



A2

19 DEC. 1978

CRN-HE 76-22

c1

C.R.N.

recherches nucléaires de Strasbourg

THESE

CRN/HE 76-22

présentée

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE 3^{ème} CYCLE

par

Orlando CONCEPCION

ETUDE DE LA REACTION INCLUSIVE K^+ NOYAU - K^+ +
A 10 GEV/C ET COMPARAISON AVEC LA MEME REACTION
OBSERVEE SUR HYDROGENE

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00049419

Thesis-1976-Concepcion

Institut National
de Physique Nucléaire
et de Physique
des Particules

Université
Louis Pasteur
de Strasbourg

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 DE 3^{ème} CYCLE

par

Orlando CONCEPCION

ETUDE DE LA REACTION INCLUSIVE K^+ NOYAU $\rightarrow K^0 + \dots$
A 10 GEV/C ET COMPARAISON AVEC LA MEME REACTION
OBSERVEE SUR HYDROGENE

Soutenu le 16 Novembre 1976 devant la Commission d'Examen

MM. J.LEITE LOPES
P.CHEVALLIER
M.PATY
B.ESCOUBES
L.BERTOCCHI

Président

} *Examineurs*



UNIVERSITÉ LOUIS PASTEUR
STRASBOURG

Président	Professeur P. KARLI
Vice-Présidents	Professeur A. CHAUMONT Professeur H. DURANTON
Secrétaire Général	Monsieur G. KIEHL

PROFESSEURS, MAITRES DE CONFERENCES, DIRECTEURS ET MAITRES DE RECHERCHE DES
U.E.R. RESPONSABLES DES DOCTORATS ES-SCIENCES

Président honoraire	G.OURISSON.
Doyens honoraires	P.LACROUTE - H.J.MARESQUELLE - J.H.VIVIEN - G.MILLOT
Professeurs honoraires	P.de BEAUCHAMP - L.BOISSELET - J.BYE - H.CARTAN - G.CERF - C.CHABAUTY - A.CHRETIEN J.DENY - Ch.EHRESMANN - Mle S.GILLET - A.HEE - R.HOCART - G.LEMEE - P.L'HERITIER A.LICHNEROWICZ - A.MAILLARD - H.J.MARESQUELLE - L.NEEL - J.PARROD - R.ROHMER - L.SACKMANN - Ch.SADRON - H.SAUCIER - H.VILLAT - H.WEISS - Et.WOLFF - J.YVON
Maître de Conférences honoraire	R.WEIL.

PROFESSEURS

J. ROTHE	Physique du Globe	H. DANAN	Phys.atom.et Phys.du Solide
J.H. VIVIEN	Zool.et Embryol.expérimentale	X. FERNIQUE	Mathématiques
S. GORODETZKY	Phys.gén. et Physique nucléaire	Fr. GAUTIER	Physique
S. GOLDSZTAUB	Minéralogie et Pétrographie	G. SUTTER	Physique électronique
P. JOLY	Biologie générale	V. AVANISSIAN	Analyse supérieure
H. BENOIT	Physicochimie macromoléculaire	Fr. LACROUTE	Biologie végétale
G. MILLOT	Géologie et Paléontologie	J.P. EBERHART	Minéralogie
R. LECOLAZET	Physique du Globe	J.M. LEHN	Chimie
A. GAGNIEU	Botanique	Cl. ROBERT	Physique
F. STUTINSKY	Physiologie générale	Fr. BECKER	Physique mathématique
B. WURTZ	Chimie biologique	Fr. SCHALLER	Biologie générale
J. BRENET	Electrochimie	Fr. GAULT	Chimie organique
J.P. EBEL	Chimie biologique	M. GOUNOT	Botanique
G. OURISSON	Chimie	J. DEHAND	Chimie minérale
A. COCHE	Physique nucléaire	Cl. GOBILLON	Mathématiques
R. CERF	Physique générale	J. ROUX	Botanique
A. DELUZARCHE	Chimie	R. VOLTZ	Physique théorique
R. ARMBRUSTER	Physique	A. MICHARD	Géologie
A. ROCHE	Physique du Globe	Y. BOULANGER	Chimie biologique
L. HIRTH	Microbiologie	J.J. RIEHL	Chimie
A. FUCHS	Mécanique rationnelle	R. GERARD	Mathématiques
A. GALLMANN	Physique	M. DAIRE	Chimie phys.ind.et Sc.des matériaux
P. MIALHE	Physiologie animale	G. DUNOYERdeSEGONZAC	Géologie
D. MAGNAC	Physique	J.P. JOUANLOU	Mathématiques
M. DAUNE	Biophysique	Cl. DELLACHERIE	Mathématiques
J.P. ADLOFF	Chimie nucléaire	Ch. TANIELIAN	Chimie
D. BERNARD	Méthode mathématique de la Physique	Ph. RICHARD	Physiologie animale
E. DANIEL	Physique expérimentale	M. GROSS	Chimie
P. CHEVALLIER	Physique	J.P. RAMIS	Mathématiques générales
G. REEB	Topologie	Ph. ROPARTZ	Psycho-Physiologie
J. WUCHER	Physique	M. GROSMANN	Physique
V. BRINI	Chimie	P. BENVENISTE	Physiologie végétale
H. DURANTON	Botanique	J. FARAUT	Mathématiques
R. WEISS	Chimie	G. SCHIFFMANN (dét.)	Mathématiques
P. FEDERLIN	Chimie	J. LEITE-LOPEZ	Phys.nucléaire et corouculaire
J.P. SCHWING	Chimie	Cl. BENEZRA	Chimie
M. SIESKIND	Physique	L. GRUSON	Mathématiques
G. MONSONEGO	Physique théorique	G. SOLLADIE	Chimie organique
C. WIPPLER	Physicoch.des Hts Polymères industr.	D. VIAUD	Mathématiques
G. WEILL	Physique	R. KIRSCH	Zoologie
A. CLAUSS	Chimie	J. SOMMER	Chimie appliquee
E. FOLLENIUS	Zoologie	J. BROSSAS	Chimie macromoléculaire
J. LUCAS	Géologie	C. PESKINE (dét.)	Mathématiques
J.J. THIEBOLD	Biologie animale	J.J. FRIED	Mécanique des Fluides
Z. GLAESER	Mathématiques	B. MORIN	Mathématiques I
J.H. WEIL	Chimie biologique	M. LEROY	Chimie
D. FOATA	Mathématiques	M.J. SCHWING	Chimie Physique

PROFESSEURS ASSOCIÉS

A. BANDERET (E.A.H.P.) – P. BARSHAY (Phys. nucl. théor.) – C. JASCHEK (Astr.) – A. KORANYI (Math.) – J. PALDUS (Chimie) – M. ZÄNDER (Chimie)

PROFESSEURS CONVENTIONNÉS

A. BAJER (Biologie) – P. BOUVEROT (Physiol. respiratoire) – P. DEJOURS (Physiol. respiratoire) – J. L. DYE (Chimie) – V. HOENIG (Médecine) – G. PEROLD (Chimie organ.) – P. SMIGELSKI (Physique).

MAITRES de CONFÉRENCES et CHARGÉS d'ENSEIGNEMENT

J. CI. BERNIER (Chimie gén.) – P. L. WENDEL (Phys.) – T. JUTEAU (Minéralogie) – M. MIGNOTTE (Informatique).

MAITRE de CONFÉRENCES ADJOINT

J. SITTLER (Géologie).

MAITRES de CONFÉRENCES ASSOCIÉS

A. ENTEZAMI (Chimie du pétrole) – J. OSBORN (Chimie minérale) – K. RICHARDS (Microbiol.) – M. SION (Math.).

MAITRES de CONFÉRENCES CONVENTIONNÉS

N. KONO (Math.) – J. J. VOGT (Méd.).

DIRECTEURS de RECHERCHE

J.F.	BIELLMANN	Chimie
P.	BOUVEROT	Physiologie respiratoire
P.	DEJOURS	Physiologie respiratoire
A.	KNIPPER	Physique nucléaire et corpusculaire
A.	KOVACS	Physicochimie macromoléculaire
J.	MARCHAL	Physicochimie macromoléculaire
P.A.	MEYER	Mathématiques
A.J.P.	MEYER	Physique

J.	MEYER	Botanique
C.	MIALHE	Physiologie
A.	PETROVIC	Physiologie (Médecine)
A.	PORTE	Biologie cellulaire
P.	REMPF	Physicochimie macromoléculaire
A.	SKOULIOS	Physicochimie macromoléculaire
A.	VEILLARD	Physicochim. molécul. et macromoléc.
A.	ZUKER	Physique théorique

MAITRES de RECHERCHE

J.Ch.	ABBE	Physicochim. atom. et ionique - chim. nucl.
P.	ALBRECHT	Chimie
F.	BECK	Physique nucléaire
J.P.	BECK	Physiologie
M.	BONHOMME	Géologie
H.	BRAUN	Physique corpusculaire
Ch.	BURGGRAF	Cristallographie et Minéralogie
M.C.	CADEVILLE	Physique des solides
H.	CALLOT	Chimie
S.	CANAU	Physique
M.	CHAMPAGNE	Biophysique
M.	CHOUDHURY	Physique du Globe
J.P.	COFFIN	Physique nucléaire et corpusculaire
A.	CORET	Physique
M.	CROISSIAUX	Physique nucléaire
D.	DISDIER	Physique nucléaire
-	DOUBINGER	Géologie
S.	EL KOMOSS	Physique
J.P.	VON ELLER	Géologie
M.	FRANCK-NEUMANN	Chimie organique
E.	FRANTA	Physicochimie moléculaire
J.M.	FRIEDT	Physicochimie atomique et ionique
A.	FRIDMAN	Physique corpusculaire
Y.	GALLOT	Physicochimie macromoléculaire
Ph.	GRAMAIN	Physicochimie macromoléculaire
J.B.	GRUN	Physique
K.	HAFFEN-STENGER	Endocrinologie (Méd.)
J.	HERZ	Physicochimie macromoléculaire
J.	HOFFMANN	Biologie animale
M.	JACOB	Neurochimie (Médecine)
G.	KAUFMANN	Chimie
B.	KOCH	Physiologie
P.	LAURENT	Physiol. comparée des régulations
Cl.	LERAY	Physiol. comparée des régulations
J.M.	LEITNER	Physiologie
A.	LLORET	Physique corpusculaire

A.	MALAN	Physiologie
E.	MARCHAL	Physicochim. molécul. et macromoléc.
Th.	MULLER	Physique
G.	MUNSCHY	Physique
M.	NAUCIEL-BLOCH	Physique des Solides
A.	NICOLAIEFF	Virologie végétale
M.	PATY	Physique corpusculaire
R.	PFIRSCH	Botanique
J.	POUYET	Biophysique
R.	RECHENMANN	Biophys. des rayonn. (Méd.)
B.	REES	Chimie
S.	RIMBERT	Géographie
P.	REMY	Biochimie
J.	RINGEISSEN	Physique
J.P.	ROTH s/Dr. Inst. de Rech.	Physicochimie macromoléculaire
F.	SCHEIBLING	Spectrométrie nucléaire
N.	SCHULZ	Physique nucléaire
R.	SELTZ	Physique nucléaire
M.	SENSENBRENNER	Neurochimie (Médecine)
P.	SIFFERT	Phys. rayon. et Electron. nucl.
Cl.	SITTLER	Géologie
Cl.	STRAZIELLE	Physicochimie macromoléculaire
M.	SUFFERT	Basses Energies
Y.	TARDY	Géologie
K.	TRAORE	Physicochimie atomique et ionique
R.	VAROQUI	Physicochimie macromoléculaire
J.J.	VOGT	Thermophysiol. (Ctre d'Et. Bioclim.)
A.	WAKSMANN	Neurochimie (Médecine)
G.	WALTER	Phys. rayon. et Electron. nucléaire
Fr.	WEBER	Géologie
J.P.	WENIGER	Zoologie
J.	WITZ	Biologie cellulaire
R.	WOLFF	Chimie
R.	ZANA	Physicochimie macromoléculaire
J.P.	ZILLINGER	Physique

TABLE DES MATIERES

	Page
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : CONDITIONS EXPERIMENTALES ET OBTENTION DU LOT D'EVENEMENTS	
1.- <u>DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE</u>	3
1.1 - La chambre	3
1.2 - Le liquide	3
1.3 - Le faisceau	5
1.4 - Le champ magnétique	5
1.5 - Les photographies	6
2.- <u>DEPOUILLEMENT DES EVENEMENTS</u>	7
2.1 - Dépouillement et sélection	7
2.2 - Efficacité du dépouillement	10
3.- <u>TRAITEMENT DES EVENEMENTS</u>	11
3.1 - La mesure	12
3.2 - Reconstruction géométrique	12
3.3 - Ajustement cinématique	13
3.4 - Sélection des événements après l'ajustement cinématique	15
4.- <u>PROBABILITE DE DETECTION ET SECTION EFFICACE</u>	29
4.1 - Etude des coupures et poids	29
4.2 - Section efficace inclusive	42
4.3 - Section efficace inélastique	46
CHAPITRE II : PHENOMENOLOGIE DES REACTIONS INCLUSIVES SUR PROTON LIBRE ET SUR NOYAUX	
1.- <u>INTRODUCTION</u>	53
2.- <u>REACTIONS INCLUSIVES SUR PROTON LIBRE</u>	54
2.1 - Introduction	54
2.2 - Définitions	54
2.3 - Variables utilisées	55
2.4 - Modèles dynamiques	59

3.- <u>REACTIONS INCLUSIVES SUR NOYAU</u>	62
3.1 - Introduction	62
3.2 - Quelques définitions	63
3.3 - Modèles	64

CHAPITRE III : COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX OBTENUS
SUR HYDROGENE ET INTERPRETATION A L'AIDE DES
MODELES

1.- <u>INTRODUCTION</u>	87
2.- <u>COMPARAISON DES SECTIONS EFFICACES DIFFEREN-</u> <u>TIELLES DES REACTIONS $K^+ + A \rightarrow K^0 + \dots$ ET $K^+ p \rightarrow K^0 + \dots$</u>	88
2.1 - Spectre de la masse invariante du système produit et non observé	88
2.2 - Spectre de l'impulsion transverse	90
2.3 - Spectre de la rapidité et de la variable de Feynman	93
2.4 - Prédiction de la distribution de la rapidité du modèle du tube cohérent	98
2.5 - Variation du nombre effectif des nucléons en fonction de la rapidité	102

CONCLUSION	109
REFERENCES	111
APPENDICE	115

I N T R O D U C T I O N

Depuis plusieurs années une attention particulière a été portée aux phénomènes liés aux interactions de hadrons dans le noyau. Des exemples de ces phénomènes sont les processus cohérents et incohérents, et ceux de la production multiple.

Dans les processus de production l'état final peut être étudié d'une manière exclusive (toutes les particules sont observées), ou d'une manière inclusive (quelques particules ou une seule sont observées). Nous allons nous intéresser particulièrement à cette dernière catégorie de processus.

Ce travail a pour but la comparaison de la réaction inclusive $K^+ + \text{NOYAU} \rightarrow K^0 + \dots$ à une impulsion incidente de 10 GeV/c avec la même réaction sur proton à des impulsions semblables.

Ce travail est composé de trois parties :

- La première est consacrée aux conditions expérimentales de l'expérience sur noyau et à l'obtention du lot d'événements. Pour faire une comparaison quantitative nous évaluerons la section efficace inclusive de la production du K^0 sur noyau, ainsi que la section efficace inélastique totale des K^+ sur noyau, cette dernière à partir d'une interpolation de données expérimentales sur différents noyaux.

- Dans la deuxième partie nous ferons une revue des principaux modèles servant à la description des spectres inclusifs, et décrivant la production multiple des particules lorsqu'on utilise le noyau comme cible.

- Dans la troisième partie nous ferons une comparaison entre nos données sur noyau et celles obtenues sur proton. Nous essayerons de donner une interprétation de ces résultats à l'aide des modèles, et comparerons nos résultats à ceux obtenus dans d'autres expériences.

Cette expérience présente quelques particularités par rapport à d'autres expériences récentes sur noyau :

- c'est une expérience où l'on observe une seule particule dans l'état final, le K^0 .
- l'impulsion incidente est assez faible.

Néanmoins, nous verrons que, dans ses gros traits, la description des processus inclusifs sur noyau qui s'est révélée bonne pour les phénomènes à hautes énergies est déjà, à 10 GeV/c, relativement adéquate. Certaines différences demeurent néanmoins entre leurs prédictions et les résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

CHAPITRE I

CONDITIONS EXPERIMENTALES ET OBTENTION DU LOT D'EVENEMENTS



1.- DESCRIPTION DE L'EXPERIENCE

1.1 - LA CHAMBRE

La chambre à bulles utilisée était la Chambre à Bulles à Liquide Lourd du CERN [1]. C'est un cylindre de 60cm de rayon et de 110cm de profondeur. L'une des bases est une membrane qui comprime et détend le liquide, l'autre est constituée par une glace qui permet à trois caméras de photographier l'intérieur. Une distance de 84cm sépare ces trois caméras les unes des autres. Leur axe optique est parallèle à l'axe du cylindre. La distance optique qui sépare les caméras de la glace est de 220.72cm.

La fait que toutes les parties de la chambre ne soient pas visibles nous conduit à définir un volume utile dont les dimensions sont les suivantes :

$$\begin{aligned} -100 \text{ cm} < Z < 0 \text{ cm} \\ r < 55 \text{ cm} \end{aligned}$$

Z étant la coordonnée le long de l'axe du cylindre et r son rayon. La figure 1 nous montre la disposition de la chambre et ses différentes dimensions.

1.2 - LE LIQUIDE

La chambre était remplie d'un mélange de fréon et propane. La composition de ce mélange est la suivante :

$$\begin{aligned} 63 \% \text{ de propane } (\text{C}_3\text{H}_8) \\ 37 \% \text{ de fréon } (\text{CF}_3\text{Br}) \end{aligned}$$

La proportion est donnée en volume. La densité du liquide et les distorsions ont été étudiées en détail dans la référence [2].

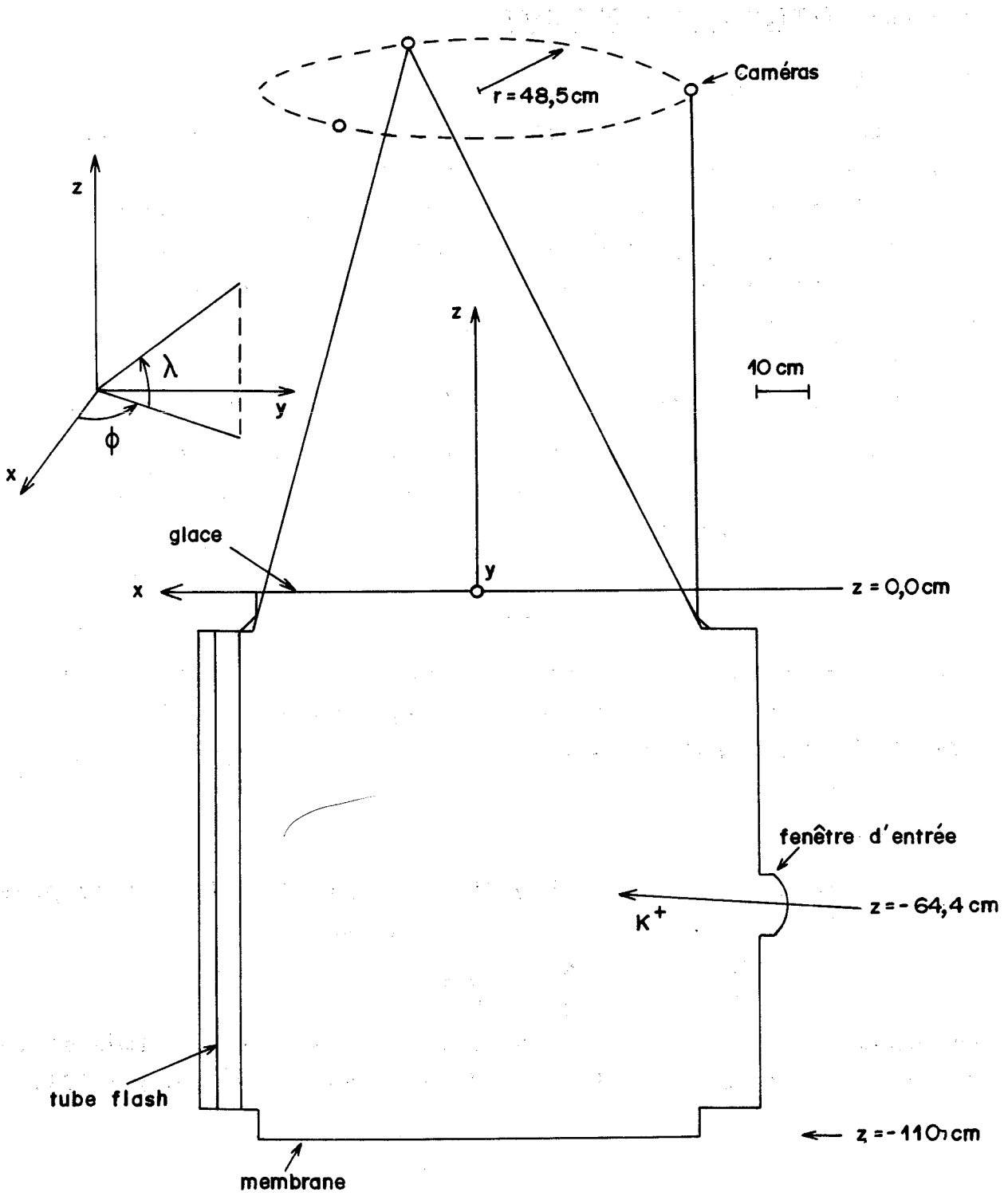


FIG. 1 : LA CHAMBRE A BULLES

1.3 - LE FAISCEAU

L'expérience a eu lieu au CERN en Janvier-Février 1968. Le faisceau utilisé lors de cette expérience était le faisceau séparé U3 [3]. Ce faisceau se décomposait en trois parties principales :

- a) un étage de formation et d'analyse en moment
- b) un étage de séparation
- c) un étage de nettoyage et de mise en place dans la chambre à bulles de 2 mètres.

Les K^+ du faisceau passent d'abord à travers la chambre à bulles à hydrogène de 2 mètres. Les K^+ qui n'ont pas interagi sont à nouveau groupés et focalisés avant d'arriver à la chambre à liquide lourd de 1 mètre.

L'impulsion du faisceau donnée par le constructeur est de $P = 10.12 \pm 0.03$ GeV/c ($\Delta p/p = .3\%$). L'impulsion des K^+ obtenue en tenant compte des différentes pertes d'énergie dues essentiellement à la traversée de la chambre de 2 mètres et des zones à l'air libre a été estimée à 10.01 ± 0.05 GeV/c [2].

La contamination du faisceau est due en grande partie à des μ^+ qui n'interagissent pas, et pour une faible part, à des π^+ et des protons. Le constructeur donne une contamination de 15 à 20 % de muons et de 3 à 5 % de protons et de pions.

