écrites sur une nouvelle DST.

B. ALIGNEMENT ET EFFICACITE DU DETECTEUR OPTIQUE

Les informations des détecteurs rapides, à savoir les chambres proportionnelles du faisceau, du détecteur arrière et du télescope avant, sont données par rapport à un repère situé au centre de la cible (fig. II. 13 a). Les traces mesurées dans le détecteur optique sont données par rapport à un repère situé dans le plan de la grille de calibration de la streamer 1. Les traces vues dans les deux détecteurs étant liées à des repères différents il faut aligner les différents repères les uns par rapport aux autres. Ceci étant fait, il est indispensable, pour la normalisation des sections efficaces, d'évaluer les efficacités de détection de la streamer et de la chambre à étincelles optique.

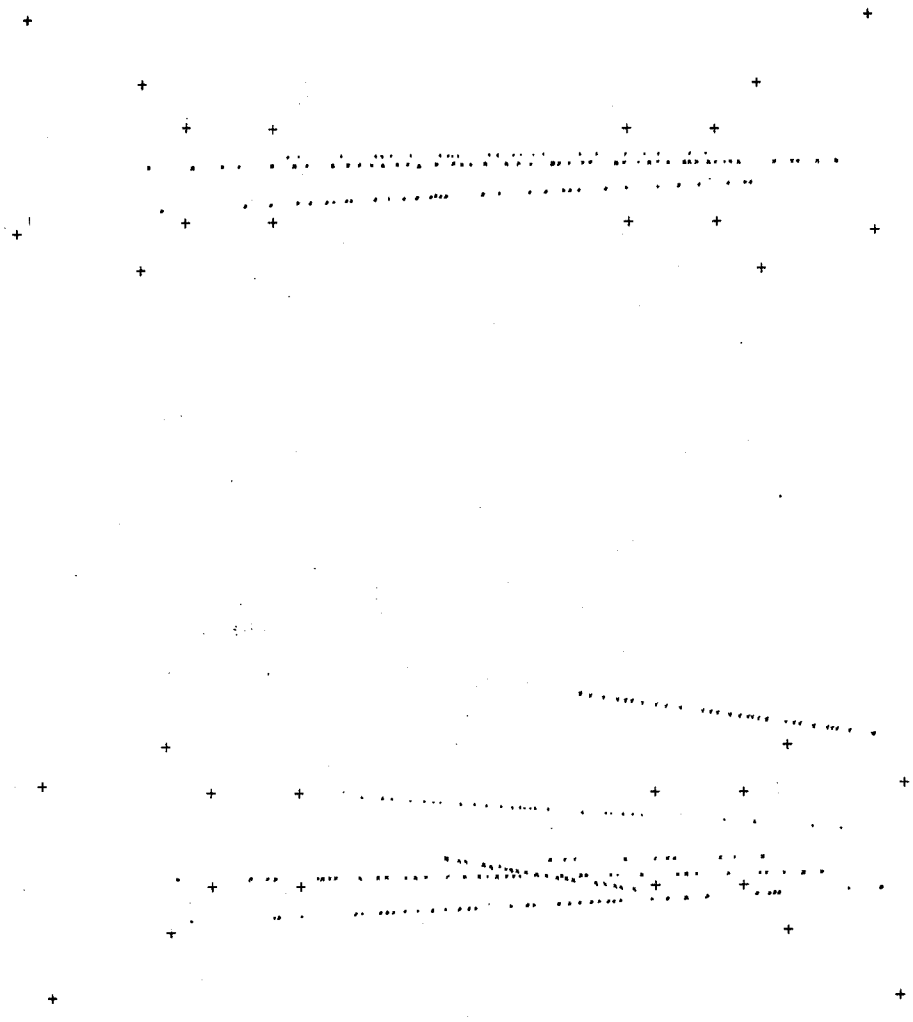


Fig. IV. 4: Représentation obtenue après filtrage

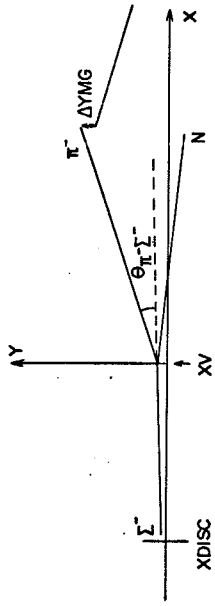


Figure IV. 5 a: $\Sigma^- \rightarrow N \pi^-$

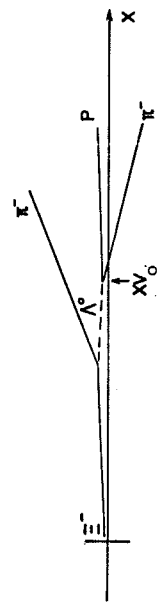


Figure IV. 5 b: $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$

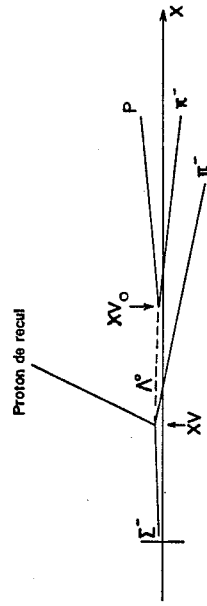


Figure IV. 5 c: $\Sigma^- P \rightarrow \Lambda^0 P \pi^-$

Topologie des événements.

1) Alignement

Il se fait de façon simple en calculant les paramètres $\Delta Y, \Delta Z$ de la translation et $\Delta \theta_y$ et $\Delta \theta_z$ de la rotation qui permettent de passer d'un repère à un autre. Pour cela on utilise des événements de calibration qui sont des π droits ou des Σ^- droits.

Les mesures métrologiques faites lors de la mise en place de l'appareillage donnent une première approximation des paramètres de transformation. L'utilisation des traces de π de 17 GeV qui traversent l'ensemble de l'appareillage permet ensuite d'ajuster les paramètres de la translation rotation.

Pour cela on calcule l'impact Y_1, Z_1 de la trace calculée à partir des chambres proportionnelles, dans un plan d'abscisse X perpendiculaire au faisceau. De même on calcule l'impact Y_2, Z_2 de la trace streamer dans le même plan. On paramétrise les écarts sous la forme :

$$Y_2 - Y_1 = \Delta Y + X \Delta \theta_y$$

$$\text{et } Z_2 - Z_1 = \Delta Z + X \Delta \theta_z$$

Il suffit alors de minimiser ces écarts pour calculer les paramètres de la translation rotation. Nous avons également estimé ces paramètres en utilisant des événements $\Sigma^- \rightarrow N \pi^-$. Le π^- du Σ^- étant émis avec un angle plus grand que les π^- du faisceau, ces événements sont plus appropriés pour calculer les paramètres de la rotation.