La proportion de K^+ dans le faisceau a été estimée à $(80 \pm 5)\%$ dans [2].

1.4 - LE CHAMP MAGNETIQUE

La valeur du champ magnétique donnée par le CERN a été estimée, après correction [2] à 25.82 Kilogauss pour une partie des photographies et à 27.14 Kilogauss pour l'autre partie.

1.5 - LES PHOTOGRAPHIES

Au cours de deux expositions (Janvier-Février 1968), un total de 285.000 photographies ont été prises. Sur ce total, 35.000 photographies ont été rejetées à cause de la non homogénéité du champ magnétique.

Pour notre expérience, nous avons étudié 58 800 photographies réparties sur 49 films.

Le tableau I résume toutes les conditions expérimentales .

CONDITIONS EXPERIMENTALES

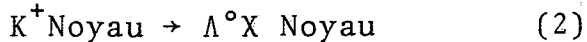
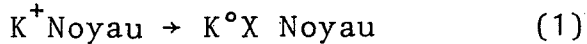
EXPERIENCE	K ⁺ SUR NOYAU
IMPULSION	10.0 ± 0.1 GeV/c
PROPORTION DE K ⁺ DANS LE FAISCEAU	80 ± 5 %
CHAMP MAGNETIQUE	25.82KG (20400 photos) 27.14KG (38400 photos)
LIQUIDE	C ₃ H ₈ : 63 % } en volume CF ₃ Br : 37 % }
DENSITE DU LIQUIDE	0.826 gr/cm ³
LONGUEUR DE RADIATION χ_0	24.94 cm
PROBABILITE DE MATERIALISATION D'UN PHOTON DANS LA CHAMBRE	72 %

T A B L E A U I

2.- DEPOUILLEMENT DES EVENEMENTS

Nous étudions, de manière inclusive, la production du K^0 et du Λ^0 à partir de la réaction K^+ sur noyau.

Voici les deux réactions inclusives étudiées :



Dans ces deux réactions, X représente un système de particules où la somme de charges est quelconque. Le noyau final peut se trouver brisé et émettre des protons d'évaporation et de réaction.

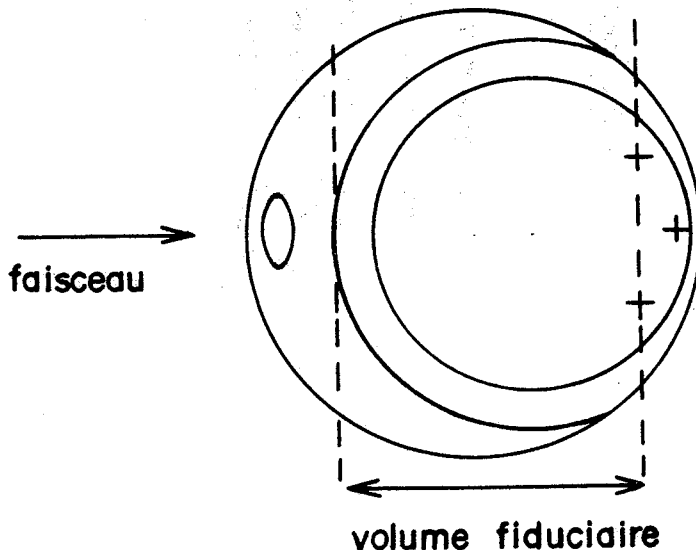
Nous appellerons dans la suite le K^0 et le Λ^0 des V^0 . Un V^0 est donc un ensemble de 2 traces de signes opposés partant en forme de V d'un point isolé de la chambre (voir figure 2).

2.1 - DEPOUILLEMENT ET SELECTION

Nous allons tout d'abord définir les critères concernant le volume fiduciaire, les traces du faisceau, les interactions et les photos. Ensuite les critères pour la sélection du V^0 .

2.1.1 - Volume fiduciaire

Le volume fiduciaire a été défini sur la vue 2 comme l'indique la figure suivante (volume où l'interaction primaire doit avoir lieu). La longueur du volume fiduciaire est de 75 ± 5 cm.



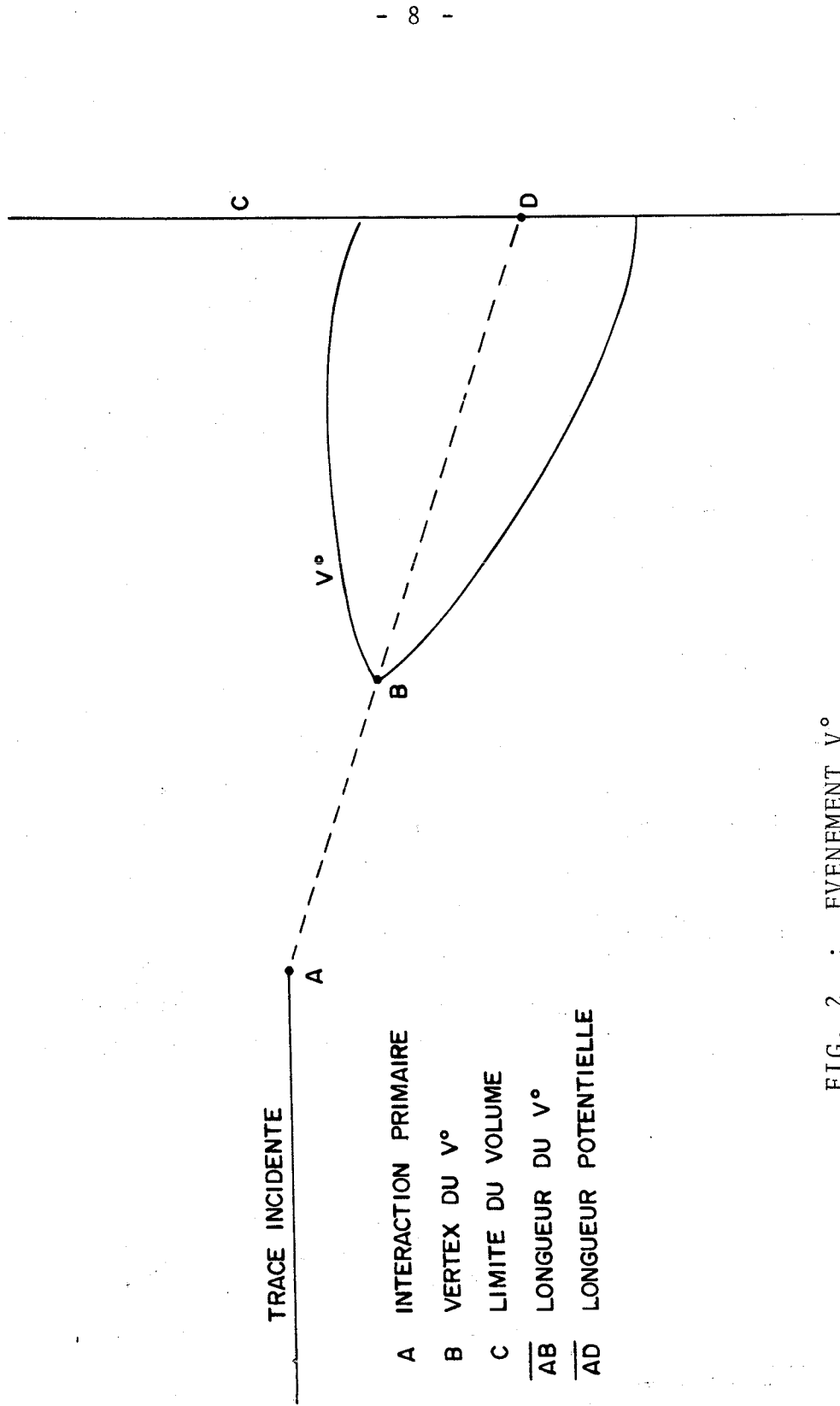


FIG. 2 : EVENEMENT V°

2.1.2 - Traces du faisceau

Les traces incidentes sont considérées comme appartenant au faisceau si :

- a) elles entrent dans la chambre par la fenêtre et atteignent le volume fiduciaire sans interagir
- b) elles ont une courbure positive
- c) elles sont parallèles entre elles

2.1.3 - Interactions légales

Ce sont les interactions primaires (produites par des traces du faisceau) dans le volume fiduciaire.

D'après l'objet de ce "scanning", elles peuvent avoir un nombre quelconque de traces rapides (0, 1, 2, 3, ...) de protons ou de blobs, mais elles doivent avoir au moins un V° associé (les interactions avec 2, 3 V° ont été notées).

2.1.4 - Photos non "scannables"

Toutes les photos présentant plus d'une interaction dans le volume total sont rejetées (par exemple : une photo ayant 1 interaction légale et une interaction hors du volume fiduciaire).

Les photos dont l'une des trois vues est inutilisable (superposée, blanche, noire, mal développée) sont aussi rejetées.

2.1.5 - Critères pour les V°

Nous avons défini dans 2.1.1 le volume où l'interaction primaire doit avoir lieu. Nous devons définir un volume plus étendu où le V° doit se désintégrer. Le volume choisi est celui défini dans la partie 1.1, c'est-à-dire le volume visible.

Si une des traces du V° interagit à moins de 5mm du vertex, le V° est rejeté. Cette coupure préliminaire est faite pour n'avoir pas d'erreurs trop grandes affectant les mesures des traces du V° .

Lorsque toutes les conditions précédentes sont remplies, on détermine le V^0 de la manière suivante :

- si la trace positive du V^0 s'arrête dans la chambre avec une forte ionisation, on peut dire qu'il s'agit d'un proton et le V^0 est un Λ^0 .

- si la trace positive est un méson π (identifié par sa désintégration $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ (100 %) dans la chambre, le V^0 est un K^0).

- dans les autres cas, on ne pourra pas déterminer la nature du V^0 par simple inspection ; c'est l'ajustement cinématique qui va en décider. L'ajustement sera dans tous les cas essayé.

Nous classons les V^0 en 2 catégories selon la manière dont ils pointent sur l'interaction primaire :

1. Les sûrs : le V^0 ne peut pointer qu'à la seule interaction légitime (interaction primaire).

2. Les ambigus : le V^0 peut aussi pointer sur une interaction secondaire.

Le nombre des traces rapides (traces de faible ionisation provenant de l'interaction primaire) et des protons (identifiés par leur forte ionisation et leur arrêt dans la chambre) avec leur répartition en avant et en arrière, a été compté pour chaque événement. Le nombre de blobs à l'interaction primaire a également été compté.

2.2 - EFFICACITE DU DEPOUILLEMENT

L'efficacité du dépouillement a été calculée sur une partie des films ayant subi un double dépouillement.

La méthode employée pour ce calcul est basée sur les hypothèses habituelles :

a) le fait de rencontrer un événement est purement aléatoire, c'est-à-dire que l'on peut définir une probabilité de détection.

b) la probabilité de détection est indépendante de l'événement et de la personne qui recherche l'événement.

On démontre [4] qu'une estimation de l'efficacité ϵ_i du dépouillement i est donnée par (cas de 2 dépouillements i et j) :

$$\epsilon_i = \frac{N_{ij}}{N_j} \quad \text{avec une erreur} \quad \sqrt{\frac{\epsilon_i(1-\epsilon_i)}{N_j}}$$

où N_i , N_j et N_{ij} sont les nombres respectifs d'événements trouvés dans les dépouillements i , j et dans les deux simultanément.

Nous avons obtenu la valeur :

$$\epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2} = 0.77 \pm 0.03$$

Cette efficacité a été obtenue avant l'ajustement cinématique et coupures. Nous avons vérifié que cette quantité ne change pas sensiblement après l'ajustement cinématique et les coupures.

La valeur ϵ_1 est l'efficacité d'un seul dépouillement, nous ne calculons pas l'efficacité de l'autre dépouillement parce que nous n'avons pas tenu compte de ces événements.

Cette faible valeur de l'efficacité s'explique par la présence d'événements difficiles à reconnaître, par exemple lorsque le V^0 est superposé aux traces sortantes d'une interaction secondaire.

3.- TRAITEMENT DES EVENEMENTS

Dans cette partie nous étudierons le traitement des événements trouvés lors du dépouillement. Tout d'abord nous verrons le stade de la mesure, ensuite celui de la reconstruction géométrique dans l'espace et enfin celui de l'ajustement des quantités mesurées compte tenu des équations de conservation.

3.1 - LA MESURE

Elle a été faite avec des projecteurs digitalisés, type I.E.P. ; leur rôle consiste à transformer les coordonnées photographiques en coordonnées digitalisées sur cartes perforées.

Pour chaque événement, on mesure la trace faisceau, le point d'interaction de celle-ci, le sommet du V° et les deux traces correspondantes (voir figure 2), ainsi que les croix fiduciaires.

Les traces sont mesurées sur les 3 vues ; la mesure est celle d'une dizaine de points répartis sur toute la longueur de la trace.

Une estimation de l'erreur de pointé a été faite dans la référence [5]. Cette erreur est de l'ordre d'une centaine de microns sur la table.

3.2 - RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE

La reconstruction géométrique des événements est faite par le programme SPIGAM. Il reconstitue les traces dans l'espace à partir des points mesurés en ajustant une hélice sur la trace par la méthode des moindres carrés.

Le programme SPIGAM nous donne finalement pour chaque trace, la courbure $1/R_0$, l'angle de profondeur λ et l'azimuth ϕ définis dans la figure 1.

Les angles des traces sont donnés à l'extrémité de celles-ci (au vertex), tandis que les impulsions sont estimées au milieu de la trace.

Le programme nous donne aussi les erreurs liées à chaque variable, en tenant compte des incertitudes introduites par les appareils de mesure. Les incertitudes dues à la diffusion coulombienne sont introduites après.

3.3 - AJUSTEMENT CINEMATIQUE

Toutes les hypothèses possibles pour l'interprétation d'un événement sont essayées par GRIND [6].

Pour chaque événement, le programme GRIND assigne à chaque trace une masse, ensuite il essaie d'ajuster les quantités mesurées, provenant de SPIGAM pour satisfaire les équations de conservation d'énergie et impulsion.

A chaque hypothèse ajustée, avec un nombre de contraintes déterminé, la méthode des moindres carrés employée nous donne un χ^2 et sa probabilité correspondante, ceci nous permet d'avoir un degré de confiance dans l'hypothèse.

Dans la plupart des cas, l'ajustement est sans ambiguïté, c'est-à-dire qu'une seule hypothèse est vérifiée. Cependant ce n'est pas toujours le cas, puisque le programme peut ajuster plusieurs hypothèses, nous aurons donc des événements cinématiquement ambigus (ambiguïté sur la nature du V°). A ne pas confondre avec l'ambiguïté de pointage indiquée au 2.1.5

Dans notre lot d'événements nous avons 20 % d'événements cinématiquement ambigus, c'est-à-dire de V° s'ajustant aussi bien à l'hypothèse K° qu'à l'hypothèse Λ° .

Nous ajustons soit la désintégration du K° , soit celle du Λ° . Pour réaliser ceci nous utilisons les équations de conservation suivantes :

$$P_{V^\circ} \cos \lambda_{V^\circ} \cos \varphi_{V^\circ} - P_+ \cos \lambda_+ \cos \varphi_+ - P_- \cos \lambda_- \cos \varphi_- = 0$$

$$P_{V^\circ} \cos \lambda_{V^\circ} \sin \varphi_{V^\circ} - P_+ \cos \lambda_+ \sin \varphi_+ - P_- \cos \lambda_- \sin \varphi_- = 0$$

$$P_{V^\circ} \sin \lambda_{V^\circ} - P_+ \sin \lambda_+ - P_- \sin \lambda_- = 0$$

$$\sqrt{P_{V^\circ}^2 + M_{V^\circ}^2} - \sqrt{P_+^2 + m_+^2} - \sqrt{P_-^2 + m_-^2} = 0$$

P_{V° représente l'impulsion de la particule qui se désintègre dans notre cas, c'est le K° ou le Λ° ; P_+ et P_- sont les impulsions des

particules chargées venant de la désintégration, les angles λ et φ sont les angles de chacune des particules définies dans la figure 1.

Si toutes les quantités sauf P_{V^0} sont connues dans les équations vues ci-dessus nous avons un ajustement à 3 contraintes. En réalité, le programme GRIND essaie de faire une coïncidence entre la ligne de vol du V^0 et la ligne neutre ou direction du V^0 , en tenant compte des erreurs de ces 2 directions.

La ligne de vol du V^0 est obtenue à partir de traces provenant de la désintégration ; la ligne neutre est définie par la droite joignant l'interaction primaire et le vertex du V^0 .

Si la coïncidence entre la ligne de vol du V^0 et la ligne neutre est bonne nous avons un ajustement à 3 contraintes ; dans le cas contraire nous avons un ajustement à 1 seule contrainte.

Avant l'ajustement cinématique nous avons 1201 événements, après ajustement, il nous reste 1101 événements. Dans les événements que nous avons éliminés, il y avait 15 % des événements avec $2V^0$ et 85 % qui n'ont satisfait aucune des hypothèses.

Nous avons éliminé les événements à $2V^0$.

La probabilité relative, pour un π^+ par rapport à un K^+ , de produire $2V^0$, compte tenu de la proportion des π^+ dans le faisceau est de l'ordre de 9 % (voir Appendice), tandis que la probabilité relative, pour un π^+ , de donner un seul V^0 est de l'ordre de 1.3 %, par rapport à un K^+ , cette coupure diminue surtout la contamination des \bar{K}^0 .

Dans le tableau II nous montrons la répartition des événements Λ^0 et K^0 par nombres de contraintes, après l'ajustement cinématique.

CONTRAINTES EVENEMENTS	3C	1C	TOTAL
K°	693	115	808
Λ°	75	16	91
AMBIGUS $K^{\circ}/\Lambda^{\circ}$	173	29	202

T A B L E A U I I

3.4 - SELECTION DES EVENEMENTS APRES L'AJUSTEMENT CINEMATIQUE

Dans cette partie, nous ferons une sélection préliminaire des événements ajustés, nous regarderons en particulier les événements ajustés à une seule contrainte, les événements cinématiquement ambigus et les événements avec une erreur trop grande dans la mesure des impulsions des traces chargées.

3.4.1 - Evénements ajustés avec une seule contrainte

Ce sont les événements où la ligne de vol et la ligne neutre ne coïncident pas (voir 3.3).

Une étude des différences des angles entre la ligne neutre et la ligne de vol du V° nous confirme le désaccord entre ces deux directions.

Les événements 1C sont les événements où le V° a eu une interaction avant de se désintégrer ou des événements qui proviennent d'une autre interaction (trace rapide par exemple) et qui pointent assez mal sur l'interaction primaire.

La distribution des longueurs de désintégration d'événements 1C nous dit que la plupart de ces événements ont parcouru une grande longueur avant de se désintégrer.

Pour diminuer la contamination de notre lot par des V^0 provenant d'une autre source, et par des V^0 qui ont interagi avant de se désintégrer, on rejette tous les événements 1C.

3.4.2 - Evénements cinématiquement ambigus

Les sources possibles d'ambiguïté sont les suivantes :

- a) imprécision dans la mesure des petits angles
- b) indiscernabilité par l'ajustement cinématique entre le proton et le méson π pour des impulsions supérieures à 1.5 GeV/c.

La distribution du cosinus de l'angle que fait la particule positive avec la ligne de vol du V^0 dans son système au repos (appelons cette distribution $\cos\theta_{V^0,+}^*$), nous permet d'étudier les régions d'ambiguïté. Nous nous attendons à ce que les distributions du $\cos\theta_{V^0,+}^*$ dans le cas du K^0 et Λ^0 soient uniformes. Ceci est vrai pour les K^0 qui n'ont pas de spin et pour les Λ^0 , s'ils ne sont pas polarisés.

Les figures 3 et 4 nous montrent les distributions du $\cos\theta_{V^0,+}^*$ pour les événements ambigus ; en (3) on a supposé que tous sont des K^0 tandis que en (4) on a supposé que tous sont des Λ^0 .

Les figures 5 et 6 nous montrent les distributions du $\cos\theta_{V^0,+}^*$ pour les événements sûrs, c'est-à-dire le K^0 et le Λ^0 respectivement.

Un essai de séparation de ces événements a été fait ; la méthode était basée sur la comparaison entre les distributions (3) et (4) et le fait qu'on s'attend à trouver les distributions (5) et (6) uniformes.

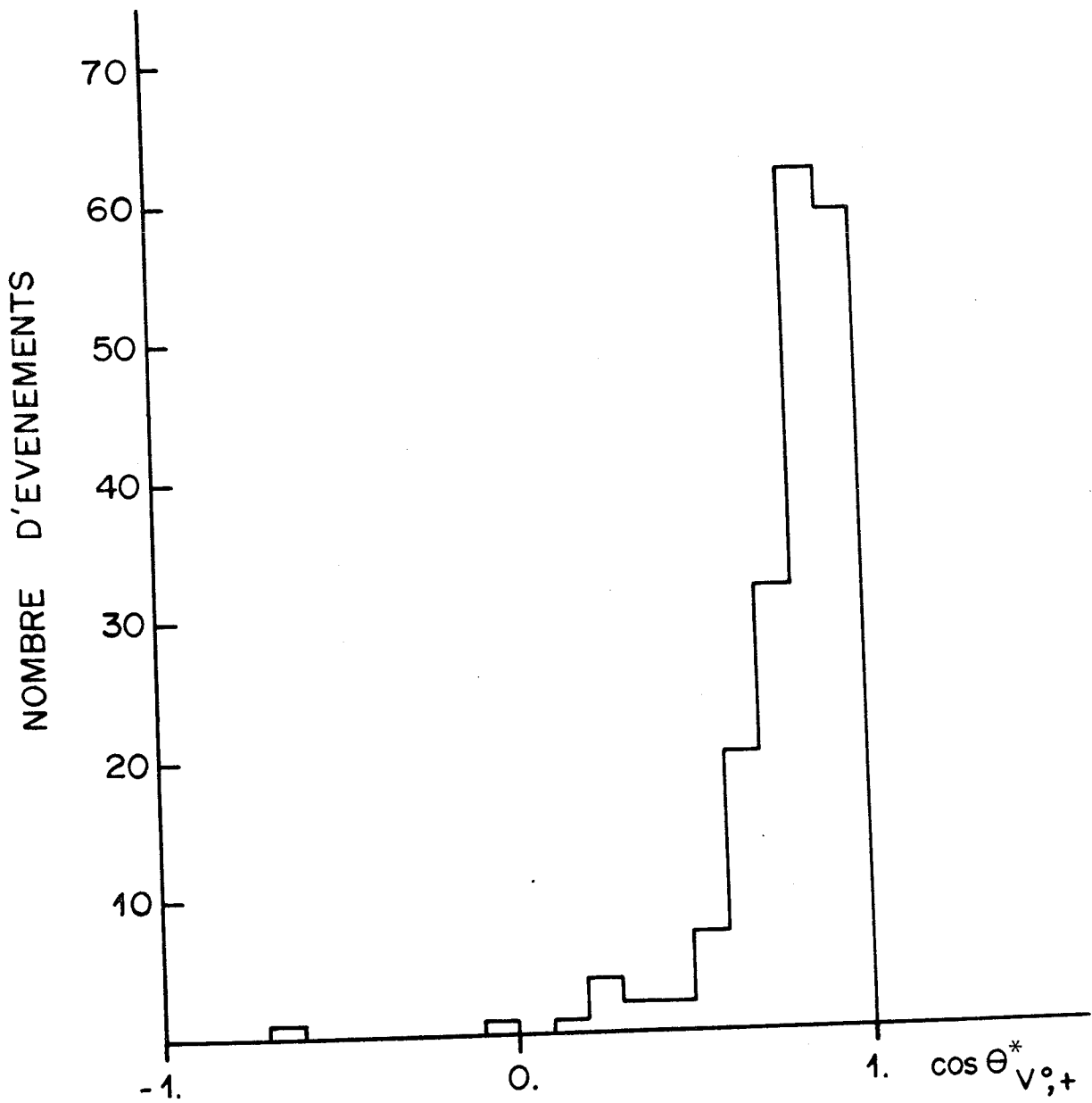


FIG. 3 : DISTRIBUTION DE L'ANGLE DE DESINTEGRATION
EVENEMENTS AMBIGUS (on suppose que se sont
des K^0)

1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that proper record-keeping is essential for transparency and accountability, particularly in financial matters. This section also touches upon the legal implications of failing to maintain such records, which can lead to severe consequences for individuals and organizations alike.