2) Efficacité de détection d'une trace dans le détecteur avant

Nous l'avons estimée en utilisant les événements de calibration $\Sigma^- \rightarrow N \pi^-$. Le schéma de la figure IV. 5 a indique la topologie des événements et définit les variables utilisées. La direction de la particule incidente est mesurée à l'aide des chambres proportionnelles du faisceau et la direction du π^- et du Σ^- est mesurée dans la chambre à streamer 1. Le tableau IV. 1 donne la nature et le pourcentage des rejets aux divers stades de l'analyse.

a) Efficacité de dépouillement ϵ_D

Elle caractérise les événements pour lesquels on dispose d'une information streamer qui soit exploitable. Les événements que l'on élimine ("mauvais enregistrements") sont ceux pour lesquels il y a eu un échec au niveau du HPD (absence de fiducielles), du filtre (pas de trace dans une des vues, moins de 4 fiducielles, ...) ou de la reconstruction des traces (traces en dehors du volume fiduciel). On obtient :

$$\epsilon_D \simeq 68 \%$$

b) Efficacité de la chambre à streamer 1

Pour la calculer, nous avons utilisé les événements pour lesquels les chambres proportionnelles AVY-AVZ sont efficaces. On calcule les coordonnées du point de désintégration du Σ^- ainsi que la distance d'approche entre le Σ^- et le π^- et l'angle $\theta_{\pi^- \Sigma^-}$ entre ces deux traces. La figure IV. 6 représente la distribution du χ^2 qui caractérise la distance d'approche. Pour sélectionner les bons événements on impose les conditions suivantes :

XV > XDISC (XDISC : abscisse de la chambre proportionnelle située à la sortie du DISC)

$$\chi^2 \leq 4$$

$$\theta_{\pi \Sigma} > 5 \text{ mrad}$$

On sélectionne ensuite les événements pour lesquels la trace du π^- peut être mesurée dans les chambres proportionnelles AV1-AV2. Pour cela on calcule les impacts des traces, avant et après l'aimant dans le plan médian de l'aimant ainsi que l'écart ΔYMG de ces impacts Fig. IV. 7, une coupure sur cette distance permettant d'éliminer les ambiguïtés. Ayant estimé l'acceptance des chambres proportionnelles AV1-AV2 pour la désintégration $\Sigma^- \rightarrow N\pi^-$ ($A_{Nr} \simeq 33 \%$) à l'aide d'un calcul de Monte Carlo et connaissant leurs efficacités on obtient :

$$\epsilon_{ITR} \simeq 64 \%$$

Nature des rejets	Nombre des rejets	Nombre restant	Pourcentage de perte
Nombre d'événements $(D_3)\Sigma^-$	2074	6568	32 %
Mauvais enregistrements	288	4494	6 %
AVY ou AVZ = 0	1517	4206	36 %
Rejets streamer 1	1929	2689	72 %
AV1 ou AV2 = 0			
ou $\Delta YMG > 1,4 \text{ cm}$		760	

Tableau IV. 1. Rejets à l'analyse des événements de calibration $\Sigma^- \rightarrow N\pi^-$

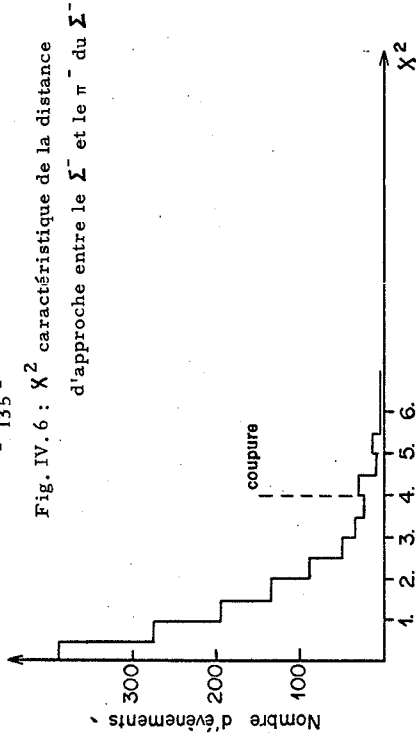


Fig. IV. 6 : χ^2 caractéristique de la distance d'approche entre le Σ^- et le π^- du Σ^-

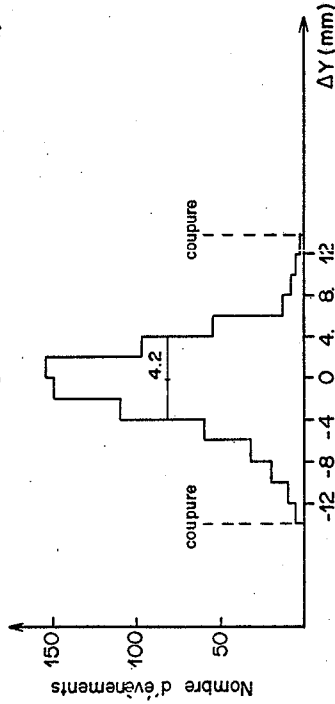


Fig. IV. 7 : Ecart ΔY des traces dans le plan médian de l'aimant.

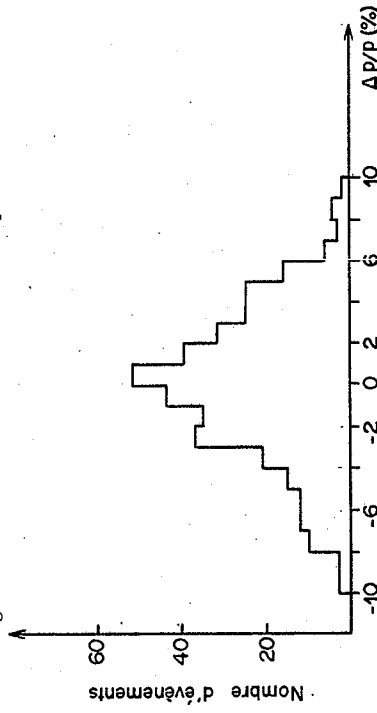


Fig. IV. 8 : Résolution en impulsion dans le détecteur avant.

c) Efficacité de la chambre à étincelle optique

Nous l'avons estimée en utilisant les événements pour lesquels l'abscisse XV du point de désintégration du Σ^- se trouve située devant la chambre optique. On calcule l'impact de la trace streamer dans le plan de la chambre optique et on sélectionne les événements pour lesquels l'écart entre l'impact mesuré et l'impact calculé est inférieur à 1 cm pour la projection horizontale et inférieur à 2 cm pour la projection verticale. On obtient :

$$\xi_{CHO} \approx 72\%$$

3) Efficacité multitrace de la streamer 1

Nous l'avons évaluée en utilisant 1520 événements de calibration $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. L'intérêt de ces événements réside dans le fait que leur topologie, fig. IV. 5 b, est identique à celle des canaux inélastiques que nous avons choisi d'étudier. Mais les événements signés $D_T^- (\Xi^-)$ par le DISC ne sont pas tous des Ξ^- . Nous avons estimé à 64 % la contamination des Ξ^- par les Σ^- .