2. The second part of the document delves into the specific requirements for record-keeping, including the types of documents that must be retained and the duration for which they should be kept. It provides a detailed overview of the various categories of records, such as financial statements, contracts, and correspondence, and outlines the best practices for organizing and storing these documents to ensure they are easily accessible when needed.

3. The third part of the document addresses the challenges associated with record-keeping, particularly in the context of digital information. It discusses the risks of data loss, corruption, and unauthorized access, and offers strategies to mitigate these risks. This includes the use of secure storage solutions, regular backups, and access controls to protect sensitive information.

4. The fourth part of the document focuses on the role of record-keeping in compliance with various regulations and standards. It highlights the importance of staying up-to-date with the latest legal requirements and industry best practices to avoid penalties and ensure the integrity of the organization's operations. This section also provides guidance on how to conduct regular audits to verify that all records are being maintained in accordance with the applicable rules.

5. The fifth and final part of the document concludes by summarizing the key takeaways and emphasizing the long-term benefits of a robust record-keeping system. It stresses that while maintaining records may seem like a tedious task, it is a critical component of any successful organization's infrastructure, providing a clear and reliable history of its activities and decisions.

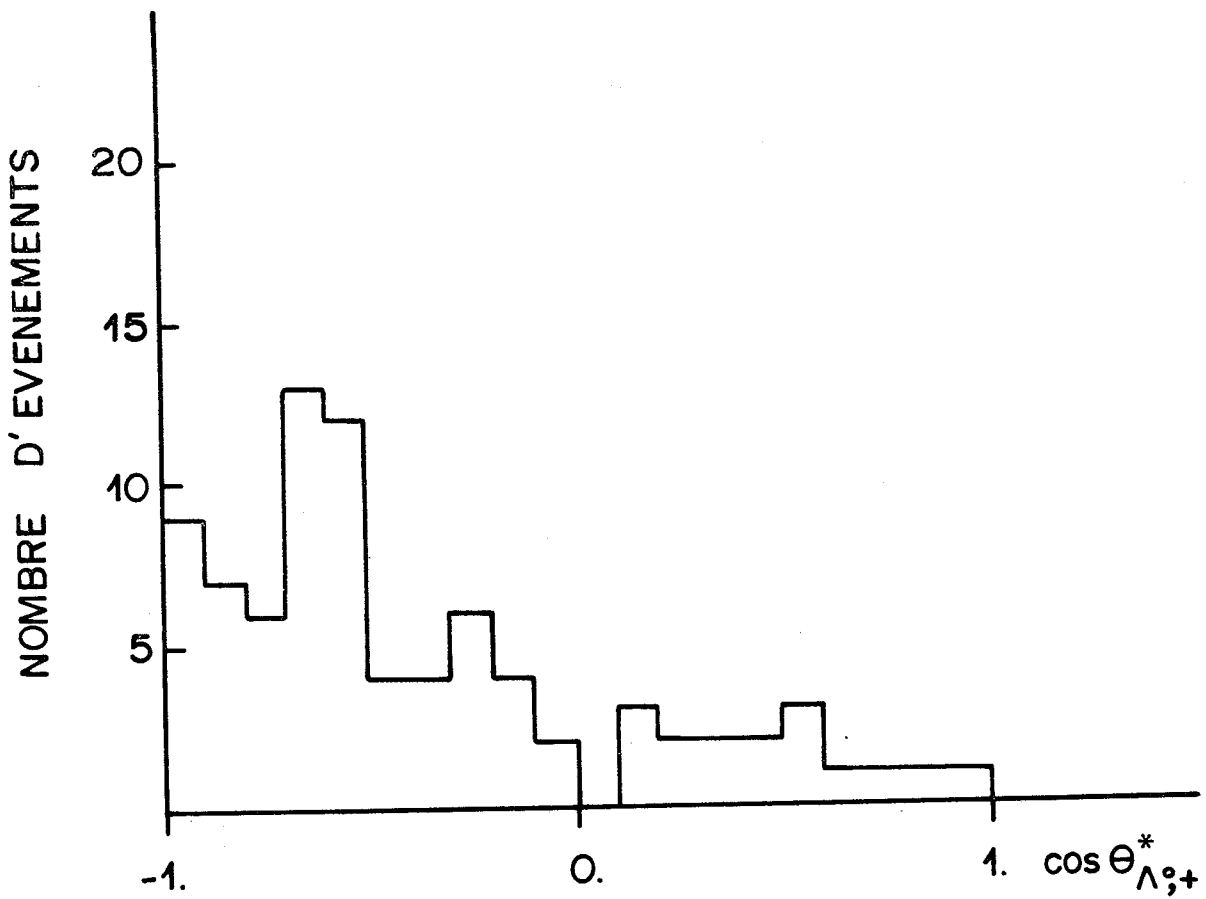
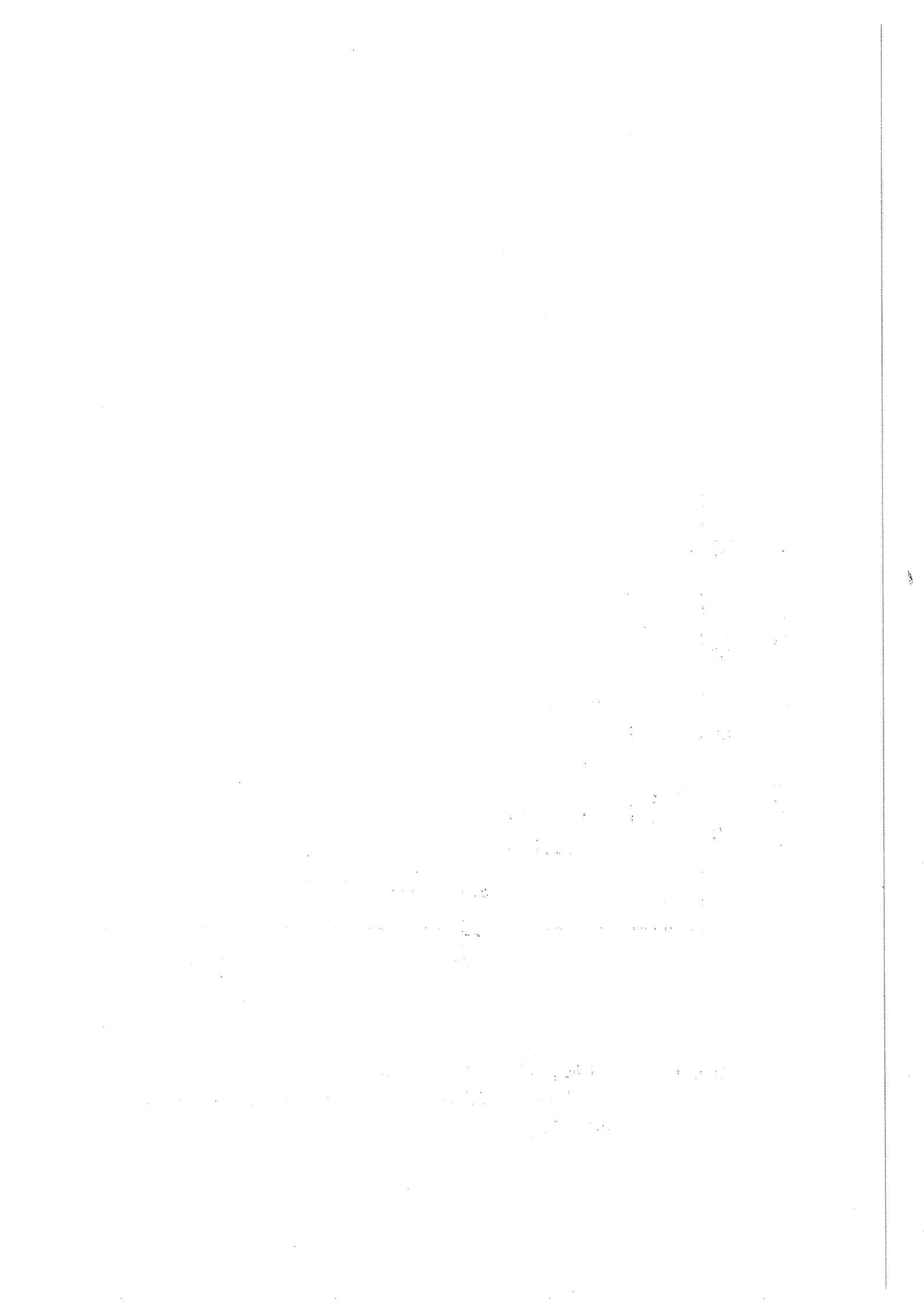


FIG. 4 : DISTRIBUTION DE L'ANGLE DE DESINTEGRATION
EVENEMENTS AMBIGUS (on suppose que se sont
des Λ^0)



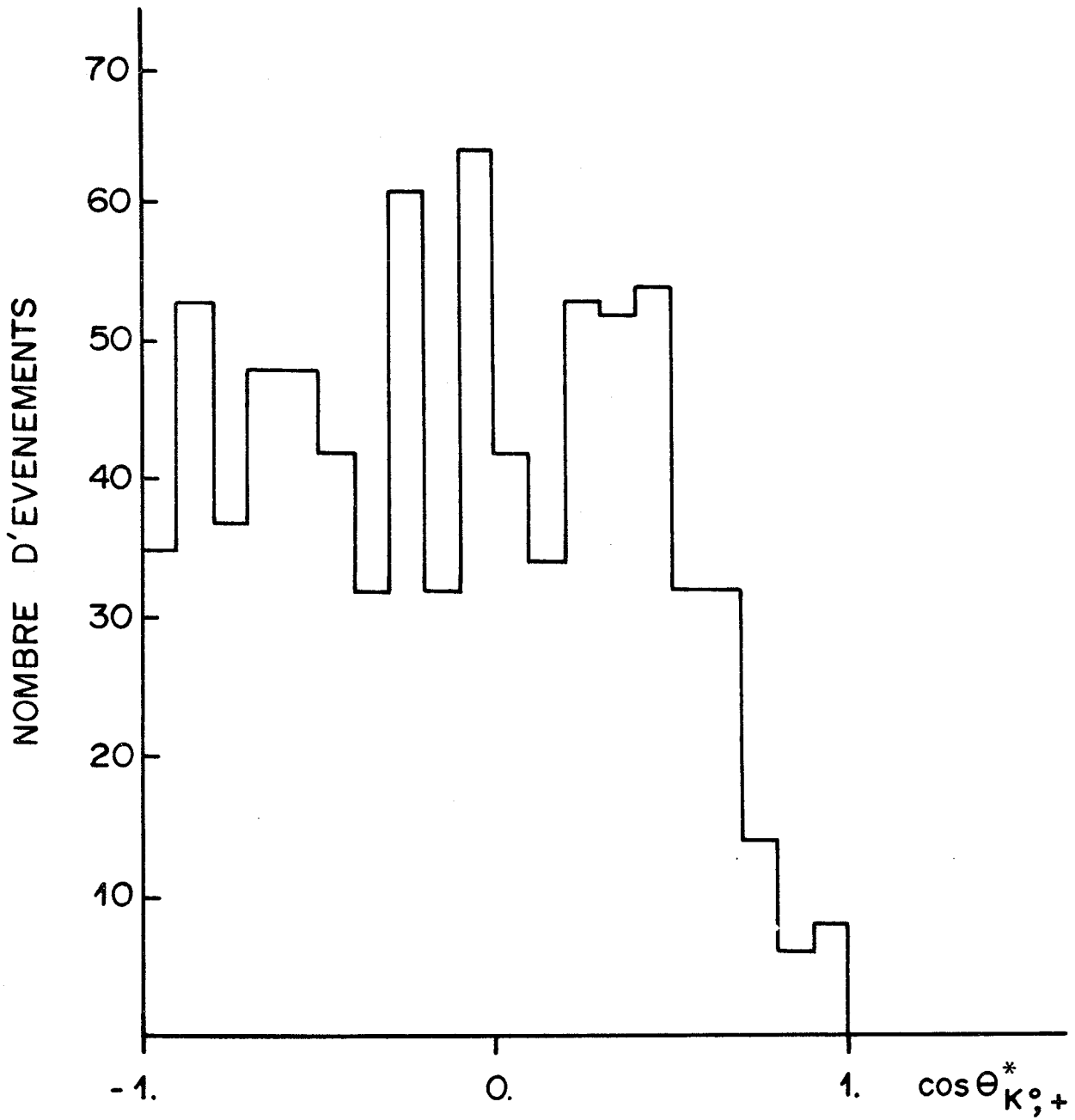
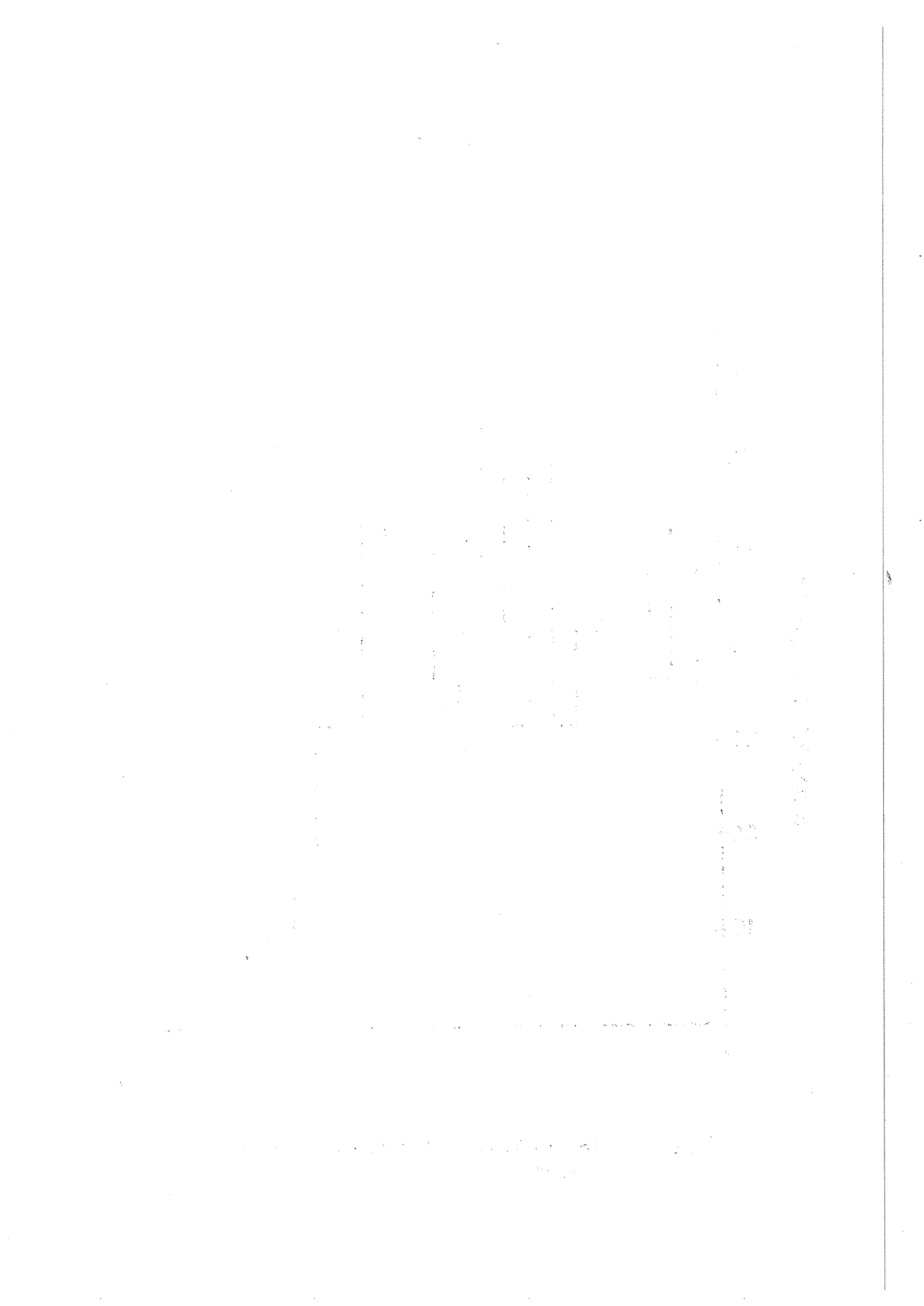


FIG. 5 : DISTRIBUTION DE L'ANGLE DE DESINTEGRATION
EVENEMENTS K^0



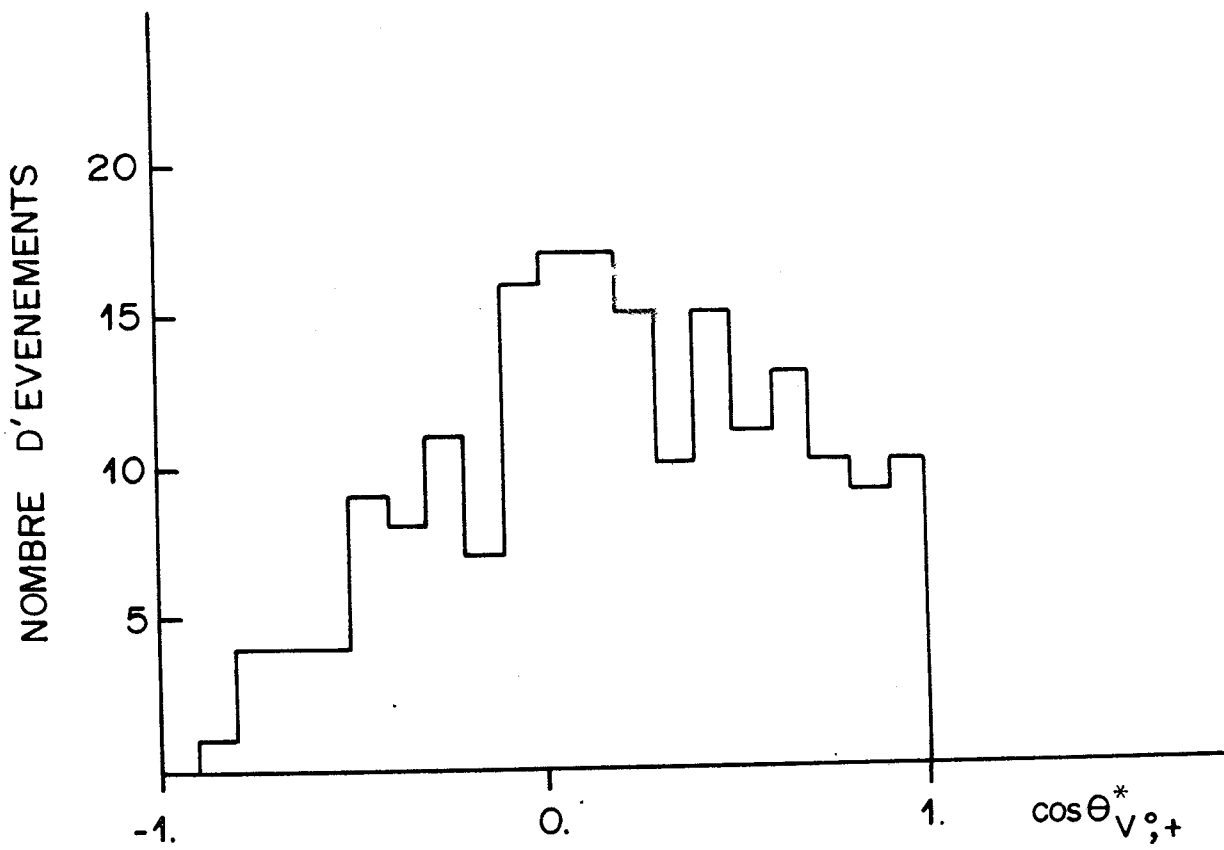
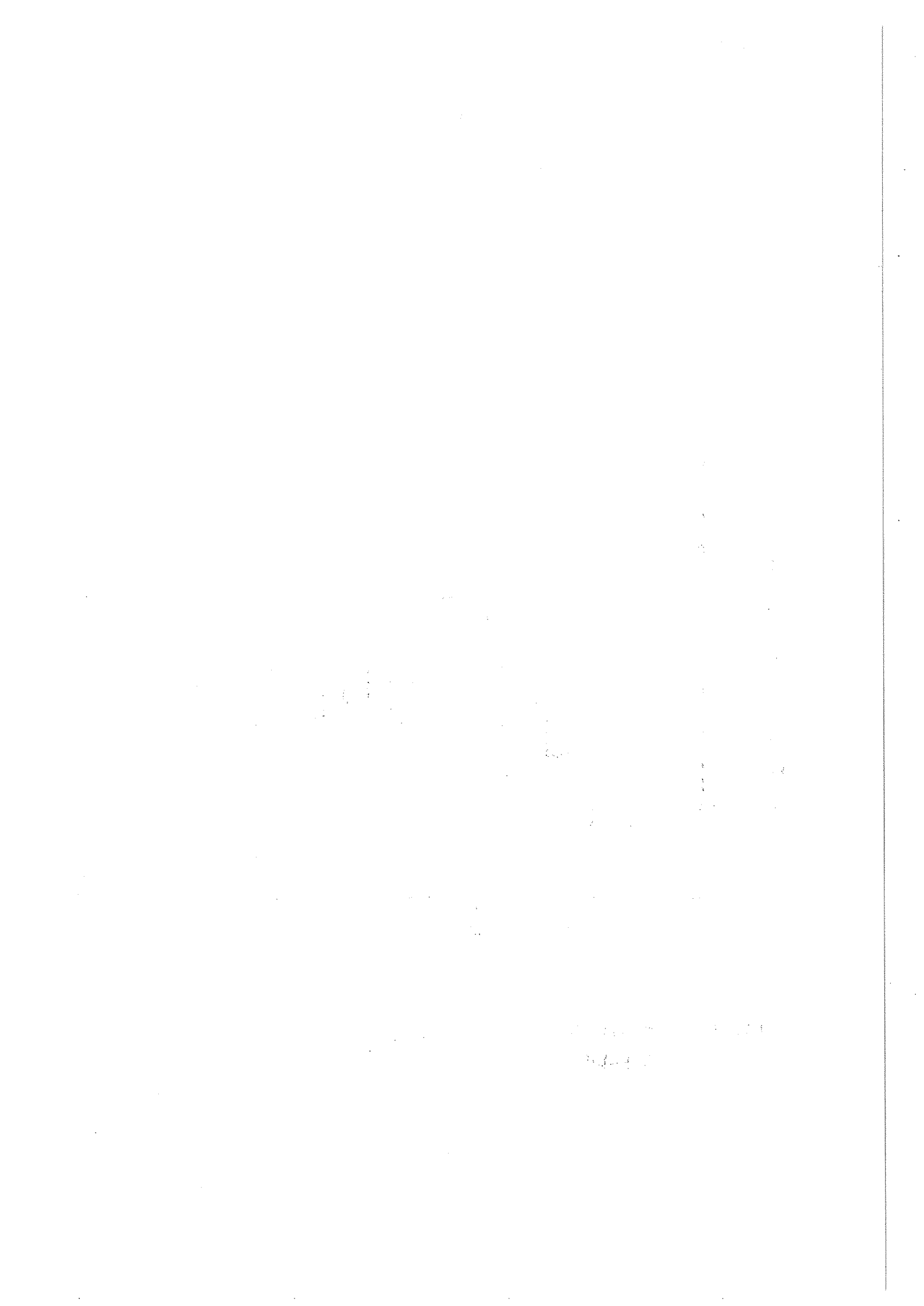


FIG. 6 : DISTRIBUTION DE L'ANGLE DE DESINTEGRATION
EVENEMENTS Λ^0



Les pertes d'événements dans les distributions (5) et (6) sont compensées par les événements ambigus des figures (3) et (4).