Pour séparer les Ξ^- on sélectionne les événements pour lesquels on détecte une charge positive dans le détecteur avant. Dans ce but on mesure les traces avant l'aimant dans la chambre à streamer 1, et les traces après l'aimant dans les chambres proportionnelles AV1-AV2. On choisit les traces avant, arrière qui se coupent dans le plan médian de l'aimant et qui ont une déviation correspondant à une charge positive. Un calcul de Monte-Carlo donne l'acceptance de l'appareillage pour la désintégration $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$. Connaissant l'efficacité des chambres proportionnelles AV1-AV2 et le rapport d'embranchement $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ on obtient l'efficacité de détection d'un proton.

$$\xi_p \approx 61\%$$

Le proton étant identifié, on associe successivement à cette trace toutes les autres traces mesurées par la streamer. Pour chaque association on calcule le point de désintégration du ν_0 et le χ^2 caractéristique de la

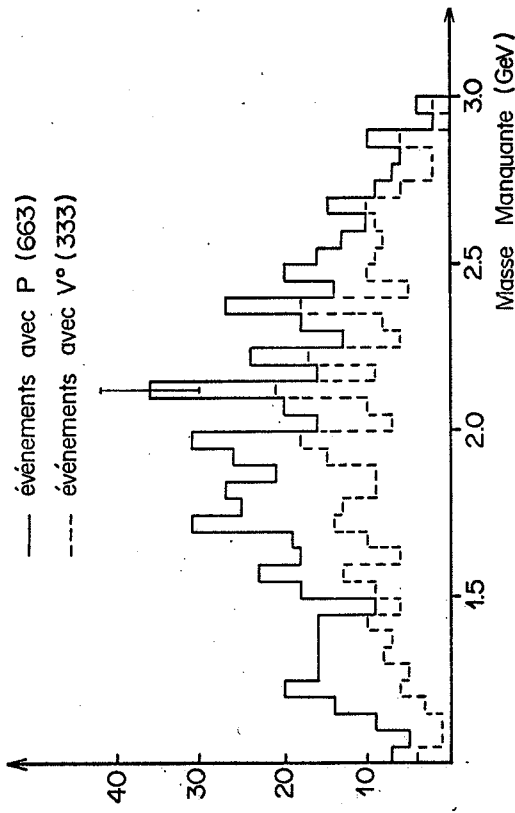


Fig. IV. 9

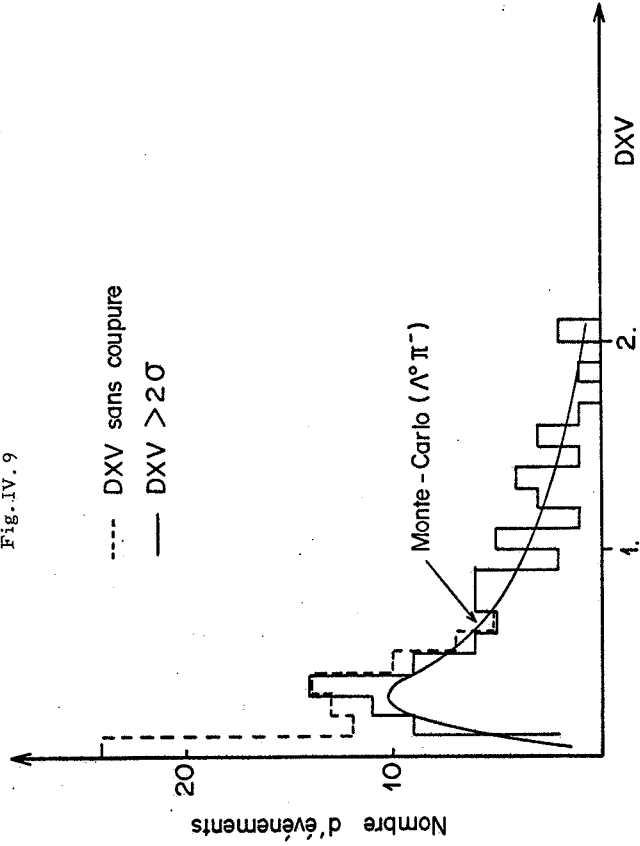


Fig. IV. 10

distance d'approche des traces. L'application de coupures sur ces grandeurs permet de sélectionner les événements pour lesquels on reconstruit un V_0 et donc d'estimer l'efficacité de détection d'un V_0 .

Pour identifier le π^- du Ξ^- on utilise la même méthode que pour identifier le π^- du Σ^- (paragraphe précédent). On peut finalement calculer l'efficacité de détection des trois traces dans la chambre à streamer. Les résultats obtenus indiquent que l'efficacité multitrace est une fonction puissante de l'efficacité mono-trace. En effet :

$$\epsilon_{3TR} \simeq 26\%$$

C. SÉLECTION DES ÉVÉNEMENTS INÉLASTIQUES

Nous nous limitons à l'étude des événements inélastiques du type $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^-, \Sigma^0 \pi^-, \Lambda^0 \pi^0$; la sélection des événements est donc identique à celle des événements de calibration $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$

1) Recherche des candidats ayant une charge positive

Le lot d'événements disponibles après les rejets dus au dépouillement (HPD, filtre) et à l'inefficacité des chambres AVY -AVZ est de 13323 événements. On sélectionne alors les événements pour lesquels on détecte à l'avant dans le laboratoire une particule de charge positive dont l'impulsion est supérieure à 4 GeV/c. Cette coupure en impulsion permet de séparer les modes comportant un Λ^0 de ceux produisant un π^+ , par exemple



La figure IV. 9 représente la distribution en masse manquante des 663 événements ainsi obtenus.

2) Recherche des V^0

On sélectionne les événements pour lesquels on reconstruit un V^0 dans la streamer 1, une des branches du V^0 étant constituée par la trace de la particule de charge positive. On obtient ainsi 333 candidats V^0 , figure IV. 9.