En admettant des distributions plates nous devons avoir 64 % d'événements K^0 et 36 % des Λ^0 dans les événements ambigus. Mais nous n'avons pas trouvé de critère permettant de sélectionner, événement par événement, la bonne hypothèse (K^0 ou Λ^0) avec un niveau de confiance suffisamment bon. Pour éviter des contaminations trop fortes nous rejetons donc tous les événements ambigus.

Dans la partie 1.4 nous discuterons les coupures faites au lot d'événements sûrs et les pondérations employées correspondantes.

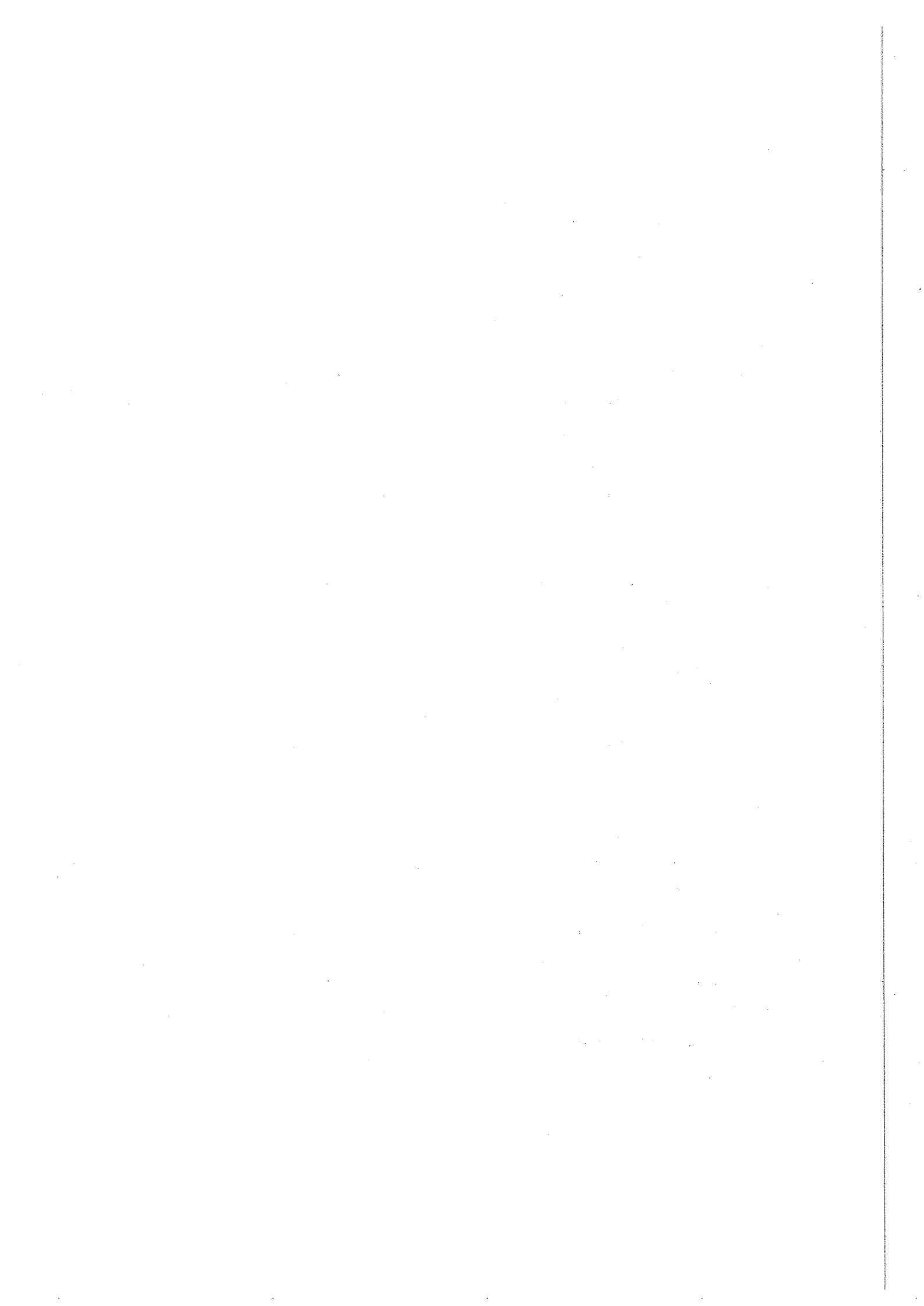
Après le rejet des événements 1C et des événements ambigus il nous reste 75 événements Λ^0 . Dorénavant nous n'étudierons que les K^0 vu la faible statistique dont nous disposons en Λ^0 .

3.4.3 - Evénements avec des traces mal mesurées

La figure 7 nous montre la distribution de l'erreur relative sur l'impulsion des K^0 ($\Delta p/p$) reconstruite à partir des traces.

Pour éliminer les événements avec des erreurs relatives trop grandes nous rejetons tous les événements avec une erreur relative supérieure à 40 %. Nous rejetons 17 % d'événements avec cette coupure.

L'erreur relative dans l'impulsion est liée aux longueurs des traces ; une trace qui intéragit trop près du vertex du V^0 a une longueur trop courte pour que son rayon de courbure soit déterminé avec précision. Par conséquent, l'incertitude sur la mesure de l'impulsion est trop grande.



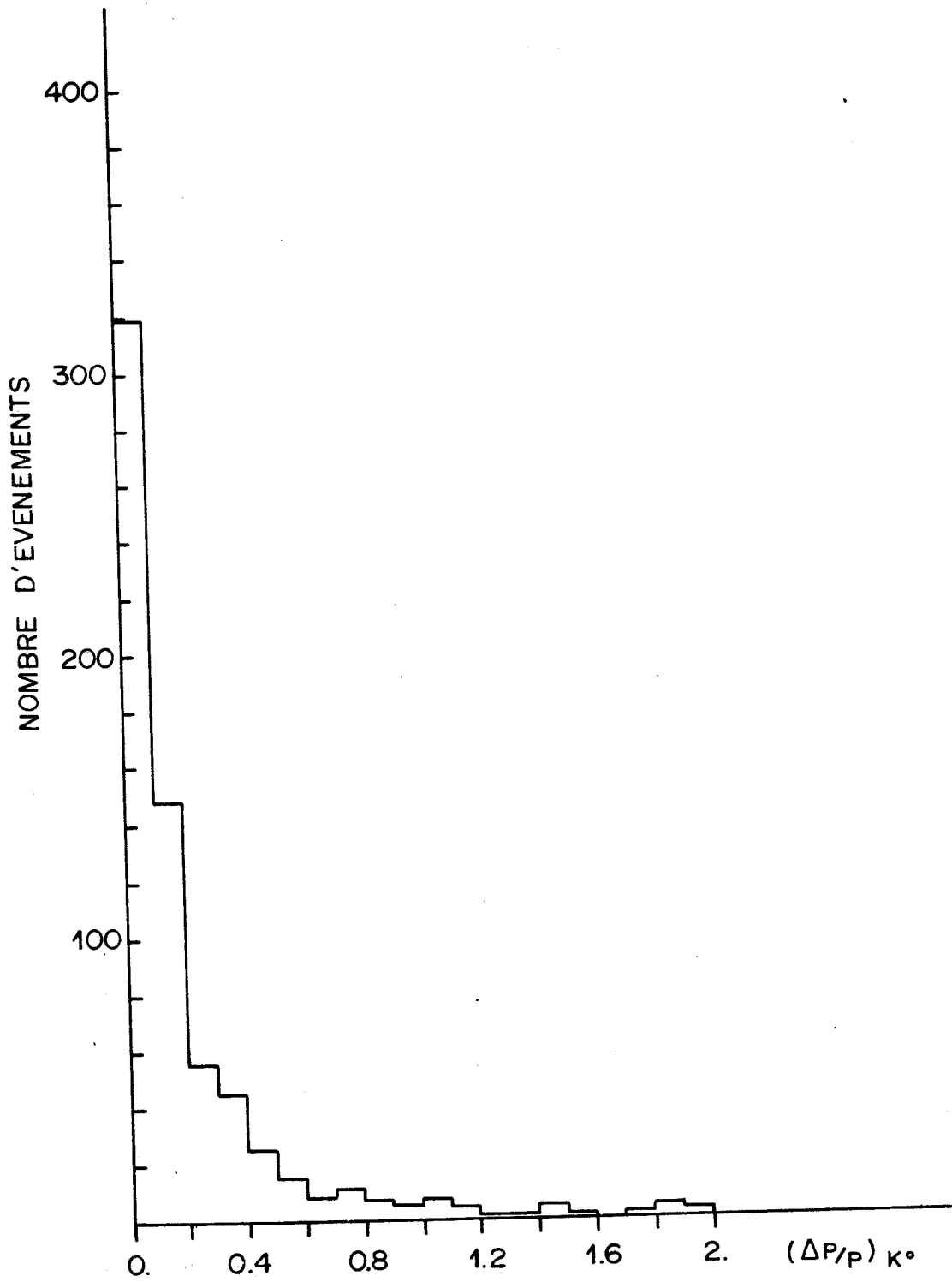


FIG. 7 : DISTRIBUTION DE L'ERREUR RELATIVE SUR L'IMPULSION DES K°

4.- PROBABILITE DE DETECTION ET SECTION EFFICACE INCLUSIVE

4.1 - ETUDE DES COUPURES ET POIDS

Pour connaître la section efficace inclusive pour la production du K^0 , nous devons tout d'abord estimer le nombre vrai d'événements produits. Celui-ci est estimé en donnant à chaque événement un poids qui est fonction de sa probabilité de détection.

La pondération est d'autant meilleure que la détection est bonne. L'objet des coupures est d'éliminer les événements qui ont été trouvés dans des régions de mauvaise détection, soit par exemple des événements avec une longueur trop petite ou trop grande ou bien des événements trouvés aux bords de la chambre.

Une justification théorique des coupures et pondérations est donnée en détail dans la référence [21].

4.1.1 - Corrections liées au volume fini de la chambre

Le nombre des V^0 observés est réduit pour plusieurs raisons :

a) le fait que notre détecteur est limité dans l'espace nous réduit le nombre d'événements observés ;

b) un V^0 produit trop près de l'interaction primaire (l court) est souvent perdu ;

c) un V^0 peut interagir avec les noyaux du liquide avant de se désintégrer et être perdu dans la mesure ou il ne "pointe" plus sur l'interaction primaire.

La distribution des longueurs des V^0 dépend de deux phénomènes physiques : l'un est la désintégration du V^0 et l'autre, l'ensemble de ses interactions dans le liquide. La distribution des longueurs est une exponentielle de la forme $e^{-l/\lambda t}$. La probabilité de disparition d'un V^0 dans une longueur dl est la somme des deux termes, dl/λ_i qui décrit les interactions et

$d\ell/\lambda d$ qui décrit sa désintégration. Nous pouvons écrire alors :

$$d\ell/\lambda t = d\ell/\lambda i + d\ell/\lambda d.$$

La longueur moyenne de désintégration λd du V^0 est liée à sa vie moyenne (τ_0), à son impulsion et à sa masse par la relation :

$$\lambda d = (c\tau_0) P_{V^0}/M_{V^0}.$$

La longueur d'interaction (λ_i) est fonction de la section efficace d'interaction du V^0 , cette longueur ne sera pas considérée parce que nous avons éliminé une partie d'événements qui ont interagis (événement 1C).

Notre lot d'événements 3C comporte aussi une partie d'événements qui ont interagis, ce sont des événements qui ont souffert une diffusion élastique à faible angle. Nous devons donc considérer en plus de la longueur de désintégration une contribution donnée par une partie de la section efficace élastique. La méconnaissance de cette partie de la section efficace élastique entraîne une erreur de l'ordre de 1 % sur λd pour le cas du K^0 . Nous avons vérifié qu'une erreur de 1 % dans λd entraîne une erreur négligeable pour notre poids.

Au lieu d'étudier la distribution exponentielle de la longueur ℓ , nous étudions la variable associée suivante :

$$Q(\ell) = \frac{\int_{\ell_{\text{MIN}}}^{\ell} P(x) dx}{\int_{\ell_{\text{MIN}}}^{\ell_{\text{MAX}}} P(x) dx} \quad \text{avec } P(\ell) = e^{-\ell/\lambda d} \cdot 1/\lambda d$$

La distribution de $Q(\ell)$ devrait être uniforme entre 0 et 1.

La figure 8 nous montre la distribution de cette variable pour $\ell_{\text{MIN}} = 0$ et ℓ_{MAX} égale à la longueur de la chambre. Une perte très nette est visible pour les petites valeurs de $Q(\ell)$, donc de la longueur ℓ . Pour éliminer cette région de mauvaise détection nous rejetons tous les événements ayant une longueur inférieure à 1.6cm .

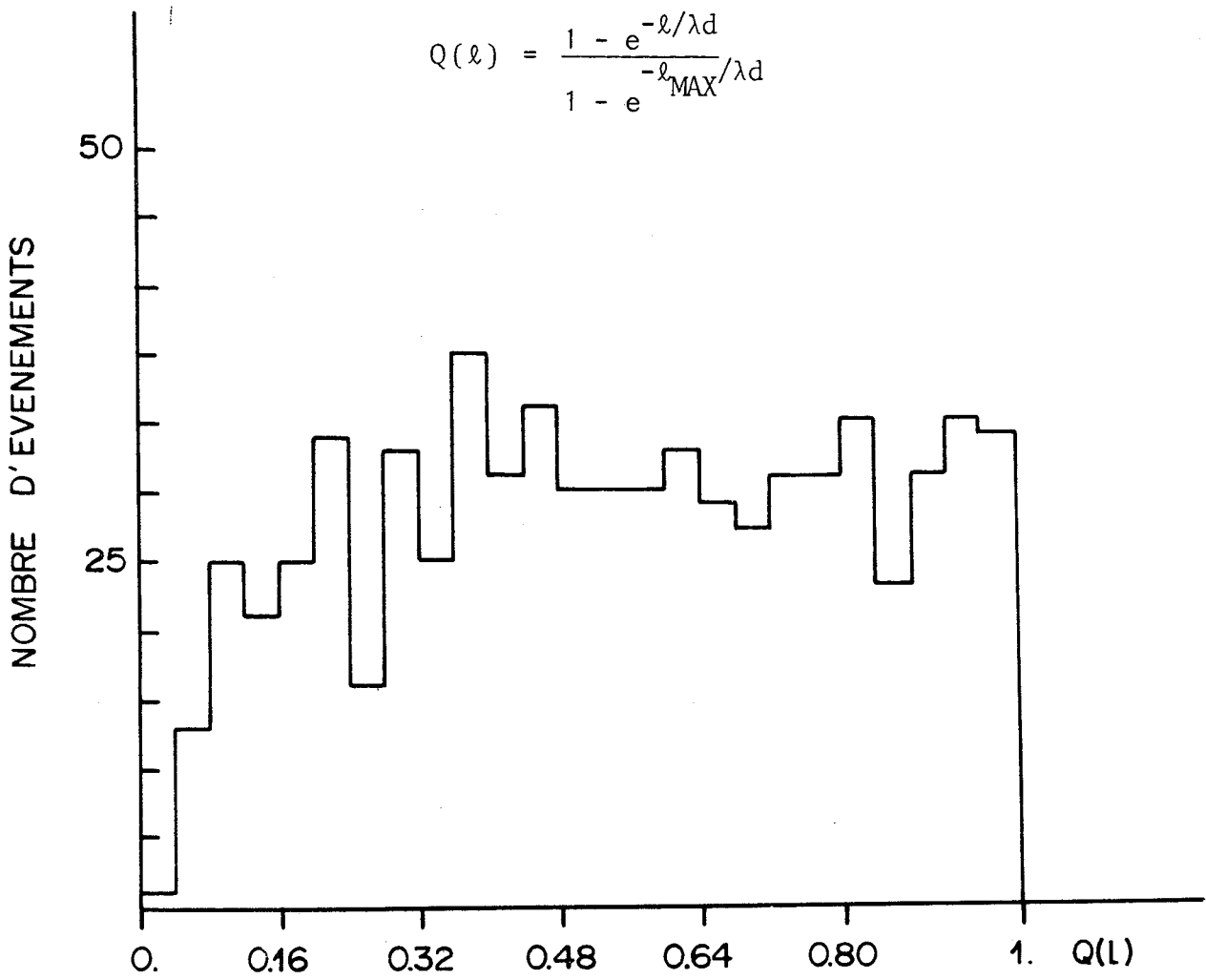
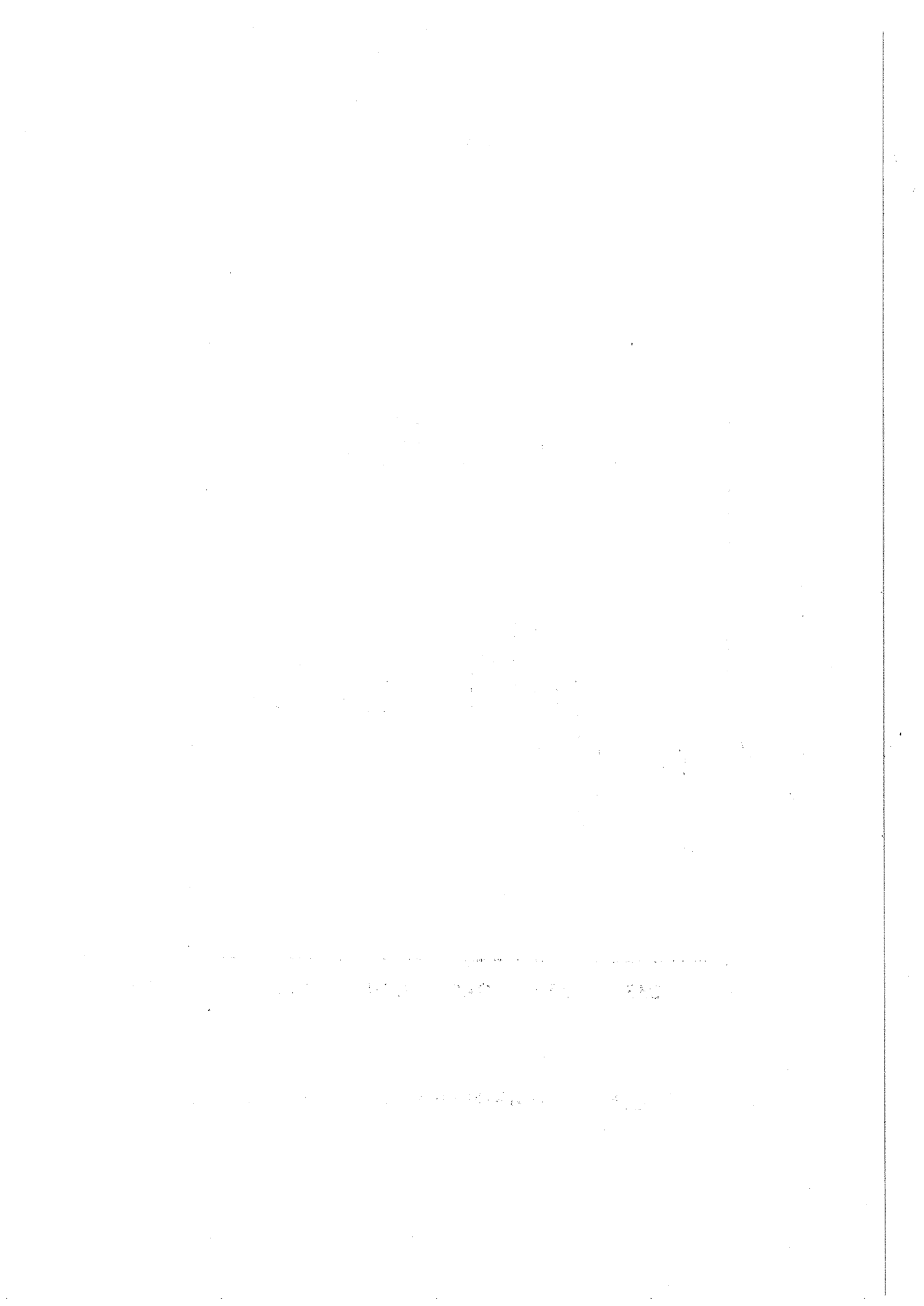


FIG. 8 : DISTRIBUTION DE LA VARIABLE $Q(\ell)$



La distribution $Q(\ell)$ pour les événements satisfaisant la coupure est montrée sur la Figure 9. Nous pouvons constater qu'elle est devenue uniforme. Ici nous avons pris $\ell_{\text{MIN}} = 1.6\text{cm}$ et $\ell_{\text{MAX}} =$ longueur potentielle (c'est la longueur depuis le point d'interaction jusqu'aux limites du volume visible passant par la ligne de vol du V° , voir Figure 2).