3) Recherche des événements $\Lambda^0 \pi^-$

Ayant trouvé un candidat V^0 on cherche parmi les traces streamer non utilisées la trace du π^- de la Y^* . On exige que les chambres proportionnelles AVY-AVZ aient des fils touchés au voisinage de cette trace et que celle-ci passe par le vertex de l'interaction. Lorsque l'on ne trouve pas l'adjoint dans la chambre à streamer on le recherche dans la chambre optique en utilisant les traces définies à partir du vertex de l'interaction et des fils touchés dans les chambres AVY-AVZ. Connaissant :

- la direction et l'impulsion de la particule incidente
- la direction et l'impulsion du proton de recul
- la direction et l'impulsion du proton du Λ^0
- les directions du π^- du Λ^0 et du π^- de la Y^*

on procède à un ajustement à deux contraintes et on calcule la masse effective MY du système produit. Soit, χ^2_F le χ^2 de l'ajustement, M_X la masse manquante du système produit et ΔM_{XY} la différence entre la masse manquante et la masse effective. Un calcul de Monte Carlo nous a permis de définir les critères nécessaires pour séparer le mode $\Lambda^0 \pi^-$ (1) des modes $\Sigma^0 \pi^-$ (2) et $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ (3). Avec les coupures suivantes :

$$\chi^2_F \leq 6 \quad \text{et} \quad -0.2 \leq \Delta M_{XY} \leq 0.1 \text{ GeV}$$

la contamination du canal (1) est inférieure à 20%. La figure IV. 11 représente la distribution en masse manquante des 48 événements ainsi sélectionnés.

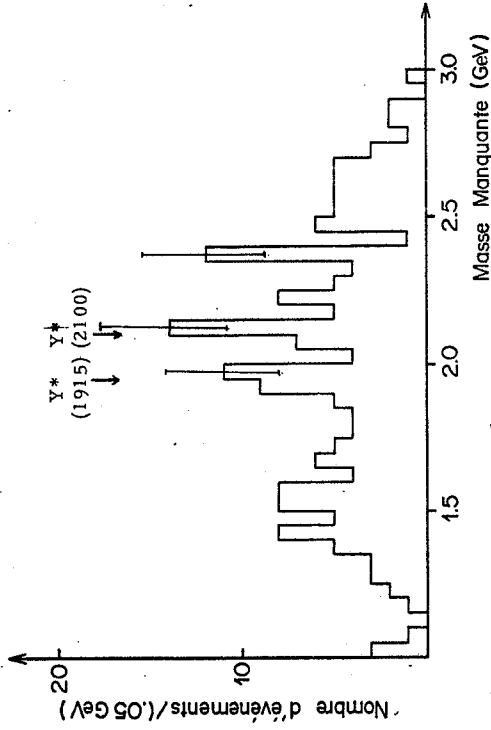


Fig. IV. 12: candidats V^0 ($DXV > 2\sigma_{XVO}$)

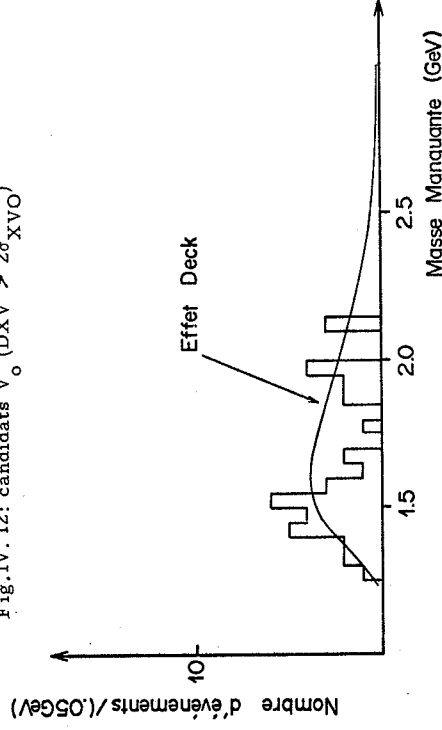
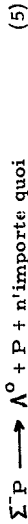


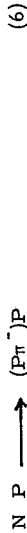
Fig. IV. 11: Masse manquante des événements $\Lambda^0 \pi^-$ sélectionnés par l'ajustement à deux contraintes.

4) Sélection des événements semi-inclusifs.

Etant donné le petit nombre d'événements π^0 disponibles nous avons cherché des critères permettant d'isoler les réactions du type :



Dans ce cas le fait d'isoler un V^0 n'est pas un critère suffisant car la réaction (5) est contaminée par le processus



le P et le π^- simulant un V^0 . Mais dans ce cas le point de désintégration du V^0 et le vertex de l'interaction sont confondus.

Soit XV l'abscisse du vertex de l'interaction (fig. IV. 5 c) et soit XV 0 l'abscisse du point de désintégration du V^0 . La figure IV. 10 représente la distribution de l'écart DXV = XV 0 - XV. Nous avons comparé cette distribution avec celle obtenue à l'aide du Monte-Carlo de la réaction (1). Pour les petites valeurs de DXV, on constate un excès d'événements dû à la contamination des réactions (4) et (6). Soit σ_{XV}^0 l'erreur sur la mesure de XV 0 . Si on sélectionne les événements tels que :

$$DXV > 2 \sigma_{XV}^0$$

on élimine cette contamination et la distribution des événements mesurés est alors bien reproduite par le Monte Carlo.

La figure IV. 12 représente la distribution en masse manquante des événements ainsi retenus. Elle présente des structures qui se superposent à un bruit de fond. Malgré la faible statistique on peut remarquer que les masses, auxquelles ces structures apparaissent, coïncident avec des masses de particules connues (Y* (1915), Y* (2100)).

Afin de nous assurer de la qualité de cette sélection, nous avons estimé la contamination due à des événements où la trace de la charge positive est sélectionnée à cause d'une combinaison fortuite d'étincelles dans les chambres proportionnelles AV1-AV2. Dans ce but, nous avons analysé l'ensemble des données en associant, pour chaque événement, l'information du détecteur optique avec l'information des chambres proportionnelles AV1-AV2 de l'événement précédent. Dans la région de masse située entre 1,3 et 3 GeV on obtient une contamination d'environ 9%, distribuée de façon uniforme.