Chaque événement est pondéré par le poids suivant :

$$P_1 = \left(\frac{1 + \lambda d / \lambda_i}{e^{-L_{\text{MIN}}/\lambda d} - e^{-L_{\text{POT}}/\lambda d}} \right)$$

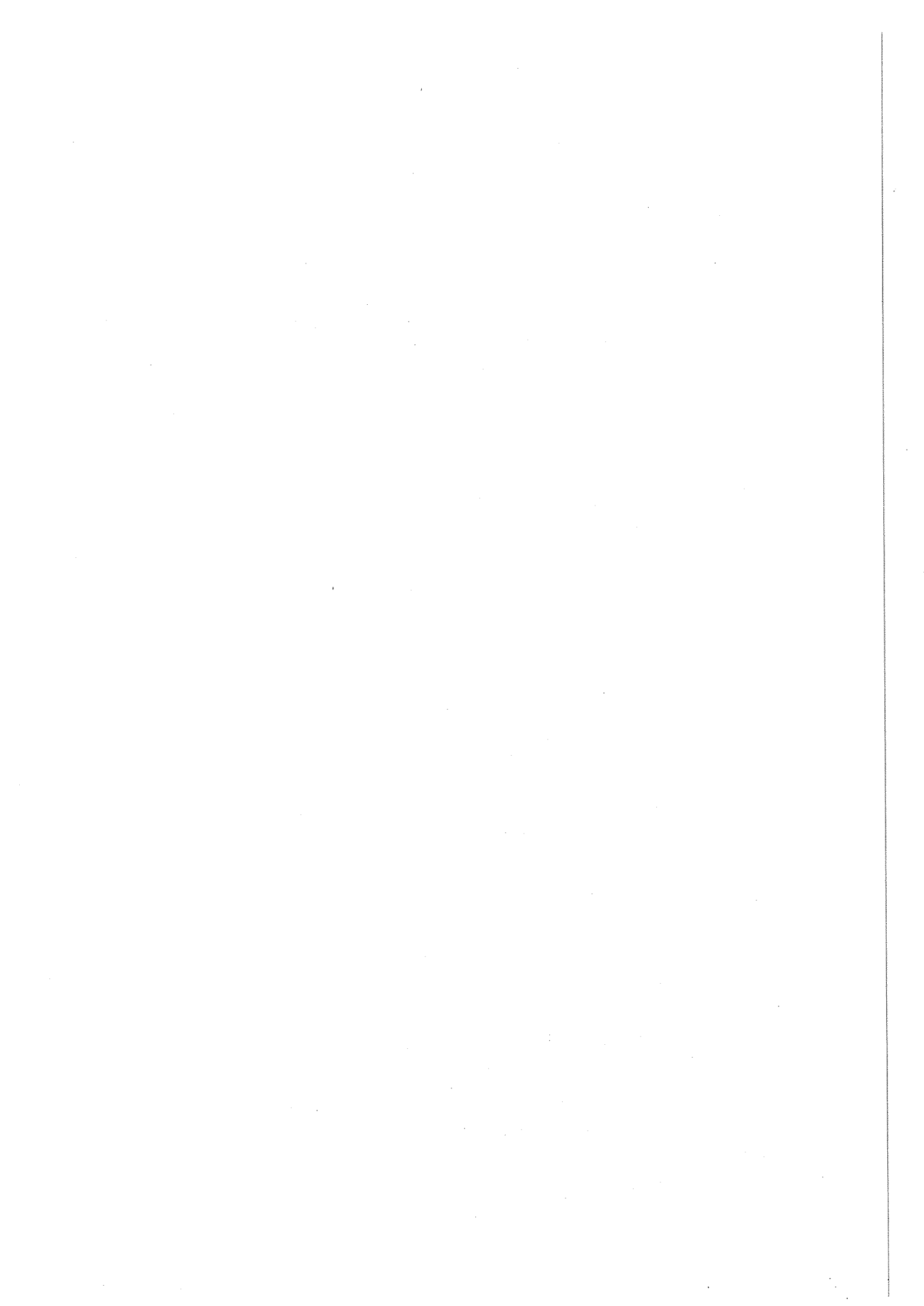
Le dénominateur est l'inverse de la probabilité pour qu'un K° se désintègre entre $L = L_{\text{MIN}}$ et $L = L_{\text{POT}}$ (L_{POT} est la longueur potentielle). Le numérateur représente le rapport entre le nombre total d'événements et ceux qui se sont désintégrés. Ce terme peut s'écrire :

$$1 + \lambda d / \lambda_i = \frac{1/\lambda d + 1/\lambda_i}{1/\lambda d} = \lambda d / \lambda t = \frac{\sigma_t}{\sigma_\lambda}$$

Les erreurs liées à ce poids sont de deux types : les unes affectent λd par l'intermédiaire de l'erreur sur l'impulsion ; elles diminuent au fur et à mesure qu'augmente la statistique ; les autres proviennent de la contribution de la section efficace élastique vers l'avant λ_i . Nous avons trouvé que le rapport $\lambda d / \lambda_i$ est de l'ordre de 1 %. Cette contribution influe donc peu dans notre poids P_1 , défini ci-dessus.

4.1.2 - Correction pour les événements où la trace positive est très rapide

Nous avons vu dans la partie 3.4.1 que la distribution du cosinus de l'angle défini par la trace positive et la ligne de vol du K° dans son système au repos montre une perte d'événements pour les valeurs du cosinus de cet angle supérieures à 0.65 (voir Figure 5).



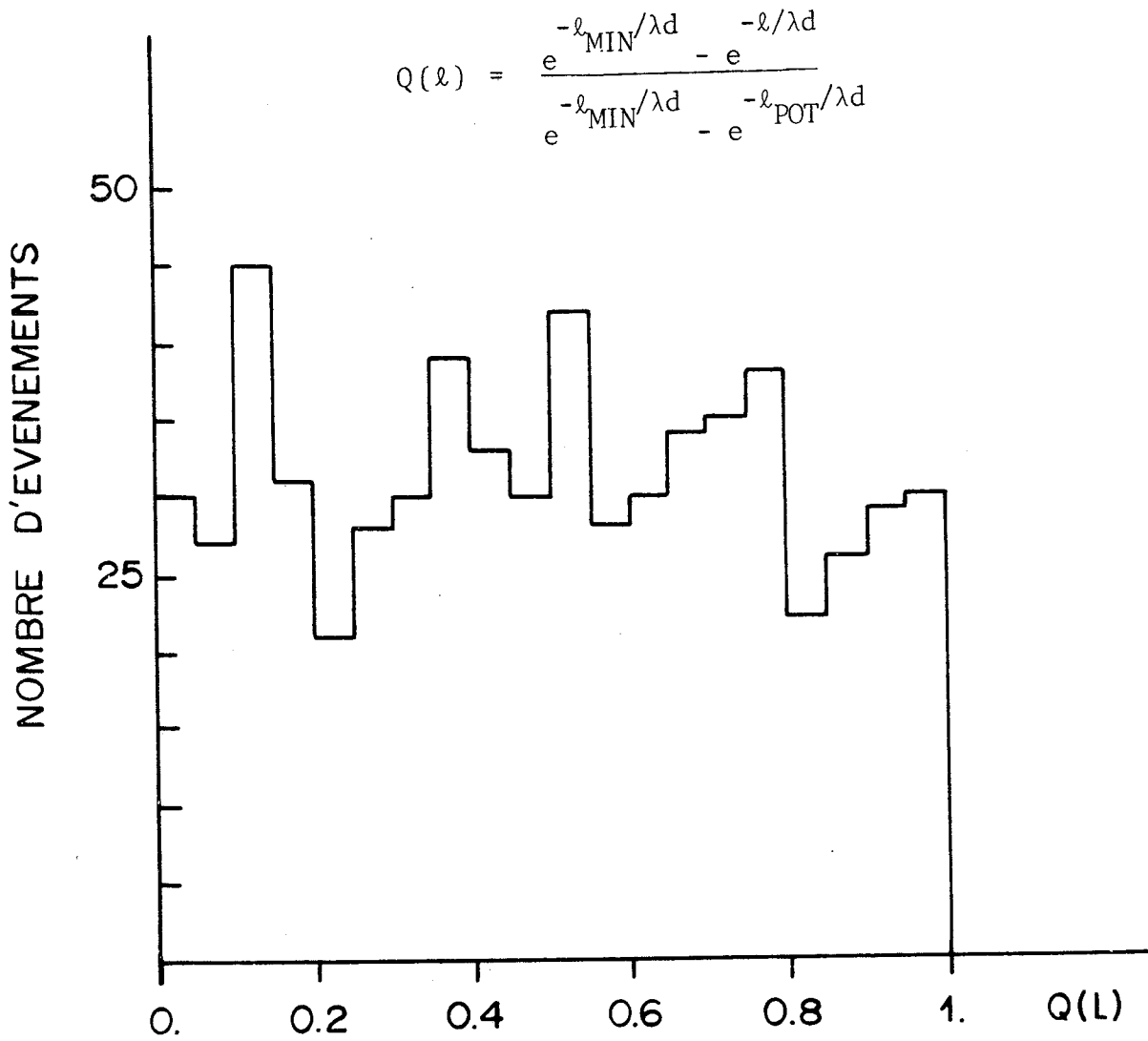


FIG. 9 : DISTRIBUTION DE LA VARIABLE $Q(\ell)$



Cette perte est due au fait que la trace positive étant très rapide, l'ajustement cinématique ne nous permet pas de dire avec certitude si la trace positive est un proton ou un pion.

Tous les événements avec $\cos\theta^* > 0.65$ étant rejetés, nous pondérons les événements restants avec le poids :

$$P_2 = \frac{1 - (-1)}{0.65 - (-1)} = 1.21$$

4.1.3 - Autres corrections

Pour l'estimation de la section efficace, nous devons tenir compte des événements rejetés à cause de la coupure sur la mesurabilité des traces déjà discutée dans la partie 3.4.3 .

L'efficacité du dépouillement nous renseigne sur les événements perdus lors du dépouillement. Nous pondérons donc notre lot par l'inverse de l'efficacité de scanning.

Il faut aussi tenir compte du mode de désintégration du K^0 .

a) Désintégration du K^0

Le K^0 est une superposition des deux états (un K^0 court avec une vie moyenne de 0.89×10^{-10} s et un K^0 long avec une vie moyenne égale à 5.18×10^{-8} s). En réalité nous n'observons que le K^0 court à cause de la longueur de notre détecteur. Nous devons donc pondérer notre lot d'événements par un facteur 2.

Le taux de désintégration du K^0 en $\pi^+\pi^-$ par rapport à toutes les désintégrations possibles est de 68.85 %. Comme nous n'observons que la désintégration en $\pi^+\pi^-$ nous devons pondérer notre lot par le facteur $\frac{1}{0.688}$.

b) Evénements $2V^0$

Dans la partie 3.3 nous avons parlé des événements avec $2V^0$. Nous n'avons pas tenu compte d'eux parce que la production de ce type d'événements par des π^+ n'est pas négligeable, mais surtout parce que la contamination en \bar{K}^0 est plus importante dans ce lot.

Pour tenir compte du rejet de ces événements nous pondérons notre section efficace par le rapport des sections efficaces inclusives pour la production de 1 et 2 V^0 sûrs à la section efficace inclusive de production d'un seul V^0 . Cette correction a été estimée grâce aux données de la référence [7] pour 8.2 GeV/c d'impulsion des K^+ incidents.

Nous n'avons pas tenu compte de la présence, dans notre lot d'événements, des K^0 provenant d'un canal où 2 V^0 auraient été produits et où l'un deux ne se serait pas désintégré dans la chambre.

La section efficace inclusive est ainsi surestimée de 1 % à 2 % (voir Appendice).

c) Contamination des \bar{K}^0 produits par des K^+ et des K^0 et \bar{K}^0 produits par des π^+ contaminant le faisceau

La contamination des \bar{K}^0 (sans autre V^0) produits par des K^+ a été estimée à 0.4 %, tandis que la contamination des K^0 et \bar{K}^0 (sans autre V^0) produits par des π^+ est de l'ordre de 1.3 %. (Voir Appendice).

d) Événements sur noyau lourd et sur hydrogène

Nous verrons plus loin que pour le calcul de la section efficace inclusive nous ne tiendrons pas compte des cibles hydrogène présentes dans le propane. Les événements qui ont lieu sur hydrogène doivent donc être soustraits du lot pour que notre calcul soit cohérent.

Pour l'estimation du pourcentage des interactions qui ont lieu sur hydrogène, nous procédons de la même manière que dans la référence [5].

Soit : n_i , N_i , σ_i le nombre des noyaux cibles de type i/cm^3 , le nombre d'interactions ayant lieu sur noyau de type i et la section efficace totale sur noyau de type i respectivement. n_H , N_H , σ_H sont les nombres des cibles/ cm^3 , nombre d'interactions et la section efficace totale pour l'hydrogène.

N c'est le nombre total d'interaction ($N = N_H + \sum_i N_i$).

λ la longueur d'atténuation du faisceau. La relation qui lie toutes ces quantités est la suivante :

$$\frac{1}{N\lambda} = \frac{\sum_i \eta_i \sigma_i}{\sum N_i} = \frac{\eta_H \sigma_H}{N_H} = \frac{\sum_i \eta_i \sigma_i + \eta_H \sigma_H}{\sum N_i + N_H}$$

d'où :

$$\frac{N_H}{N} = \eta_H \sigma_H \lambda$$

Pour notre liquide nous avons les valeurs suivantes :

$$\lambda = (197 \pm 14) \text{ cm} \quad [2]$$

$$\sigma_H = (17.3 \pm 0.1) \text{ mb} \quad [32]$$

Le nombre des cibles hydrogène est obtenu en sachant que la proportion en poids du propane dans le mélange est 0.33, la proportion des nucléons hydrogène par rapport aux nucléons du propane est de 8/44, la densité du liquide est 0.826 g/cm^3 . Nous avons donc :

$$\eta_H = (6.02 \times 10^{23}) (8/44) (0.33) (0.826 \text{ g/cm}^3) = 2.98 \times 10^{22} \text{ cibles H}_2/\text{cm}^3$$

Le rapport du nombre d'interactions sur hydrogène par rapport au total est donc :

$$\frac{N_H}{N} = 0.10 \pm 0.01$$

La correction qui nous permet de soustraire les événements sur hydrogène est :

$$C = \frac{N - N_H}{N} = 1 - \frac{N_H}{N} = 0.90 \pm 0.01$$

Dans le tableau III nous présentons un résumé des différentes coupures ainsi que le pourcentage d'événements rejetés ; le résumé des différentes pondérations est donné par le tableau IV.

COUPURES ET POURCENTAGE D'EVENEMENTS REJETES

COUPURES	EVENEMENTS REJETES
Longueur de désintégration inférieure à 1.6 cm	9 %
Erreur relative de l'impulsion supérieure à 0.40	17 %
Evénements avec $\cos(\theta_{K^0,+}^*)$ supérieurs à 0.65	3 %

T A B L E A U III

LOT D'EVENEMENTS K^0 3C

AVANT COUPURES	APRES COUPURES
693	497

T A B L E A U III

TYPE DE POIDS	POIDS MOYEN
Trace positive du K° très rapide	1.21
Volume fini de la chambre et longueur minimale	1.35 ± 0.01
Erreur relative de l'impulsion	1.21
Poids lié à l'efficacité du dépouillement	1.30 ± 0.05
Désintégration du K°	2.91
Evénements 2V°	1.05 ± 0.07
Evénements sur noyaux lourds	0.90 ± 0.01
Poids moyen total	7.07 ± 0.55

T A B L E A U I V

4.2 - SECTION EFFICACE INCLUSIVE

Pour la comparaison de nos données sur noyau avec celles déjà obtenues sur hydrogène, nous devons calculer la section efficace inclusive sur noyau.

Nous calculerons par la suite le nombre total des traces entrantes et le nombre de cibles par cm^3 .

4.2.1 - Calcul d'une section efficace

La section efficace correspondante à la production de N événements d'un type donné est définie comme :

$$\sigma_N = \frac{N}{N_I \lambda N_C} = N \sigma_1$$

avec : N_I nombre total d'interaction de tous les types

N_C nombre de cibles par cm^3

λ longueur d'atténuation du faisceau, liée à la section efficace totale.

σ_1 section efficace par événement produit

Nous allons voir la dépendance de la section efficace σ_N en fonction du nombre des traces entrantes.

La probabilité qu'une interaction surgisse pour une des particules incidentes lors de la traversée de dx cm dans la chambre est égale à $\frac{dx}{\lambda}$ (λ , c'est la longueur d'atténuation), cette probabilité est égale à la fraction des particules incidentes qui interagissent le long de la distance dx , c'est-à-dire

$$\frac{dn_i(x)}{n_i(x)}$$

Nous avons donc :

$$\frac{dx}{\lambda} = - \frac{dn_i(x)}{n_i(x)}$$

ou encore :

$$n_i(x) = n_i(0) e^{-x/\lambda}$$

$\eta_i(0)$ est le nombre des particules incidentes

$\eta_i(x)$ est le nombre des particules incidentes qui arrivent sans intéragir à la position x .

Le nombre des particules incidentes qui intéragissent jusqu'à la distance x est :

$$N_I(x) = \eta_i(0) - \eta_i(x) = \eta_i(0) (1 - e^{-x/\lambda})$$

Considérons une distance $x = L$ (L longueur de notre cible) telle que $L \ll \lambda$, nous pouvons écrire que :

$$N_I(L) \approx \eta_i(0) \cdot L/\lambda$$

La section efficace σ_N peut s'écrire alors :

$$\sigma_N \approx \frac{N}{\eta_i(0) \cdot L \cdot N_C} \quad \text{d'où} \quad \sigma_1 = \frac{1}{\eta_i(0) \cdot L \cdot N_C}$$

4.2.2 - Nombre total des traces entrantes

Le nombre total des traces entrantes a été estimé en comptant toutes les traces incidentes sur une partie des films.

Nous avons pris uniquement les photos ayant au plus une intéraction pour satisfaire aux mêmes critères de dépouillement que ceux du V^0 .

Nous avons tenu compte aussi de la proportion des K^+ dans le faisceau.

Le nombre des traces entrantes trouvé est :

$$\eta_i(0) = (3.39 \pm 0.35) 10^4$$

4.2.3 - Nombre de cibles par unité de volume

Ce nombre est obtenu à partir de la densité du liquide et du poids moléculaire moyen. Le liquide étant constitué de différentes cibles, nous déterminons un noyau moyen en ne tenant pas compte de l'hydrogène du propane.

Soit :

- M_P et M_F les poids moléculaires du propane et du fréon
- X_P et X_F les proportions en volume du propane et du fréon
- n_P et n_F le nombre des noyaux non hydrogène dans le propane et le fréon respectivement.

$$\begin{array}{ll} \text{Avec : } M_P = 44 & M_F = 149 \\ X_P = 0.63 & X_F = 0.37 \\ n_P = 3 & n_F = 5 \end{array}$$

on obtient le nombre de masse moyen (\bar{A}) comme suit :

$$\bar{A} = \frac{X_P M_P + X_F M_F}{X_P n_P + X_F n_F} = 22.15$$

Soit N_A le nombre d'Avogadro et ρ la densité du liquide, le nombre moyen de noyaux cibles par unité de volume est donné par la relation :

$$N_C = N_A \cdot \rho / \bar{A}$$

Nous obtenons ainsi :

$$N_C = (2.25 \pm 0.33) \cdot 10^{22} \text{ noyaux/cm}^3$$

4.2.4 - Equivalence événement-microbarn

La section efficace d'une réaction sur noyau conduisant à la production de N événements s'écrit :

$$\sigma_N = \sigma_1 \cdot N$$

σ_1 est la contribution d'un événement à la section efficace. Le nombre vrai d'événements produits est estimé à partir du nombre d'événements observés N_{OBS} et du facteur de correction C qui tient compte de toutes les pertes.

La section efficace σ_N peut s'écrire alors :

$$\sigma_N = N_{OBS} C \sigma_1 = N_{OBS} \sigma^{EFF}$$

σ^{EFF} c'est la section efficace par événement observé. A partir des résultats obtenus dans la partie 4.2.1 nous pouvons calculer σ^{EFF} , à savoir :

$$\sigma^{EFF} = \frac{C}{\eta_i(o) \cdot L \cdot N_c}$$

Avec les valeurs données dans le tableau V nous avons :

$$\sigma^{EFF} = (123.6 \pm 16.) \mu b/ev$$

La section efficace inclusive de production des K^0 à partir de la réaction K^+ sur noyau est alors

$$\sigma_{K^0}^{K^+ NOYAU} = N_{OBS} \sigma^{EFF} = (61.4 \pm 8.5) mb$$

N_{OBS} est le nombre d'événements K^0 que nous avons gardé après toutes les coupures.

Pour le calcul de cette section efficace, nous avons tenu compte des erreurs statistiques et systématiques.

GRANDEURS INTERVENANT DANS LE CALCUL DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE

EVENEMENTS K° APRES COUPURES	497
NOMBRE DE CIBLES	$(2.25 \pm 0.03) 10^{22} \frac{\text{noyaux}}{\text{cm}^3}$
LONGUEUR DU VOLUME FIDUCIAIRE	$(75 \pm 5) \text{cm}$
TRACES ENTRANTES	$(3.39 \pm 0.35) 10^4$
FACTEUR DE CORRECTION	7.07 ± 0.55

T A B L E A U V

4.3 - SECTION EFFICACE INELASTIQUE

Nous allons calculer d'une manière indirecte la section efficace inélastique des K⁺ sur le mélange des noyaux lourds. Nous n'avons pas procédé d'une manière directe, car la séparation d'événements élastiques du total présente des difficultés dans notre expérience.

Le but de ce calcul est la normalisation des sections efficaces différentielles dans le noyau pour permettre ainsi une meilleure comparaison entre nos données et celles obtenues sur hydrogène.

4.3.1 - Section efficace pour un mélange des noyaux

Supposons que l'on connaisse la section efficace d'une particule quelconque (h) avec chacun des noyaux présents dans le mélange, soit σ^{hA}_i .

La section efficace pour un tel mélange est définie de la manière suivante :

$$\sigma^{hA}_{\text{EFF}} = \sum_i \alpha_i \sigma^{hA}_i$$

où : h est la particule incidente
 A_i est le nombre des nucléons du noyau i
 A_{EFF} est le nombre effectif des nucléons pour le mélange
 α_i est le pourcentage des noyaux de type i dans la cible

4.3 - SECTION EFFICACE INELASTIQUE DES K^+ SUR CHACUN DES NOYAUX

La dépendance de la section efficace inélastique par rapport au nombre de nucléons a été étudiée dans la référence [8] pour plusieurs cibles (Li, Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, U) et pour plusieurs projectiles (π^\pm , K^\pm , p, \bar{p}) dans un domaine de 6 à 60 GeV/c d'impulsion incidente.

Les détails de l'expérience peuvent être trouvés dans [8] et [9] de même que l'estimation de la section efficace élastique.

Dans la figure (2d) de la référence [8] on peut remarquer que la section efficace des K^+ pour les différents noyaux ne dépend pas beaucoup de l'énergie incidente (ceci est valable pour des noyaux avec un nombre de nucléons supérieur à 10 et avec des impulsions incidentes supérieures à 10 GeV/c).

Le modèle de Glauber décrit très bien la dépendance de la section efficace inélastique et l'énergie incidente pour différentes cibles.

La section efficace inélastique est décrite par la formule

$$\sigma_{\text{in}}(A) = \sigma_0 A^\alpha$$

A c'est le nombre de nucléons et $\sigma_0 = (24.5 \pm 0.9)\text{mb}$

$$\alpha = (0.733 \pm 0.014)$$

Cet ajustement a été fait avec les résultats expérimentaux déjà mentionnés.

Nous pouvons ainsi connaître la section efficace inélastique des K^+ des 10 GeV/c d'impulsion incidente sur les cibles de carbone, Brome et Fluor (constituants de notre détecteur).

Nous avons alors :

$$\sigma_{in}(C) = \sigma_o(12)^\alpha = (151.43 \pm 7.75)mb$$

$$\sigma_{in}(F) = \sigma_o(19)^\alpha = (212.08 \pm 10.71)mb$$

$$\sigma_{in}(Br) = \sigma_o(80)^\alpha = (608.32 \pm 43.43)mb$$

4.3.3 - Section efficace inélastique pour notre mélange

Nous considérons les molécules de propane et du fréon de manière indépendante en tenant compte de la proportion des moles dans chacune des molécules.

La proportion des moles dans chacune des molécules est trouvée en sachant que les proportions en poids pour le fréon-propane sont 0.67 et 0.33 respectivement. Les poids moléculaires sont 44 pour le propane (C_3H_8) et 149 pour le fréon (CF_3Br).

Les proportions trouvées sont :

x = 0.33/44 nombre de moles de propane dans 0.33 grammes de propane

y = 0.67/149 nombre de moles de fréon dans 0.67 grammes de fréon

Nous écrivons donc :

$$\sigma_{in}^{K^+A}_{EFF} = \frac{x}{x+y} \left(\frac{3}{11} \sigma_{in}(C) + \frac{8}{11} \sigma_{in}(p) \right) + \frac{y}{x+y} \left(\frac{1}{5} \sigma_{in}(C) + \frac{3}{5} \sigma_{in}(F) + \frac{1}{5} \sigma_{in}(Br) \right)$$

La fraction $\frac{x}{x+y}$ représente la proportion des moles de propane par rapport au total ; de même que $\frac{y}{x+y}$ pour le fréon. Les fractions qui accompagnent chacune des sections efficaces sont les proportions des noyaux dans la molécule.

La section efficace inélastique sur proton $\sigma_{in}(p)$ ne sera pas considérée dans notre calcul. Rappelons que la contribution à la section efficace inclusive des événements ayant lieu sur hydrogène du propane n'a pas été retenue et que le nombre d'événements a été corrigé en conséquence. En utilisant les résultats trouvés dans 4.3.2 nous avons :

$$\sigma_{in}^{K^+A}_{EFF} = (130.5 \pm 4.3)mb$$

C'est la section efficace inélastique d'interaction des K^+ de 10 GeV/c sur l'ensemble des noyaux du mélange autres que l'hydrogène.

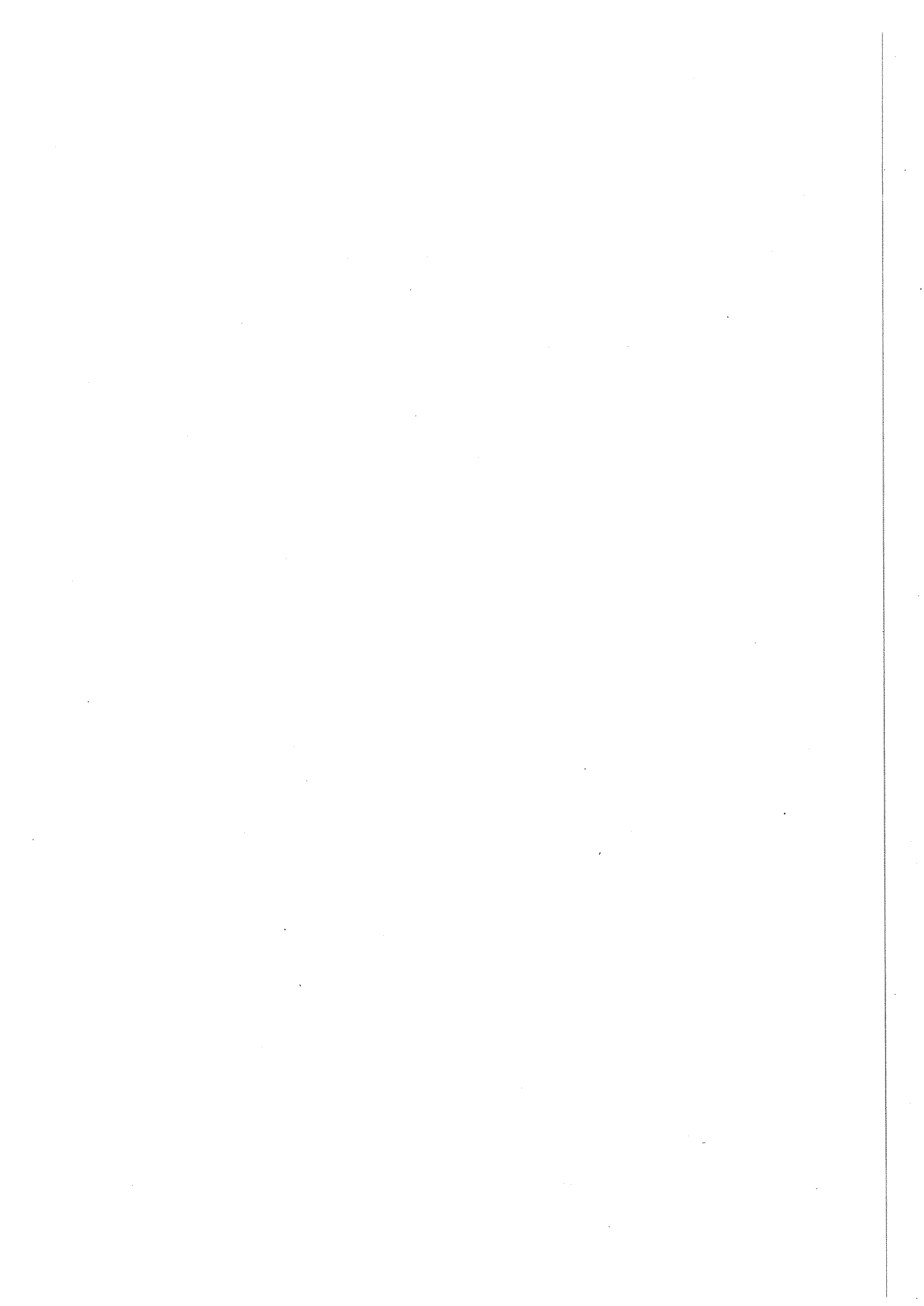
Le nombre effectif des nucléons dans notre mélange peut être trouvé en écrivant que :

$$\sigma_{in}^{K^+} A_{EFF} = \sigma_0 A_{EFF}^\alpha$$

σ_0 et α sont les mêmes constantes trouvés dans 4.3.2 . Nous trouvons alors :

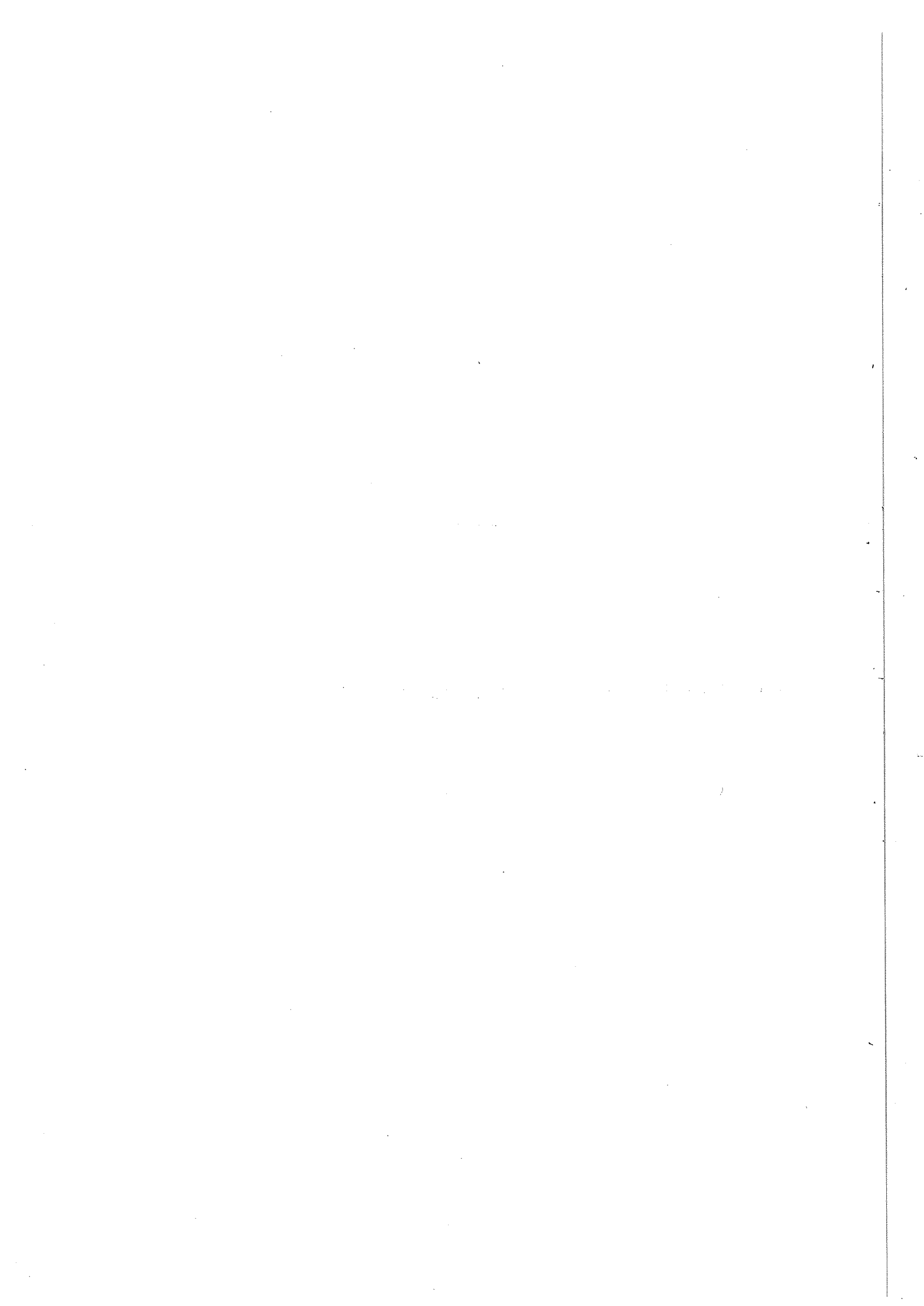
$$A_{EFF} = 9.8 \text{ nucléons}$$

Ce résultat va aussi nous servir au cours de notre travail.



CHAPITRE II

PHENOMENOLOGIE DES REACTIONS INCLUSIVES SUR PROTON LIBRE ET SUR NOYAUX



1.- INTRODUCTION

Dans ce chapitre nous allons étudier sommairement les réactions inclusives sur proton à une seule particule. Nous donnerons quelques définitions, les variables utilisées et quelques modèles dynamiques servant à la description des spectres inclusifs. Nous étudierons en particulier les hypothèses d'invariance d'échelle de Feynman et de la fragmentation limitée de Benecke et ses collaborateurs.

La suite de ce chapitre sera consacrée aux réactions inclusives sur noyau. L'évolution dans l'espace-temps du processus de production ne pouvant être étudiée avec le processus hadron-nucléon, les interactions hadron-noyau représentent la voie la plus simple pour cette étude. Nous verrons que le modèle de cascades intra-nucléaires où l'interaction est instantanée est en contradiction avec plusieurs résultats obtenus dans les expériences hadron-noyau à haute énergie. Nous considérerons deux modèles (modèle du flux d'énergie, et modèle multipériphérique) où l'interaction a une durée finie (dilatée de Lorentz). Ces modèles ont la particularité d'expliquer l'interaction dans le noyau par un "état hadronique" intermédiaire qui se comporte d'une manière différente des particules conventionnelles.

Finalement, nous étudierons un modèle de type collectif, le modèle du tube cohérent. La particule incidente interagit d'une manière cohérente avec un ensemble de nucléons du noyau.

2.- REACTIONS INCLUSIVES SUR PROTON LIBRE

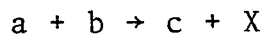
2.1 - INTRODUCTION

Dans les réactions à haute énergie, dès que l'énergie dans le centre de masse (\sqrt{s}) dépasse une valeur de quelques GeV, le nombre de particules produites s'élève. La description d'un tel système devient alors très compliquée. L'étude "inclusive" nous permet de ne garder qu'une partie de l'information de l'état final en fixant l'attention sur un nombre très limité de particules.

Cette notion a été introduite par Feynman [10] et Benecke [11] en 1969 pour expliquer le comportement des sections efficaces différentielles inclusives lorsque l'énergie devient suffisamment grande.

2.2 - DEFINITIONS

Nous étudierons uniquement les réactions inclusives à une seule particule. Soit la réaction inclusive



a est le projectile

b est la cible

c est la particule que l'on regarde

X est l'ensemble des particules non observées.

On définit pour un tel processus la section efficace différentielle invariante de Lorentz :

$$d\sigma = f(s, \vec{p}_c) \frac{d^3 p_c}{E_c}$$

où s est le carré de l'énergie dans le centre de masse, $d^3 p_c / E_c$ est proportionnel à l'élément de volume invariant de Lorentz, \vec{p}_c est l'impulsion de la particule c.

La fonction $f(s, \vec{p}_c) = E_c \frac{d\sigma}{d^3 p_c}$ reflète la structure de l'élément de matrice invariant. $d^3 p_c$ décrivant la dynamique du processus $a + b \rightarrow c + X$ et contient aussi les restrictions imposées par les lois de conservation.

La fonction $f(s, \vec{p}_c)$ est normalisée de la façon suivante
[12]

$$\int f(s, \vec{p}_c) \frac{d^3 p_c}{E_c} = \int \frac{d\sigma}{d^3 p_c} d^3 p_c = \langle n_c \rangle \sigma_{ab}$$

où $\langle n_c \rangle$ est la multiplicité moyenne des particules c observées et σ_{ab} est la section efficace totale du processus $a + b \rightarrow X$. En réalité σ_{ab} est la section efficace inélastique totale, car la contribution du canal élastique doit être exclue dans le calcul de $\langle n_c \rangle$.

2.3 - VARIABLES UTILISEES

Nous allons définir quelques variables utilisées pour la description des spectres inclusifs, quelques propriétés de ces variables et finalement exprimer la section efficace différentielle inclusive en fonction de ces variables.

2.3.1 - Impulsion longitudinale

Benecke et ses collaborateurs [11] ont proposé l'utilisation de l'impulsion longitudinale (p_L) (c'est la composante de l'impulsion de la particule c parallèle à la direction incidente). L'impulsion transverse (p_T) est la composante perpendiculaire à la direction incidente. La relation entre ces deux composantes et l'impulsion de la particule c est la suivante :

$$p^2 = p_L^2 + p_T^2$$

La fonction $f(s, \vec{p}_c)$ peut s'écrire en fonction de ces deux variables de la manière suivante [13]

$$f(s, p_L, p_T) = \frac{E_c}{\pi} \frac{d\sigma}{dp_L dp_T^2}$$

Nous verrons que certains modèles prédisent, pour les grandes valeurs de s , que la fonction f tend vers une limite indépendante de s .

2.3.2 - Rapacité

L'utilisation des variables p_T (impulsion transverse) et y (rapacité) a été proposée par Feynman pour représenter la fonction $f(s, \vec{p}_c)$.

La variable rapacité est définie par :

$$y = \log_e \frac{E+p_L}{m_T} = 1/2 \log_e \frac{E+p_L}{E-p_L} \quad \text{avec } m_T^2 = m_c^2 + p_T^2$$

On peut exprimer la variable rapacité en fonction de l'angle d'émission θ ; de la définition de y nous pouvons écrire :

$$y = \log_e \left\{ \frac{p_L}{m_T} + \sqrt{(p_L/m_T)^2 + 1} \right\}$$

lorsque $p_T \gg m_c$ alors $m_T \approx p_T$ et

$$y \approx \log_e \left\{ \cos\theta/\sin\theta + \frac{1}{\sin\theta} \right\} = - \log_e(\tan\theta/2)$$

Cette variable est souvent utilisée dans les expériences à très haute énergie. Elle est appelée pseudo-rapacité.

Une des propriétés importantes de la rapacité c'est qu'elle subit une translation lors d'une transformation de Lorentz. Si y^* est la rapacité dans le système du centre de masse et y la rapacité mesurée dans le système du laboratoire, la relation entre les deux est la suivante [13] :

$$y^* = y - 1/2 \log_e \left[\frac{1+\beta}{1-\beta} \right]$$

où β est la vitesse du centre de masse par rapport au laboratoire.

Les limites cinématiques de la rapacité sont [13] :

$$\log_e \frac{m_r}{m_b} < y < \log_e \frac{s}{m_T m_b}$$

m_a et m_b sont les masses du projectile et de la cible respectivement. s est le carré de l'énergie dans le centre de masse.

La fonction $f(s, \vec{p}_c)$ peut s'écrire en fonction de y et p_T ; en intégrant sur tous les azimuths, nous avons :

$$f(s, \vec{p}_c) = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T^2}$$

2.3.3 - Impulsion réduite

Cette variable est aussi appelée variable de Feynman. Elle est définie généralement par

$$x = \frac{p_L^*}{p_a^*}$$

et son intervalle de variation est $[-1, +1]$.

Ici p_L^* est l'impulsion longitudinale de la particule que l'on regarde mesurée dans le système du centre de masse, et p_a^* l'impulsion incidente mesurée dans le même système. La fonction de structure $f(s, \vec{p}_c)$ s'écrit en fonction de x et p_T^2 de la manière suivante :

$$f(s, x, p_T^2) = \frac{1}{\pi} \frac{E^*}{p_a^*} \frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2}$$

2.3.4 - Transfert de moment et masse du système X

Appelons M_X la masse du système X défini dans 2.2, et t le carré du transfert de quadrimoment entre la particule c que l'on regarde et la particule a incidente.

La masse M_X est définie comme :

$M_X^2 = (p_a + p_b - p_c)^2$ où p_a , p_b et p_c sont des quadrivecteurs
Le transfert de quadrimoment entre la particule observée c et la particule incidente est : $t = (p_a - p_c)^2$

Cette variable peut aussi s'écrire de la manière suivante :

$$-t = -(m_a^2 + m_c^2) + 2E_a E_c - 2|\vec{p}_a| |\vec{p}_c| \cos\theta_{a,c}$$

$-t$ est en général positif [sauf si $E_X < m_b (1/2 + m_X^2/2m_b^2)$] ; une autre variable souvent utilisée est :

$$t' = |-t + t_{\min}| = 2|\vec{p}_a| |\vec{p}_c| (1 - \cos\theta)$$

avec $t_{\min} = t(\theta=0) = (m_a^2 + m_c^2) - 2E_a E_c + 2|\vec{p}_a||\vec{p}_c|$

La fonction de structure $f(s, \vec{p}_c)$ s'écrit en fonction de ces variables :

$$f(s, t, M_X^2) = \frac{\sqrt{s}}{\pi} 2\vec{p}_a^* \frac{d\sigma}{dt dM_X^2}$$

Lorsque s est suffisamment grand on a $p_a^* \rightarrow \sqrt{s}/2$ alors

$$f(s, t, M_X^2) = \frac{s}{\pi} \frac{d\sigma}{dt dM_X^2}$$

Dans le tableau suivant nous présentons les différentes façons d'écrire la fonction de structure $f(s, \vec{p}_c)$ en fonction des variables déjà étudiées. Nous présentons aussi la forme de ces fonctions lorsque s est suffisamment grand.

FONCTION DE STRUCTURE

$f(s, \vec{p}) = E \frac{d\sigma}{d^3p}$	$\frac{E}{\pi} \frac{d\sigma}{dp_L dp_T^2}$
	$\frac{2E^*}{\pi\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dx dp_T^2} = [x^2 + \frac{4m_T^2}{s}]^{1/2} \cdot \frac{d\sigma}{dx dp_T^2} \frac{1}{\pi} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{ x }{\pi} \frac{d\sigma}{dx dp_T^2}$
	$\frac{\sqrt{s}}{\pi} 2\vec{p}_a^* \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{s}{\pi} \frac{d\sigma}{dt dM_X^2}$
	$\frac{E_a^*}{\pi} \frac{2}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{dt dx} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dt dx}$
	$\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dy dp_T^2}$

T A B L E A U VI

2.4 - MODELES DYNAMIQUES

Dans cette partie nous exposerons de manière très sommaire quelques modèles dynamiques servant à la description des spectres inclusifs. Nous ne testerons aucune des prédictions données par ces modèles, mais nous les mentionnerons parce qu'ils sont à notre avis très importants pour comprendre les mécanismes des réactions à très haute énergie.

Dans la référence [15] on peut trouver une revue générale des principaux modèles.

2.4.1 - Invariance d'échelle ("Scaling")

Ce modèle a été proposé par Feynman [10] ; il donne une prédiction sur le comportement de la fonction $f(s, \vec{p}_c)$ lorsque s devient grand.

L'hypothèse de Feynman revient à dire que la fonction $f(s, \vec{p}_c)$ ne dépend pas de s , lorsque s devient suffisamment grand.

En somme on a :

$$f(s, x, p_T^2) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(x, p_T^2)$$

Quelques conséquences

a) Dépendance en s de la multiplicité moyenne des particules c émises dans la réaction $a+b \rightarrow c+X$.

En utilisant l'expression de la multiplicité moyenne des particules c définie dans la partie 1.2 et de la fonction de structure en fonction de x et p_T donnée dans le tableau VI nous avons :

$$\langle n_c \rangle = \frac{\pi}{\sigma_{ab}} \int_0^\infty dp_T^2 \int_{-1}^{+1} dx \frac{f(x, p_T^2)}{\left[x^2 + \frac{(p_T^2 + m_T^2)}{p_a^2} \right]^{1/2}}$$

Pour résoudre l'intégrale en x nous procédons comme en [14], on suppose que en hautes énergies la contribution principale à l'intégrale vient des valeurs de x voisines de 0.

En développant $f(x, p_T^2)$ autour de $x = 0$ et en prenant la limite lorsque $s \rightarrow \infty$ on a alors :

$$\langle n_c \rangle = \left(\frac{\pi}{\sigma_{ab}} \int_0^\infty dp_T^2 f(0, p_T^2) \log_e s + \text{constante} + O(s^{-1} \log s) \right)$$

Ce résultat est vrai si :

- $f(x, p_T^2)$ satisfait l'hypothèse d'invariance d'échelle et si f tend vers une limite différente de zéro lorsque $x \rightarrow 0$.
- l'intégrale sur tous les p_T converge
- la section efficace totale σ_{ab} est asymptotiquement finie.