D. CALCUL DE LA SECTION EFFICACE DIFFERENTIELLE

Soit la double section efficace différentielle du processus inélastique

$$\text{que (6)} \quad \Sigma^- + P \longrightarrow \Lambda^0 + P + \dots$$

$$\frac{d^2 \sigma_1}{dt dM} = \frac{N_1(t, M)}{N_0 \cdot N_p \cdot A_{1AR}(t, M) \cdot A_{1AV}(t, M) \cdot \xi_1}$$

$N_1(t, M)$: nombre d'événements par intervalle de transfert et de masse de la réaction (6)

N_0 : nombre de particules initiales

N_p : nombre de protons de la cible

$A_{1AR}(t, M)$: acceptation du détecteur arrière pour la réaction (1)

$A_{1AV}(t, M)$: acceptation du détecteur avant pour la réaction (1)

ξ_1 : efficacité du détecteur avant

Dans l'intervalle de transfert $0.06 < |t| < 0.38 \text{ (GeV/c)}^2$ et dans l'intervalle de masse $1.0 < M < 2.5 \text{ GeV}$ l'acceptance du détecteur arrière est indépendante du transfert et de la masse, et l'acceptance du détecteur avant est indépendante du transfert (figure II. 9) donc :

$$A_{1AR}(t, M) = \text{cte} = A_{1AR}$$

$$A_{1AV}(t, M) = A_{1AV}(M)$$

Dans le cas de la diffusion élastique

$$\Sigma^- + P \longrightarrow \Sigma^- + P \quad (2)$$

$$\frac{d^2 \sigma_2}{dt dM} = \frac{N_2(t, M)}{N_0 \cdot N_p \cdot A_{2AR}(t, M) \cdot A_{2AV}(t, M) \cdot \xi_2}$$

La définition des variables est la même et :

$$A_{2AR}(t, M) = \text{cte} = A_{2AR}$$

$$A_{2AV}(t, M) = \text{cte} = A_{2AV}$$

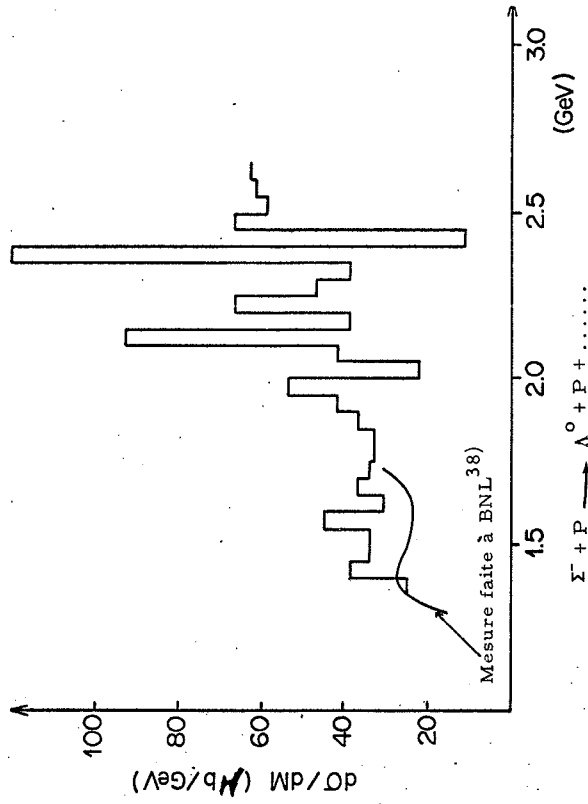


Fig. IV.13 : Section efficace différentielle ($0.06 < t < 0.38 \text{ GeV}^2/c^2$)

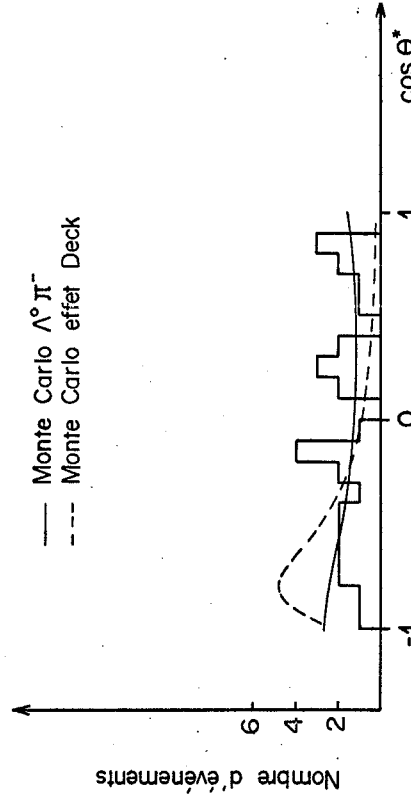


Fig. IV.14 : $\text{Cos}(\pi^-, Y^*)$ dans le centre de masse du système ($\Lambda^0 \pi^-$)
 $\Sigma^- + P \longrightarrow \Lambda^0 + \pi^- + P$

donc
$$\sigma_2 = \iint \frac{d^2\sigma}{dt \cdot dM} dt \cdot dM = \frac{N_2}{N_0 \cdot N_p \cdot A_{2AR} \cdot A_{2AV} \cdot \xi_2}$$

N_2 est le nombre d'événements élastiques dans les domaines de transfert et de masse définis précédemment. D'autre part :

$$\sigma_2 = \int_{-0.06}^{-0.38} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right) e^{bt} dt = 3,32 \text{ mbarn}$$

donc
$$\frac{d\sigma_1}{d \cdot M} = \frac{N_1(M) \cdot A_{2AR} \cdot A_{2AV} \cdot \xi_2 \cdot \sigma_2}{N_1 \cdot A_{1AR} \cdot A_{1AV}(M) \cdot \xi_1 \cdot R(\Lambda^0 \longrightarrow P\pi^-)}$$

$R(\Lambda^0 \longrightarrow P\pi^-)$ est le rapport d'embranchement du mode $\Lambda^0 \longrightarrow P\pi^-$. Les efficacités sont celles que nous avons calculées précédemment et l'acceptance $A_1(M)$ a été évaluée à l'aide d'un calcul de Monte Carlo. La figure IV. 13 représente alors la section efficace différentielle $d\sigma/dM$ de la réaction (6). Sur cette figure nous avons également représenté les résultats obtenus sur le faisceau d'hypérons de B. N. L. 38. Il faut signaler que cette mesure concerne uniquement la réaction exclusive $\Sigma^- P \longrightarrow \Lambda^0 \pi^- P$.

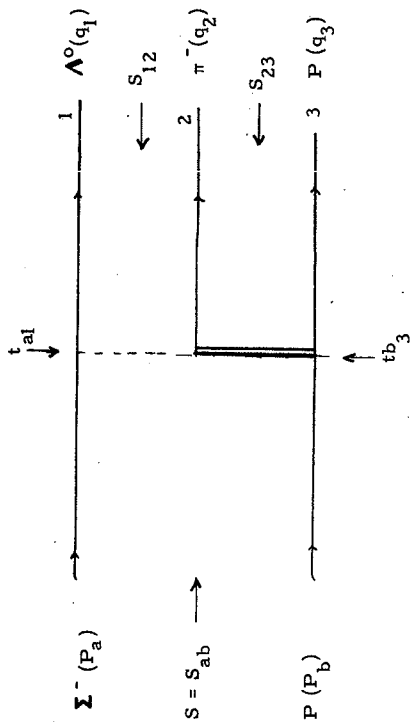
E. L'EFFET DECK APPLIQUE A LA DISSOCIATION $\Sigma^- \longrightarrow \Lambda^0 \pi^-$

Dans le premier chapitre nous avons vu que lors des interactions hadron-hadron on produit également des événements non résonants qui peuvent être interprétés dans le cadre du modèle d'effet Deck. Le modèle d'effet Deck, avec échange d'un pion, appliqué à la dissociation diffractive



est représenté sur la figure IV.15 On y définit également les variables utilisées. Dans le système du centre de masse les quadri-vecteurs conservent l'énergie et l'impulsion, et la réaction peut être décrite en fonction des variables

$$|q_1|, |q_3|, \theta_1, \theta_3, \phi_1, \phi_3$$



$$P_a = \begin{vmatrix} P \\ 0 \\ 0 \\ E_a \end{vmatrix} \quad P_b = \begin{vmatrix} -P \\ 0 \\ 0 \\ E_b \end{vmatrix}$$

$$q_1 = \begin{vmatrix} \vec{q}_1 \cos \theta_1 \\ \vec{q}_1 \sin \theta_1 \cos \phi_1 \\ \vec{q}_1 \sin \theta_1 \sin \phi_1 \\ E_1 = \sqrt{q_1^2 + m_\lambda^2} \end{vmatrix} \quad q_3 = \begin{vmatrix} \vec{q}_3 \cos \theta_3 \\ \vec{q}_3 \sin \theta_3 \cos \phi_3 \\ \vec{q}_3 \sin \theta_3 \sin \phi_3 \\ E_3 = q_3^2 + m_P^2 \end{vmatrix}$$

$$q_2 = \begin{vmatrix} -\vec{q}_1 - \vec{q}_3 \\ \sqrt{3 - E_1 - E_3} \end{vmatrix} \quad S = S_{ab} = (P_a + P_b)^2$$

$$S_{12} = (q_1 + q_2)^2 \quad S_{23} = (q_2 + q_3)^2 \quad S_{13} = (q_1 + q_3)^2$$

$$t_{a1} = (P_a - q_1)^2 \quad t_{b3} = (P_b - q_3)^2$$

Fig. IV. 15

La section efficace de l'effet Deck, adapté à la réaction $\Sigma^- P \rightarrow \Lambda^0 \pi^- P$ est donnée par la relation 18):

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^4} \frac{g^2 \Lambda \pi}{4\pi} \frac{FS}{16 FI} \frac{F(t_{a1})}{(t_{a1} - m_\pi^2)^2} |M_{\pi N}|^2 dR$$

avec les définitions suivantes :

- $\frac{g^2 \Lambda \pi}{4\pi}$ constante de couplage $\Sigma - \Lambda - \pi$
- FS Facteur de spin au vertex $\Sigma - \Lambda - \pi$
- FI Flux invariant = $((P_a P_b)^2 - P_a^2 P_b^2)^{1/2} = m_P (P_\Sigma)_{Lab}$
- $F(t_{a1})$ Facteur de forme
- $|M_{\pi N}|^2$ Elément de matrice de diffusion élastique $\pi - N$
- dR Elément d'espace de phase

Etant donné le petit nombre d'événements disponibles, notre but n'est pas de faire une comparaison précise entre le modèle Deck et nos données, mais de voir si ceux-ci sont compatibles avec un mécanisme de production du type Deck. Dans les calculs nous avons donc supposé que $F(t_{a1}) = 1$ et que le facteur de spin est constant.

D'autre part, si on néglige la dépendance en spin au vertex $P - \pi - P$, on trouve

$$\left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\pi N} = \frac{1}{4S_{23}} \left| \frac{M_{\pi N}}{4\pi} \right|^2 = \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0 e^{\lambda t}$$

donc $|M_{\pi N}|^2 = 64 \cdot \pi \cdot S_{23} \cdot e^{\lambda t_{b3}} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0$

et $dR = \frac{d^3 q_1}{2E_1} \frac{d^3 q_2}{2E_2} \frac{d^3 q_3}{2E_3} \int^3 (q_1 + q_2 + q_3) \delta(E_1 + E_2 + E_3 - \sqrt{S})$

On peut exprimer l'élément d'espace de phase en fonction des variables $S_{12}, S_{23}, t_{a1}, t_{b3}, \phi_3$. On obtient :

$$dR = \frac{1}{64S_a P_a P_b} \frac{dS_{12} dS_{23} dt_{a1} dt_{b3} d\phi_3}{2q_1 q_3 \sin \theta_1 \sin \theta_3 \sin(\phi_1 - \phi_3)}$$

S, P_a et P_b étant des constantes, et les autres quantités étant reliées à S₁₂,

S₂₃, t_{a1}, t_{b3} et φ₃ par les relations :

$$E_1 = \frac{(S - S_{23} + m_1^2)}{2\sqrt{S}} \quad E_3 = \frac{(S - S_{12} + m_p^2)}{2\sqrt{S}}$$

$$|\vec{q}_1| = (E_1^2 - m_\Lambda^2)^{1/2} \quad |\vec{q}_3| = (E_3^2 - m_p^2)^{1/2}$$

$$\cos \theta_1 = \frac{(-m_\Sigma^2 m_\Lambda^2 + 2E_a E_1 + t_{a1})}{2|\vec{q}_1| P}$$

$$\cos \theta_3 = \frac{2|\vec{q}_3| P}{(2m_p^2 - 2E_b E_3 - t_{b3})}$$

$$\cos \theta_{13} = \frac{((\sqrt{S - E_1 - E_3})^2 - m_\pi^2 - q_1^2 - q_3^2)}{2|\vec{q}_1||\vec{q}_3|}$$

$$\sin \theta_1 \cdot \sin \theta_3 \sin(\phi_1 - \phi_3) = (\sin^2 \theta_1 \cdot \sin^2 \theta_3 - (\cos \theta_{13} - \cos \theta_1 \cos \theta_3)^2)^{1/2}$$

donc
$$d\sigma = K \frac{S_{23} e^{t_{b3}}}{(t_{a1} - m_\pi^2)^2} \frac{1}{128 S P^2} \frac{dS_{12} dS_{23} dt_{a1} dt_{b3} d\phi_3}{q_1 q_3 \sin \theta_1 \sin \theta_3 \sin(\phi_1 - \phi_3)}$$

avec
$$K = \frac{2FS}{\pi FI} \frac{g^2}{4\pi} \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_0$$