La dépendance en $\log s$ de la multiplicité moyenne est aussi prédite par d'autres modèles.

b) La section efficace différentielle $\frac{d^2\sigma}{dp_L^* dp_T^2}$ ne dépend pas de s lorsque $x = p_L^* = 0$.

En effet :

$$\frac{d^2\sigma}{dx dp_T^2} \Big|_{x=0} = \frac{\pi f(x, p_T^2)}{(x^2 + 4m_T^2/s)^{1/2}} \Big|_{x=p} = \frac{\sqrt{s} \pi}{2m_T} f(0, p_T^2)$$

d'où $\frac{d^2\sigma}{dp_L^* dp_T^2} \Big|_{p_L^*=0} = \frac{\pi}{m_T} f(0, p_T^2)$

rappelons que $x = \frac{p_L^*}{\sqrt{s}/2}$ à haute énergie.

2.4.2 - Modèle de la fragmentation

Ce modèle a été proposé par Benecke et ses collaborateurs [11]. Les auteurs utilisent le système du laboratoire ou le système du projectile au repos pour faire leurs prédictions.

Si, dans le système du laboratoire (cible au repos) la fonction $f_{LAB}(p_L^{LAB}, p_T, s)$ tend vers une limite indépendante de s pour s assez grand pourvu que p_L^b reste fini quand $s \rightarrow \infty$, alors les particules décrites par f_{LAB} sont considérées par ce modèle comme fragments de la cible.

Une prédiction similaire est faite dans le système du projectile au repos.

La fonction $f_{PROJ}(p_L^{PROJ}, p_T, s)$ est supposée tendre aussi vers une limite indépendante de s lorsque s est suffisamment grand. Dès lors que p_L^{PROJ} reste fini lorsque $s \rightarrow \infty$, les particules décrites par f_{PROJ} sont considérées comme des fragments du projectile. (p_L^{LAB} et p_L^{PROJ} sont les impulsions longitudinales de la particule c mesurées respectivement dans les systèmes du laboratoire et du projectile au repos.

On démontre [13] que l'hypothèse de fragmentation limitée est équivalente au modèle de Feynman dans les régions :

$$\begin{aligned} x \ll -2m_T/\sqrt{s} & \quad \text{fragmentation de la cible} \\ x \gg 2m_T/\sqrt{s} & \quad \text{fragmentation du projectile} \end{aligned}$$

Dans la région centrale ("wee" region)

$$-\frac{2m_T}{\sqrt{s}} < x < \frac{2m_T}{\sqrt{s}}$$

le modèle de fragmentation ne donne aucune prédiction, tandis que celui de Feynman donne une prédiction pour tout x .

Aucun des modèles ne donne de prédictions sur la forme fonctionnelle des fonctions limites.

Nous ne parlerons pas des hypothèses de corrélation à courte distance, de la phénoménologie de Mueller-Regge, du modèle multipériphérique, etc... Nous n'avons mentionné les deux modèles précédents que pour illustrer l'intérêt et le rôle des variables inclusives que nous utiliserons dans la suite de notre étude.

3.- REACTIONS INCLUSIVES SUR NOYAU

3.1 - INTRODUCTION

Notre but principal consiste à comparer la réaction inclusive $K^+ + \text{NOYAU} \rightarrow K^0 + \dots$ avec la même réaction ayant lieu sur nucléon libre à une énergie semblable.

Dans les interactions hadron-noyau à haute énergie on peut considérer avec une bonne approximation le noyau comme une collection dense de nucléons. La structure nucléaire, la corrélation entre nucléons, etc... peuvent être ignorés. Ceci vient du fait que la longueur d'onde des particules incidentes est beaucoup plus petite que les dimensions nucléaires.

La taille, la densité et la charge de cette collection de nucléons font du noyau un instrument très utile pour l'étude des réactions de production d'un grand nombre de particules.

Dans les dernières années une attention particulière a été portée à ce type d'interactions pour comprendre l'évolution dans l'espace-temps du processus de production.

On s'est aperçu en effet que le nombre moyen de particules chargées rapides observées lors des interactions hadron-noyau à haute énergie avait un rapport pratiquement constant (entre 1 et 2) au nombre moyen de particules chargées observées dans les interactions hadron-proton. Ce rapport est à la fois indépendant de l'énergie incidente, et très peu dépendant du nombre atomique A .

Ce résultat est en violente contradiction avec ce que devraient produire les diffusions successives des particules créées sur chacun des nucléons qui forment le noyau. C'est la raison pour laquelle se sont développés un certain nombre de modèles qui ont en commun de ne pas considérer l'interaction particule-noyau comme la somme des interactions particules-nucléons indépendantes. Après avoir défini les quantités que nous allons observer expérimentalement, nous exposerons 3 de ces modèles.

3.2 - QUELQUES DEFINITIONS

Nous allons définir quelques grandeurs caractérisant l'interaction hadron-noyau.

Nous avons défini dans la partie 1.3.2 la variable rapidité, de même que la variable pseudorapidité ($-\log_e(\text{tg}\theta/2)$).

Considérons la réaction inclusive sur noyau : $h + A \rightarrow c + \dots$ où h est un hadron incident, A est le noyau cible et c la particule observée.

On définit pour un tel processus la multiplicité différentielle de particules c de la manière suivante [16] :

$$\left(\frac{dn}{dy}\right)_c^{hA} = \frac{1}{\sigma_{in}^{hA}} \cdot \frac{d\sigma_c^{hA}}{dy}$$

où σ_{in}^{hA} est la section efficace inélastique du processus $hA \rightarrow X$. X étant un système quelconque, y est la variable rapidité des particules c mesurées dans le système du laboratoire et

$$\frac{d\sigma_c^{hA}}{dy}$$

est donc la section efficace différentielle inclusive du processus $hA \rightarrow c + \dots$

On définit les rapports :

$$R(A, y) = \frac{(\frac{dn}{dy})_c^{hA}}{(\frac{dn}{dy})_c^{hN}} \quad \text{et}$$

$$R_A = \frac{\int (\frac{dn}{dy})_c^{hA} dy}{\int (\frac{dn}{dy})_c^{hN} dy}$$

où $(\frac{dn}{dy})_c^{hN}$ est la multiplicité différentielle du processus $h + N \rightarrow c + \dots$. La dernière quantité n'est autre que le rapport des multiplicités des particules c produites dans les collisions

hadron-noyau et hadron-nucléon. Autrement dit :

$$R_A = \frac{\langle n_c \rangle^{hA}}{\langle n_c \rangle^{hN}}$$

Au lieu de ne considérer qu'une seule particule c , on peut également observer la multiplicité moyenne de l'ensemble des particules rapides chargées.

Le nombre moyen de collisions inélastiques d'un hadron h avec des nucléons d'un noyau de nombre de nucléons A est [16], [18] :

$$\bar{\nu} = A \frac{\sigma_{hN}(\text{inélastique})}{\sigma_{hA}(\text{inélastique})}$$

Nous verrons plus loin que plusieurs modèles donnent des prédictions du rapport R_A en fonction de $\bar{\nu}$.

3.3 - MODELES

Dans cette partie nous parlerons des principaux modèles utilisés pour décrire les interactions particule-noyau.

Ces modèles ont été créés à la suite d'échecs d'anciens modèles (cascade intranucléaire, "two fireballs" ou fragmentation) dans les prédictions du rapport R_A qui compare la multiplicité des particules rapides chargées dans les interactions hadron-noyau et hadron-nucléon. Les anciens modèles prévoyaient des valeurs de R_A trop grandes par rapport aux résultats expérimentaux ; la faible dépendance de l'énergie du rapport R_A trouvée dans les expériences n'était pas non plus prédite par ces modèles. Le modèle de cascade ne peut ni prédire la concordance entre la distribution de p_T (impulsion transverse) pour l'hydrogène et le noyau, ni la concordance de la distribution $-\log(\tan\theta/2)$ pour l'hydrogène et l'émulsion dans la région de fragmentation du projectile [17].

3.3.1 - Modèle du flux d'énergie

Inspiré par les idées de Landau (modèle hydrodynamique) Gottfried propose ce nouveau modèle pour expliquer la dynamique des interactions hadron-noyau.

Le fait que les multiplicités observées dans les collisions hadron-nucléon et hadron-noyau sont très proches permet de penser que tout se passe comme si ces "états hadroniques" créés par l'interaction particule incidente-nucléon dans un noyau se comportaient bien différemment des particules libres que l'on observe dans la collision particule-proton libre.

Ces "états hadroniques" n'ont pas le temps de former de véritables particules avant de réinteragir avec la matière nucléaire qui les entourent. En effet, supposons que leur libre parcours moyen dans le noyau soit du même ordre que le libre parcours moyen du hadron incident. Dès que l'énergie de celui-ci est suffisamment grande, le temps nécessaire pour que se développe la réaction particule-nucléon (dilaté par le facteur de Lorentz $\sim E_{inc}/M_{inc}$) devient plus grand que le temps lié au libre parcours moyen. Dans ce cas, une ou plusieurs interactions entre "l'état hadronique" et la matière nucléaire peuvent se produire, avant que cet "état hadronique" se matérialise en ensemble de particule observables.

Nous allons maintenant décrire plus en détail ces interactions "états hadroniques"-nucléon à l'intérieur du noyau.

Les hypothèses principales du modèle sont les suivantes [16], [17], [19] :

- La variable essentielle qui détermine l'évolution du système est le flux d'énergie-impulsion de la matière hadronique ; c'est la cascade de ce flux et non celle des hadrons conventionnels qui intervient dans une collision nucléaire.

- Lorsqu'un hadron de haute énergie pénètre dans le noyau dès la première collision avec un nucléon, il se produit une distribution d'énergie telle que la distribution en rapidité correspondante soit la même que la distribution en rapidité des particules produites dans une collision hadron-nucléon. Celle-ci peut être décrite en haute énergie par un plateau en rapidité. Ce flux d'énergie n'est pas constitué de particules ; les particules ne se "matérialisent" qu'après un temps proportionnel à leurs énergies respectives (dilatation de Lorentz).

- Le flux d'énergie peut interagir avec les nucléons de la cible ; il agit comme un petit système de hadrons H_i (hadrons de Gottfried), obtenus en divisant la distribution de rapidité en tranches (Figure 10), dont le nombre dépend du temps, mais est inférieur à la moyenne des particules créées dans une collision hadron-nucléon. Les hadrons H_i ont le même libre parcours moyen que le hadron incident dans la matière nucléaire. Le nombre moyen des collisions des hadrons H_i est $\bar{\nu}$, défini dans la partie 2.3 .

Le nombre des tranches est obtenu en imposant que, à tout instant, l'extension spatiale d'un hadron de Gottfried doit être la même que celle d'un hadron ordinaire ayant subi une contraction de Lorentz.

On suppose que les limites des tranches ont des vitesses constantes (trajectoires classiques) mais différentes.

Un hadron H_i est défini comme ayant une rapidité moyenne $\bar{y}_i = 1/2(y_i + y_{i+1})$, où y_i et y_{i+1} sont les rapidités des deux limites de la tranche i , avec des vitesses v_i et v_{i+1} . L'extension spatiale du hadron H_i au temps t est : $(v_i - v_{i+1})t$; celle d'un hadron ordinaire est $\frac{\tau_0}{\gamma_i}$, où $\tau_0 = 4/3(\bar{r}^2)^{1/2}$ est l'extension du hadron ordinaire dans son système au repos ;

$$\bar{\gamma}_i = \frac{1}{2} e^{\bar{y}_i}$$

exprime la contraction des longueurs.

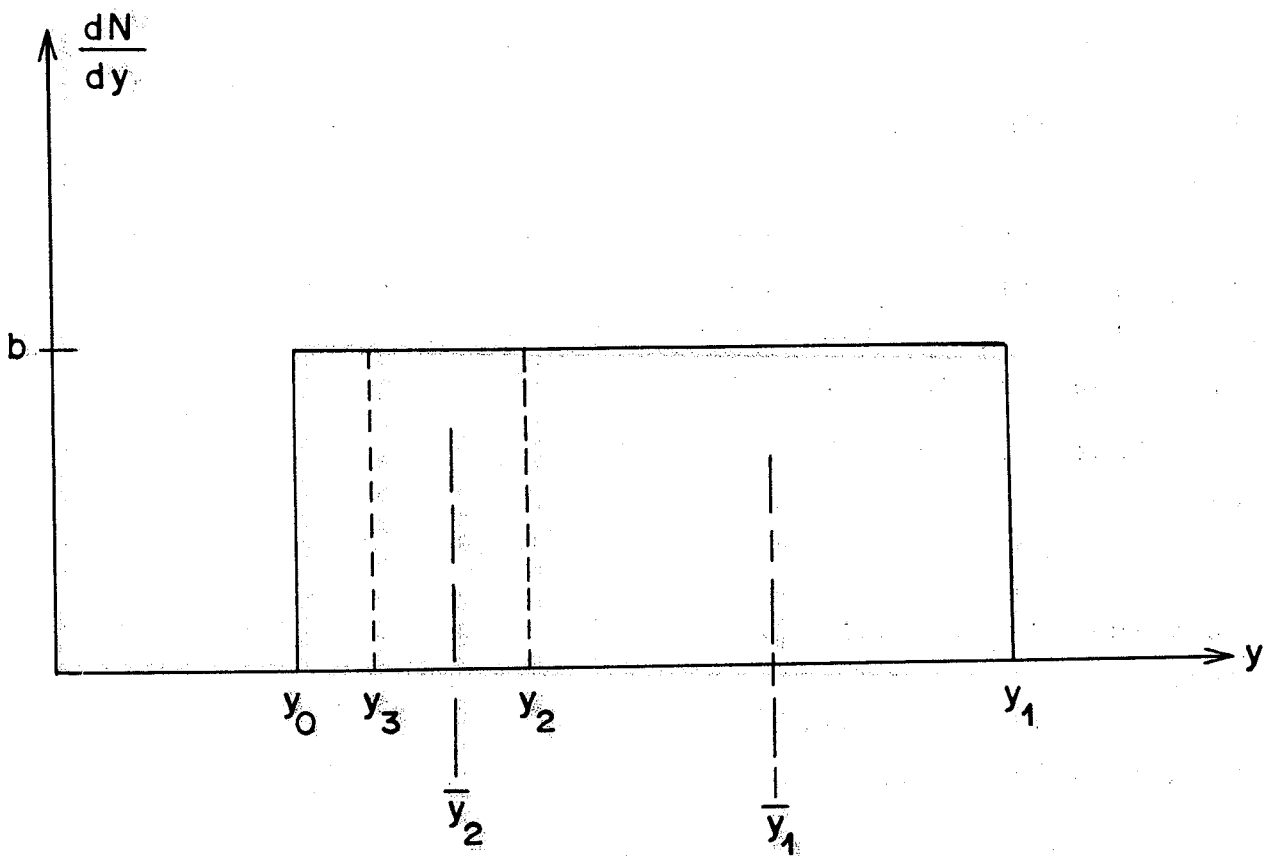


FIG. 10 : DISTRIBUTION DE LA RAPIDITE

En utilisant les hypothèses déjà mentionnées et la relation entre la vitesse et la rapidité, à savoir :

$$v_i = 1 - 2e^{-2y_i} \quad \text{et}$$

$$\tau_0 / \bar{y}_i = (v_i - v_{i+1})t$$

on trouve la relation :

$$y_{i+1} = \frac{1}{3} y_i + \frac{2}{3} \log_e \frac{t}{\tau_0} [1 - e^{-2(y_i - y_{i+1})}]$$

Ceci est la relation qui relie les rapidités des deux limites de la tranche i .

Des justifications pour l'utilisation des trajectoires classiques du flux d'énergie sont données dans les références [17] et [19]. L'évolution du nombre de hadrons de Gottfried en fonction du temps a été étudiée en détail dans [20].

Pour des rapidités telles que $2(y_i - y_{i+1}) \gg 1$, nous avons

$$1/3 y_i \gg \frac{2}{3} \log_e \frac{t}{\tau_0} [1 - e^{-2(y_i - y_{i+1})}]$$

La relation de récurrence qui relie les rapidités des tranches devient

$$y_{i+1} \cong 1/3 y_i ,$$

d'où la relation entre y_1 et y_2 :

$$y_2 \cong 1/3 y_1 \quad \text{et} \quad \bar{y}_1 = \frac{y_1 + y_2}{2} = \frac{2}{3} y_1$$

La largeur en rapidité du hadron H_1 sera donc :

$$\Delta_1 = y_1 - y_2 = 2/3 y_1$$

Pour calculer l'énergie du hadron H_1 nous utilisons le fait que $E(y) = \text{constante} \times e^y$ et que la distribution en rapidité est plate (voir figure 10). Nous avons alors :

$$E_1 = \int_{y_2}^{y_1} E(y) \frac{dN}{dy} dy$$

$$E_1 = \text{constante} \times (e^{y_1} - e^{y_2}) = \text{constante} \times e^{y_1} (1 - e^{-(y_1 - y_2)})$$

$$E_1 = E_{in} (1 - \text{constante} \times E_{in}^{-2/3})$$

Nous avons utilisé le fait que l'énergie incidente E_{in} est fonction de la rapidité y_1 et que $y_2 \simeq 1/3 y_1$, donc que $E_2 \simeq E_{in}^{1/3}$. On démontre dans [17] que les autres hadrons ont des énergies de la forme :

$$E_j = \text{constante} \times s^{\alpha_j}$$

avec $\alpha_j = (1/3)^j$.

On voit donc que même à hautes énergies le nombre de hadrons de Gottfried avec des énergies non négligeables reste très limité. Avec une bonne approximation on peut dire qu'après la première collision du hadron incident, il y a deux hadrons de Gottfried qui se forment qui capitalisent le flux d'énergie. Rappelons qu'ils ont des énergies E_{in} et $E_{in}^{1/3}$ respectivement. Ces hadrons doivent donner \bar{n}_1 et $\frac{\bar{n}_1}{3}$ comme multiplicité moyenne s'ils ne trouvent pas d'autres nucléons pour interagir. $\bar{n}_1(E_{in})$ est la multiplicité moyenne dans une collision hadron-nucléon ; nous avons supposé que $\bar{n}_1(E_{in}) \sim \log E_{in}$.

D'après les hypothèses de départ seuls les "hadrons" de Gottfried énergiques doivent interagir à nouveau ; chaque fois qu'un "hadron" rapide interagit, il produit un "hadron" rapide et un autre lent. Les "hadrons" lents n'interagissent pas et se matérialisent donnant chaque fois une multiplicité $\bar{n}_{LENT}(y_2)$; après $\bar{\nu}(A)$ collisions nous avons une multiplicité

$$\bar{\nu}(A) \bar{n}_{LENT}(y_2)$$

due aux "hadrons" de faible énergie et une multiplicité $n_{RAP}(y_1)$ produite par le hadron rapide. Nous avons supposé que les hadrons rapides ont une rapidité y_1 et les hadrons lents une rapidité y_2 .

La multiplicité totale doit être :

$$\begin{aligned}\bar{n}(A, y_1) &= \bar{n}_{\text{RAP}}(y_1) + \bar{v}(A) \bar{n}_{\text{LENT}}(y_2) \\ &= (\bar{n}_{\text{RAP}}(y_1) + \bar{n}_{\text{LENT}}(y_2)) + \bar{n}_{\text{LENT}}(y_2) (\bar{v}(A) - 1)\end{aligned}$$

La somme de $\bar{n}_{\text{RAP}}(y_1) + \bar{n}_{\text{LENT}}(y_2)$ est égale à la multiplicité hadron-nucléon correspondant à une rapidité y_1 . On suppose aussi que $\bar{n}_{\text{LENT}}(y_2)$ est la même que la multiplicité hadron-nucléon correspondant à une rapidité y_2 . Nous avons donc :

$$\begin{aligned}\bar{n}(A, y_1) &= \bar{n}(1, \bar{y}_1) + \bar{n}(1, \bar{y}_2) (\bar{v}(A) - 1) \quad \text{ou} \\ R(A, y_1) &\equiv \frac{\bar{n}(A, y_1)}{\bar{n}(1, y_1)} = 1 + \frac{\bar{n}(1, y_2)}{\bar{n}(1, y_1)} (\bar{v}(A) - 1)\end{aligned}$$

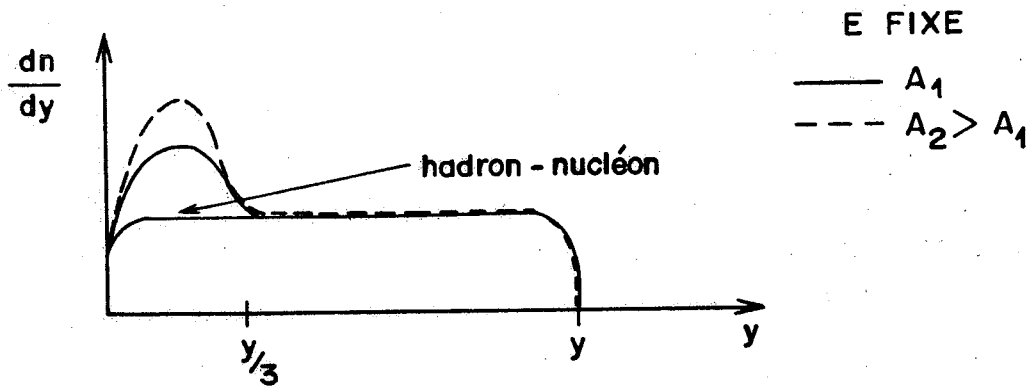
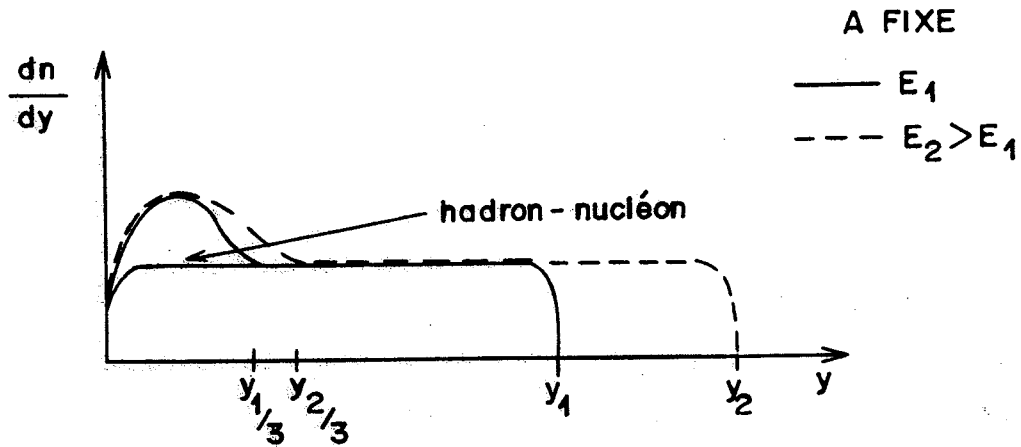
Sachant que $\bar{n}(1, y_1) \sim \log_e E_{\text{in}}$ et $\bar{n}(1, y_2) \sim \log_e E_{\text{in}}^{1/3}$ nous avons donc, puisque $E_{\text{in}} \sim e^{y_1}$:

$$R_A(E_{\text{in}}) = 1 + 1/3 (\bar{v}(A) - 1)$$

C'est le rapport de la multiplicité moyenne des particules dans la collision hadron-noyau à la multiplicité hadron-nucléon. R_A est une relation asymptotique valable lorsque \bar{n}_1 est proportionnel à $\log_e s$.