La pente de la section efficace différentielle πP est de 8 GeV⁻², on en déduit $e^{t_{b3}} dt_{b3} = 1/8 d(e^{8t_{b3}})$ suivant de plus $S_{23} dS_{23} = 1/2 (dS_{23})^2$

et
$$\frac{dt_{a1}}{(t_{a1} - m_\pi^2)^2} = d \left(\frac{-1}{t_{a1} - m_\pi^2} \right)$$

on trouve
$$d\sigma = \frac{K}{2048 S P^2} \frac{dS_{12} d(S_{23}^2) d\phi_3 d(e^{8t_{b3}}) d \left(\frac{-1}{t_{a1} - m_\pi^2} \right)}{q_1 q_3 \sin \theta_1 \sin \theta_2 \sin(\phi_1 - \phi_3)}$$

Le calcul de Monte-Carlo génère les cinq variables suivant des distributions uniformes dans les intervalles suivants :

Variable	Limite inférieure	limite supérieure
φ ₃	0	2π
S ₁₂	S _{12Min}	S _{12Max}
S ₂₃	S _{23Min}	S _{23Max}
e ^{8t_{b3}}	0	1
$\frac{-1}{t_{a1} - m_\pi^2}$	0	$\frac{1}{m\pi^2}$

Il calcule les différentes variables cinématiques dans le système du centre de masse, effectue la transformation dans le système du laboratoire et calcule l'acceptance des différents détecteurs. La figure IV. 15 a montre la distribution en masse des événements Λ⁰π⁻ générés et la figure IV. 15 b donne l'acceptance du détecteur avant pour ce type d'événements. Malgré la faible statistique, il semble difficile d'interpréter le spectre de masse de la figure IV. 11 dans le cadre d'un modèle d'effet Deck. Ceci semble confirmé si l'on étudie la distribution angulaire de ces événements.

Soit θ* l'angle dans le centre de masse du système Λ⁰π⁻, entre le π⁻ et la direction du Y*. La figure IV. 14 représente la distribution en cosθ* des événements sélectionnés avec les critères du paragraphe C. 3. Cette distribution est à comparer à celle que l'on obtient, dans le cas d'un modèle d'effet Deck, et dans le cas d'une production de résonance suivie d'une désintégration isotrope.

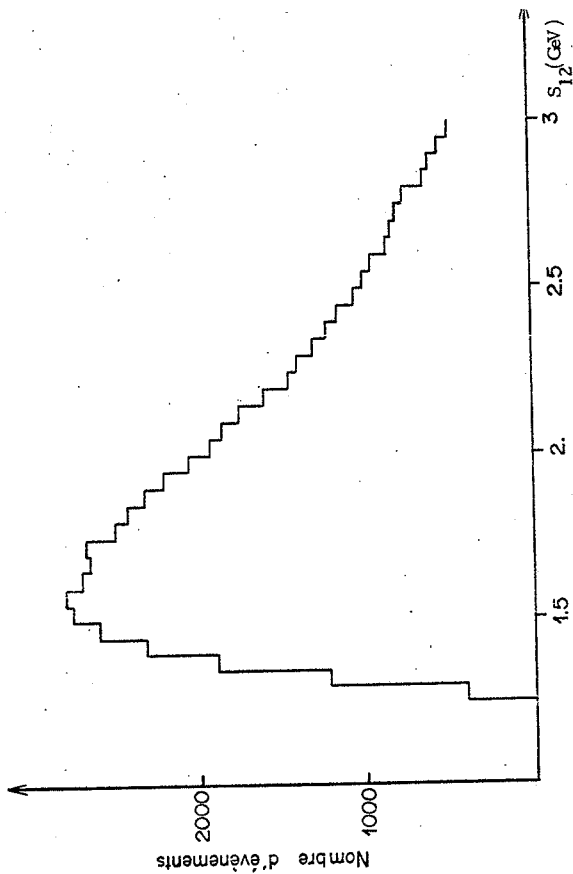


Fig. IV. 15a : Distribution en masse des événements générés

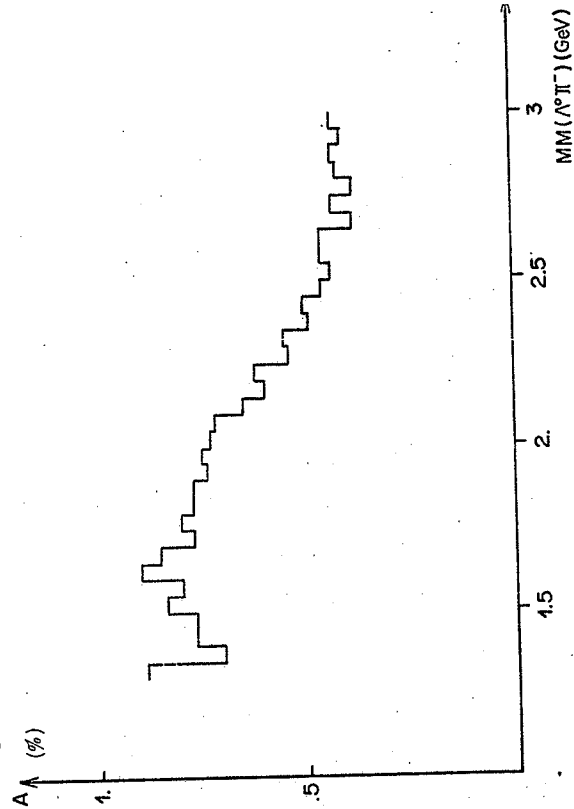


Fig. IV. 15b : Acceptance du détecteur avant pour les événements générés par effet Deck

CONCLUSIONS

Nous avons effectué une réaction de diffusion d'hypéron Σ^- sur des protons et avons étudié le canal élastique et quelques canaux inélastiques.

Au vu des résultats, nous devons faire les remarques suivantes sur les implications de l'appareillage et sur les résultats trouvés.

- La signature de la particule incidente est très importante, par conséquent l'utilisation d'un DISC est indispensable

- L'utilisation d'un détecteur arrière à grand angle solide permettant de déclencher sur un proton venant de la cible est une bonne signature de l'interaction et l'utilisation de matrices de coïncidence permet une bonne réjection au bruit de fond.

- L'importance des modes de contamination et la diversité des canaux nécessite une grande efficacité de détection et une bonne résolution pour la mesure des produits de désintégration. La faible efficacité multitraçage et le nombre limité de déclenchements possibles par cycle du P. S. déconseille l'utilisation de détecteurs optiques.

Compte tenu de ce qui précède, nous pouvons tirer les conclusions suivantes sur les résultats de physique :

- Pour la diffusion élastique, dans la zone de transfert étudiée, le comportement des baryons étranges semble identique à celui des baryons non étranges.

- Pour la diffusion inélastique, compte tenu de la faible statistique il semble difficile d'affirmer qu'il existe des résonances de Σ^- produites de façon diffractive. Il y a des indications, mais elles nécessitent des confirmations. Si on identifie les structures que nous observons avec des états connus (Y^* (1915), Y^* (2100)) elles semblent obéir à la règle de Gribov-Morrison. Le petit nombre

d'événements du type $Y^* \rightarrow \Lambda^0 \pi^-$ obtenus peut s'expliquer par le faible rapport d'embranchement de ce mode de désintégration. En effet parmi les résonances Y^* connues seule la $Y^*(1385)$ possède un rapport d'embranchement de 90 %. La $Y^*(1670)$ de spin parité $J^P = 3/2^-$, donc susceptible d'être produit de façon diffractive, a un rapport d'embranchement en $\Lambda^0 \pi^-$ inférieur à 20 %.

Le modèle d'effet Deck simple avec échange de π ne permet pas une bonne interprétation de nos mesures, qui semblent plus compatibles avec une désintégration isotrope du système $\Lambda^0 \pi^-$.

REFERENCES

- 1) J. J. J. Kokkadee, The quark model (Benjamin, New York 1969)
- 2) B. T. Feld, Models of elementary particles (1969)
- 3) U. Amaldi, M. Jacob, G. Matthiae, Ann. Rev. Nucl. Sci., 26, 1976
- 4) G. Belletini, Proceedings of the 14 th International Conference on High Energy Physics, CERN (1968) 329
- 5) J. Badier et al., Phys. Lett. 41B (1972) 387
- 6) J. V. Allaby et al., Nucl. Phys. B52 (1973) 316
- 7) E. W. Anderson et al., Phys. Rev. Lett., 25 (1970) 699
- 8) E. Nagy et al., Phys. Lett. B (1976)
- 9) A. Baboev et al., Nucl. Phys. B110 (1976) 28
- 10) A. Martin et al., Nucl. Phys. B77 (1974) 226
- 11) R. M. Edelstein et al., Phys. Rev. D5 (1972) 1073
- 12) R. Webb et al., Phys. Lett. B55 (1975) 331
- 13) E. Dahl, Jensen et al., Nucl. Phys. B87 (1975) 426
- 14) D. R. O. Morrison, Phys. Rev. 165 (1968) 1699
- 15) V. N. Gribov, Yaderna Fiz 5 (1967) 197
- 16) R. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598
- 17) R. R. Horgon, R. H. Dalitz, Nucl. Phys., B66 (1973) 135
- 18) S. D. Drell, K. Hiida, Phys. Rev. Lett. 7 (1961) 199
- 19) R. T. Deck, Phys. Rev. Lett., 13 (1964) 169
- 20) L. D. Roper, Phys. Rev. Lett., 12 (1966) 340
- 21) E. W. Anderson et al., Phys. Rev., 179 (1969) 1567
- 22) J. Badier et al., Phys. Lett. 39B (1972) 414
- 23) B. Merkel, Nucl. Instr. Meth. 94 (1971) 573
- 24) Y. Chateaus et al., Nucl. Instr. and Meth. 115 (1974) 605
- 25) J. D. Berst et al., Nucl. Instr. and Meth. 117 (1974) 513
- 26) J. J. Blaising et al., Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 93

- 26) A. Romana, Thèse de 3ème cycle, Paris (1973)
- 27) O. Callot, Thèse de 3ème cycle, Paris (1975)
- 28) J. Blaising et al., Phys. Lett. 58B (1975) 121
- 29) J. Foley et al., Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 425
- 30) M. Ikeda, M. Kawaguchi, H. Yokomi, Prog. Theor. Phys. 40 (1968) 594
- 31) M. Kawaguchi, Y. Sumi, H. Yokomi, Prog. Theor. Phys. 38 (1967) 1178
- 32) V. Bohmer et al., Nucl. Phys. B110 (1976) 205
- 33) J. Engler et al., Nucl. Phys. B (1973)
- 34) Y. M. Antipov et al., Phys. Lett. (1973)
- 35) G. Barbiellini et al., Phys. Lett. 39 B (1972) 663
- 36) R. Majka et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 413
- 37) H. Videau, Thèse d'Etat 1971, Paris
- 38) V. Hungerbuhler et al., Phys. Rev. D10 (1974) 2051
- 39) Barkas and Berger, Tables of Energy losses and ranges of heavy charged particles, NASA SP 3013

REMERCIEMENTS

L'expérience qui a fourni les éléments de ce travail est une collaboration Ecole Polytechnique-Orsay-Strasbourg avec la participation de J. Badier, O. Callot, Y. Chatelus, J. Chollet, J. Lefrançois, B. Merkel, R. Morand, A. Navarro-Savoy, A. Romana, G. Sauvage, B. Schiby, R. Vnderhagen, H. Videau, I. Videau.

Je prie Monsieur Michel Croissiaux de bien vouloir trouver ici l'expression de ma gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire.

Monsieur René Morand a bien voulu diriger cette thèse ; je lui en suis profondément reconnaissant.

Je tiens à remercier Monsieur Jacques Lefrançois pour la confiance qu'il m'a témoignée et les conseils qu'il m'a donnés tout au long de ce travail.

J'ai particulièrement apprécié l'aide et les encouragements de Madame Joana Videau et de Monsieur Olivier Callot. Je voudrais leur exprimer ma gratitude.

Ma reconnaissance va aussi à Monsieur Henry Videau qui a résolu les problèmes délicats de mesure et de traitement sur ordinateur des événements de cette expérience.

Je remercie également tout le personnel des laboratoires qui a contribué au déroulement de cette expérience.

Enfin je salue ceux qui ont assuré la réalisation matérielle de cette thèse : Madame Goetz qui a dactylographié le manuscrit et Monsieur Peter qui en a dessiné les figures.