Nous venons de voir que la multiplicité sur noyau est plus grande que celle sur nucléon par un terme $1/3(\bar{v}(A)-1)$; cette contribution est donnée par les hadrons de Gottfried lents dont la rapidité est inférieure ou égale à $y_2 = 1/3 y_1$. Il faut remarquer aussi que le rapport R_A ne dépend pas beaucoup de l'énergie incidente ; il dépend uniquement du nombre de nucléons du noyau A .

Dans les figures suivantes, nous montrons la multiplicité différentielle prédite par le modèle lorsque l'énergie incidente ou le noyau change.



Dans la première figure on voit que la multiplicité différentielle sur noyau est plus grande que celle sur nucléon pour $y < y_{1/3}$; dans la région $y > y_{1/3}$ les multiplicités sont les mêmes. La rapidité $y_{1/3}$ est appelé rapidité critique y_{CRIT} . Lorsque l'énergie augmente la distribution s'élargit ($y \sim \log s$).

Dans la deuxième figure, l'énergie incidente étant fixe, la multiplicité augmente lorsque A augmente dans la région $y < y_{1/3}$. Dans cette région la multiplicité différentielle croît comme $A^{1/3}$, ceci vient du fait que

$$\frac{\sigma_{in} \quad hN}{\sigma_{in} \quad hA}$$

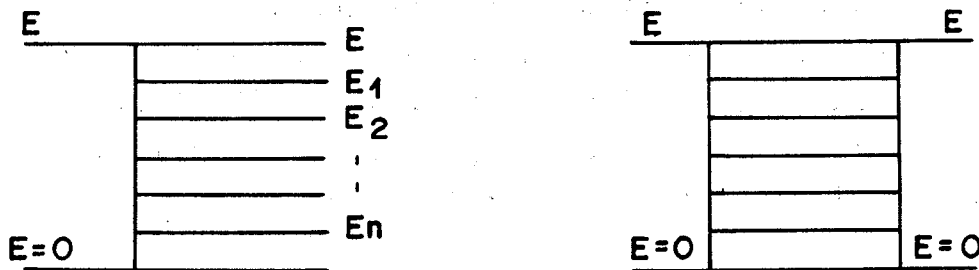
varie comme $A^{-2/3}$, et

$$\bar{v}(A) = A \frac{\sigma_{in}^{hN}}{\sigma_{in}^{hA}} \sim A^{1/3}.$$

3.3.2 - Modèle multipériphérique

Pour l'étude du modèle multipériphérique[16],[22] nous allons nous limiter à donner quelques hypothèses fondamentales, les propriétés dans l'espace-temps de ce modèle appliqué à la diffusion hadron-nucléon et hadron-noyau, et ses prédictions quant à la multiplicité différentielle du processus hadron-noyau. Une des hypothèses du modèle consiste à dire que seulement des petits moments de transfert peuvent être échangés entre deux particules de rapidités voisines, et que seulement les particules lentes interagissent avec la cible. Nous allons nous placer dans le système de la cible au repos.

Le processus de production et le processus élastique de la diffusion hadron-nucléon sont décrits par les diagrammes de Feynman suivants :



Nous appelons "partons" les particules représentées par les lignes horizontales. Les énergies E_i sont liées par la relation :

$$E_i = c E_{i+1} \quad c < 1$$

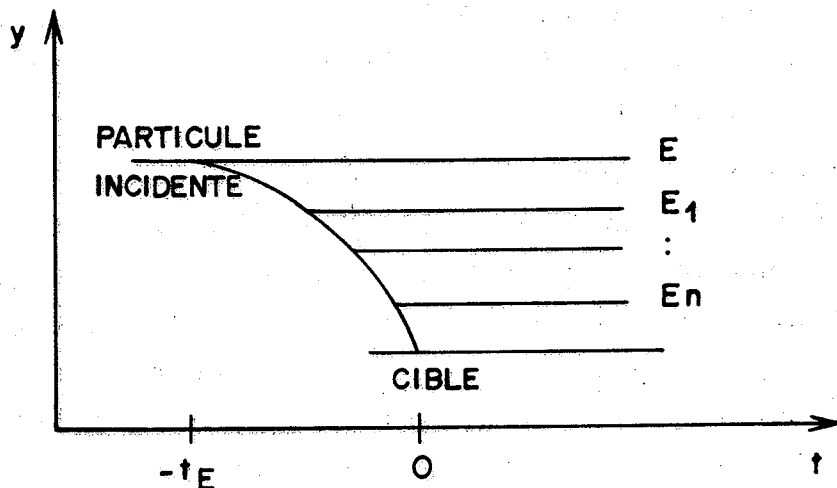
avec des rapidités $y = \log_e \frac{2E}{m}$ (où m est la masse du parton). Les partons sont séparés par intervalles de rapidités constantes,

c'est-à-dire : $y_{m+1} - y_m = \Delta y$

Les "partons" rapides sont dans la partie supérieure de l'échelle tandis que les lents sont dans la partie inférieure. Le parton le plus lent a une énergie égale à la masse de la cible.

Regardons maintenant l'effet de la dilatation de Lorentz sur le temps d'interaction des "partons". Supposons que le "parton" a dans son système au repos un temps caractéristique d'interaction τ_0 , quand le "parton" a une énergie E , son temps est dilaté de E/m , c'est-à-dire : $t_E = E/m \tau_0$. Durant ce temps, le "parton" aura parcouru une distance $Z \sim t_E$, on suppose qu'il se déplace essentiellement à la vitesse de la lumière.

La figure suivante décrit le mécanisme de production en tenant compte de la dilatation de Lorentz :

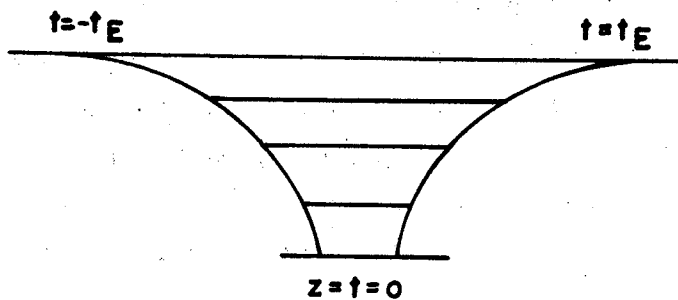


Nous avons fixé la position de la cible à $Z = t = 0$, et choisi l'origine de temps de telle façon que l'interaction entre les "partons" lents et la cible a lieu à $t = 0$.

Le premier "parton" est émis avec énergie E au temps $t = -t_E$ et à la position $Z = -t_E$; le parton suivant est émis

un certain temps après avec l'énergie E_1 , le processus continue ainsi jusqu'à l'émission du dernier parton au temps $t = Z = 0$.

Le processus élastique est décrit par la figure suivante :



Au temps $t = 0$, tous les "partons" sont produits et ensuite le système initial est reformé après un temps t_E .

Donc, le modèle multipériphérique demande, pour qu'une interaction particule-nucléon ait lieu, qu'un temps de l'ordre de $t_E \sim \tau_0 \frac{E}{m}$ se soit écoulé.

Considérons maintenant l'interaction hadron-noyau, lorsque le hadron rencontre le nucléon avec lequel il va faire sa première interaction. Tous les "partons" de l'échelle des énergies $E, E_1, E_2 \dots E_n$ n'auront pas la possibilité de réinteragir avant de sortir du noyau : seuls ceux qui auront une énergie plus basse que l'énergie critique E_c , telle que le temps d'interaction correspondante $t(E_c)$ soit plus petit que le temps τ nécessaire pour rencontrer un autre nucléon, pourront interagir.

Si on prend comme limite supérieure de τ celle nécessaire pour traverser le noyau de rayon R , on a :

$$t(E_c) = \frac{E_c}{m} \tau_0 = 2R \quad \text{d'où}$$

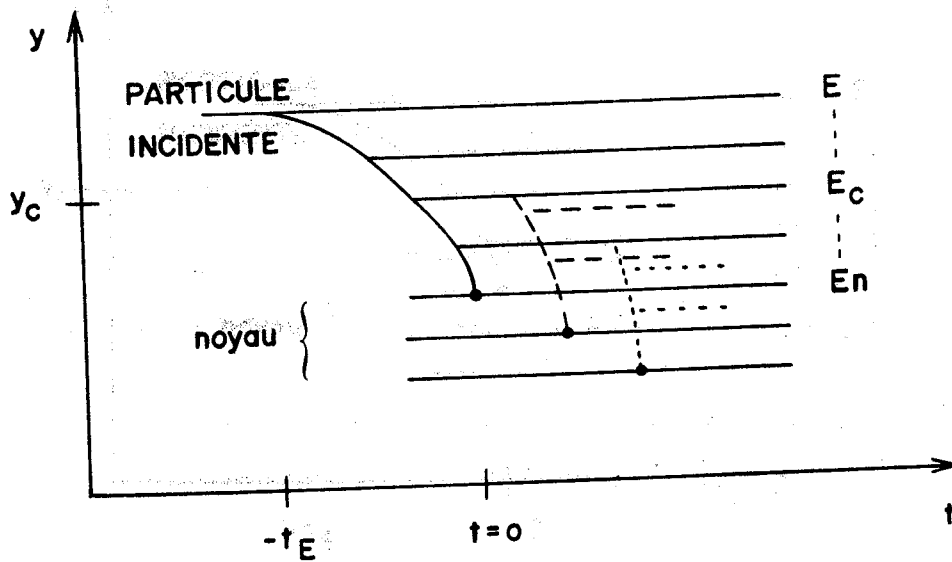
$$\frac{E_c}{m} = \frac{2R}{\tau_0}$$

La rapidité critique peut s'écrire :

$$y_c = \log \frac{2E_c}{m} = \log \frac{4R}{\tau_0}$$

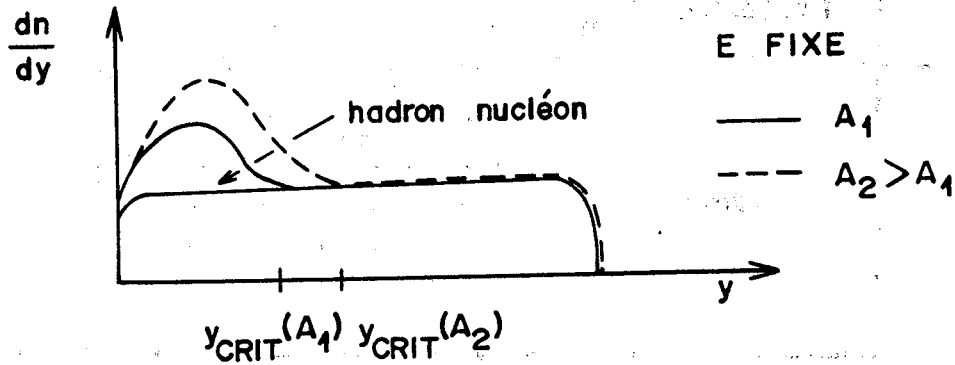
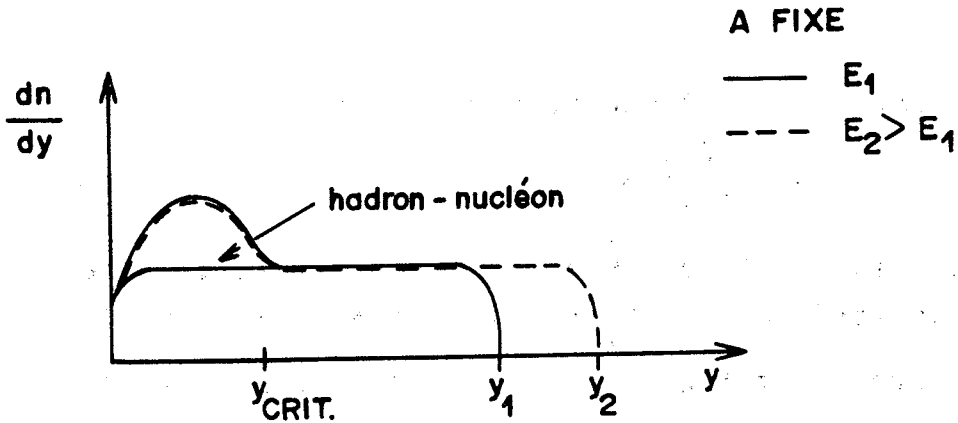
En résumé, uniquement les "partons" de rapidité inférieure à y_c ou d'énergie inférieure à E_c pourront interagir dans le noyau.

Le processus hadron-noyau est décrit par la figure suivante :



A la différence du modèle de Gottfried la rapidité critique varie avec le noyau. Rappelons que R est fonction du nombre de nucléons dans le noyau.

Dans les figures suivantes, nous montrons les prédictions de la multiplicité différentielle données par le modèle multipériphérique. Dans la première figure nous montrons la variation de la multiplicité différentielle lorsque l'énergie incidente change et le nombre de nucléons de la cible A reste fixe, la deuxième figure nous montre la variation lorsque A varie et l'énergie incidente reste fixe.



Les prédictions données par ce modèle sont assez semblables aux prédictions du modèle de Gottfried.

Une différence à noter est que la multiplicité différentielle ne change pas lorsqu'on augmente l'énergie pour la région $y < y_{\text{CRIT}}$. Pour E fixe, on voit que la multiplicité augmente lorsque A augmente comme dans le modèle du flux d'énergie, mais la rapidité critique change avec A

Notons que des prédictions sur la dépendance en A de la section efficace invariante $\frac{d\sigma(A,y)}{dy}$ sont données par le calcul de "Reggeons" de **GRIBOV** dans les travaux de Kancheli [23], Lehman et Winkow [24].

Dans la région de fragmentation de la cible et dans une partie de la région centrale, ces auteurs trouvent $\frac{d\sigma(A,y)}{dy} \sim A$, dans la région de fragmentation du projectile $\frac{d\sigma(A,y)}{dy} \sim A^{2/3}$.

Or :

$$\frac{d\sigma(A,y)}{dy} = \sigma_{inel}^{hA} \cdot \frac{dn(A,y)}{dy}$$

et, expérimentalement, nous avons que σ_{inel}^{hA} varie comme $A^{2/3}$. Les résultats du calcul de Reggeons sont donc en accord avec ceux donnés pour $\frac{dn}{dy}$ aussi bien par le modèle du flux d'énergie que celui du modèle multipériphérique.

Nos données expérimentales nous permettront d'estimer cette variation de la section efficace en fonction du nombre de nucléons. Nous reviendrons donc, au chapitre III, sur ces prédictions.

3.3.3 - Modèle du tube cohérent

Ce modèle simple a été proposé par G. BERLAD, A. DAR, Y. AFEK, G. EILAM [26]. L'idée de base consiste à considérer les nucléons du noyau comme un seul objet. Cette idée a été déjà considérée par les physiciens des rayons cosmiques ; récemment Gottfried [17] et Patashinskii [27] ont repris les mêmes considérations. La plupart des résultats sont indépendants de la structure nucléaire.

Les hypothèses principales du modèle sont les suivantes :

- Le fait que plusieurs quantités dans les collisions particule-particule (multiplicité moyenne par exemple [30]) sont indépendantes des nombres quantiques des particules incidentes, permet de supposer que dans le système du centre de masse, les collisions particule-ensemble de nucléons et particule-nucléon se ressemblent.

- L'interaction d'une particule avec un noyau peut être assimilée à une collision entre la particule incidente et un ensemble de nucléons localisés dans un cylindre de section efficace σ (section efficace inélastique particule-nucléon) le long de la trajectoire de la particule incidente.

- Le carré de l'énergie dans le centre de masse dans le système particule-ensemble de nucléons est donné par

$$s_i \approx 2 i m p_{LAB} = is,$$

(en négligeant l'énergie de liaison) où i est le nombre des nucléons de l'ensemble, p_{LAB} l'impulsion du projectile dans le système du laboratoire, m la masse d'un nucléon et s le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision particule-nucléon.

Regardons maintenant les nouvelles lois de scaling qui ont été trouvées en utilisant ce modèle [28] et [29]. Soit $P(i,a,b)$ la probabilité pour que la particule incidente rencontre i nucléons au paramètre d'impact b . $P(i,A)$ la probabilité pour que le projectile rencontre i nucléons à n'importe quel paramètre d'impact.

Cette probabilité est donnée par :

$$P(i,A;b) = \binom{A}{i} \left(\frac{\sigma T(b)}{A}\right)^i \left(1 - \frac{\sigma T(b)}{A}\right)^{A-i}$$

A : est le nombre de nucléons dans le noyau

σ : section efficace inélastique particule-nucléon

$T(b)$: est donné par la relation

$$T(b) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho(b,z),$$

ρ étant la densité nucléaire ($\int \rho(r) d^3r = A$). $\frac{\sigma T(b)}{A}$ est la probabilité pour que le projectile incident trouve un nucléon donné au paramètre d'impact b , $\left(\frac{\sigma T(b)}{A}\right)^i$ est la probabilité pour que le projectile rencontre i nucléons, $\left(1 - \frac{\sigma T(b)}{A}\right)^{A-i}$ est la probabilité pour que le projectile ne rencontre pas le reste des nucléons.

Le facteur $\binom{A}{i} = \frac{A!}{(A-i)!i!}$ est le nombre de combinaisons possibles qu'on peut faire avec A nucléons en choisissant i chaque fois.

La probabilité $P(i,A)$ est donnée par :

$$P(i,A) = \frac{\int d^2b P(i,A;b)}{\sigma_{in} A}$$

la section efficace inélastique projectile-noyau est donnée par :

$$\sigma_{in}^{hA} = \int d^2b [1 - (1 - \frac{\sigma_T(b)}{A})^A] = \sum_{i=1}^A \int d^2b P(i,A;b)$$

Soit la réaction inclusive $h + i \rightarrow c + \dots$, où h est le hadron incident, i est un ensemble de nucléons de la cible et c la particule observée.

En utilisant les hypothèses déjà mentionnées on peut relier la section efficace $h + i \rightarrow c + \dots$ à la section efficace $h + p \rightarrow c + \dots$ de la manière suivante :

$$E \frac{d^3\sigma_{hi}}{dp^3}(s, E + p_L, p_T) = E \frac{d^3\sigma_{hp}}{dp^3}(is, i^{1/2}(E + p_L), p_T) \quad (TC)$$

E , p_L et p_T sont l'énergie, l'impulsion longitudinale et transversale respectivement de la particule observée c . s est l'énergie du centre de masse pour la collision hadron-nucléon $s \approx 2 m p_{LAB}$.

Nous allons démontrer que si :

$$\begin{aligned} s &\rightarrow is && \text{alors} \\ E + p_L &\rightarrow i^{1/2} (E + p_L) \end{aligned}$$

Considérons la transformation de Lorentz :

$$E = \gamma(E^* + \beta p_L^*)$$

$$p_L = \gamma(p_L^* + \beta E^*)$$

avec :

$$\beta = \frac{p_{inc}}{E_{inc} + m_b}$$

$$\gamma = \frac{E_{inc} + m_b}{\sqrt{s}}$$

p_{inc} est l'impulsion de la particule incidente, m_b la masse de la cible et \sqrt{s} l'énergie disponible dans le centre de masse.

Nous avons :

$$E + p_L = \gamma(1+\beta)(E^* + p_L^*) = \frac{(E_{in} + p_{in} + m_b)}{\sqrt{s}} (E^* + p_L^*)$$

en faisant les approximations $P_{inc} \gg m_b$, nous avons $E_{inc} \approx P_{inc}$ et $s \approx 2 m_b E_{inc}$.

Nous pouvons écrire alors :

$$E + p_L \approx \frac{2E_{inc}}{\sqrt{s}} (E^* + p_L^*) \approx \frac{\sqrt{s}}{m_b} (E^* + p_L^*)$$

d'où on peut voir que si :

$$\begin{aligned} s &\rightarrow i s && \text{alors} \\ E + p_L &\rightarrow i^{1/2} (E + p_L) \end{aligned}$$

Pour la collision hadron-noyau ($h + A \rightarrow c + \dots$) on prend la moyenne de l'équation TC sur toutes les probabilités de trouver i nucléon au paramètre d'impact b , dans un cylindre de section efficace σ (section efficace inélastique hadron-nucléon) le long de la direction incidente, et on intègre sur tous les paramètres d'impact, c'est-à-dire :

$$E \frac{d^3 \sigma_{hA}}{dp^3} (s, E+p_L, p_T) = \int \frac{d^2 b}{\sigma_{hp}^{in}} \sum_{i=1}^A P(i,A;b) E \frac{d^3 \sigma_{hp}}{dp^3} (is, (E+p_L) i^{1/2}, p_T)$$

ou encore :

$$E \frac{d^3 \sigma_{hA}}{dp^3} (s, E+p_L, p_T) = \frac{\sigma_{hA}}{\sigma_{hp}^{in}} \sum_{i=1}^A P(i,A) E \frac{d^3 \sigma_{hp}}{dp^3} (is, i^{1/2} (E+p_L), p_T)$$

L'ensemble de i nucléons peut être approché par un ensemble moyen de nucléons de nombre $A^{1/3}$. Ceci est obtenu en moyennant sur tous les $P(i,A)$ à condition d'avoir $A \gtrsim 10$.

Nous avons alors :

$$E \frac{d^3 \sigma_{hA}}{dp^3} (s, E+p_L, p_T) \approx \frac{\sigma_{hA}}{\sigma_{hp}^{in}} E \frac{d^3 \sigma_{hp}}{dp^3} (A^{1/3} s, A^{1/6} (E+p_L), p_T)$$

Cherchons la forme de la section efficace différentielle inclusive en fonction de la rapidité.

De la partie 2.3.2 nous avons :

$$y = \log_e \frac{E+p_L}{m_T}$$

Lorsqu'on passe de la section efficace $h+A \rightarrow c + \dots$ à la section efficace $h+p \rightarrow c + \dots$, les variables changent de la manière suivante :

$$s \rightarrow A^{1/3} s$$

$$E + p_L \rightarrow A^{1/6} (E + p_L)$$

$$y = \log_e \frac{E+p_L}{m_T} \rightarrow y' = \log_e \frac{A^{1/6} (E+p_L)}{m_T} = y + 1/6 \log_e A$$

Nous avons alors :

$$\frac{d^3 \sigma_{hA}}{dp_T^2 dy} (s, y, p_T) \simeq \frac{\sigma_{in}^{hA}}{\sigma_{in}^{hp}} \cdot \frac{d^3 \sigma_{hp}}{dp_T^2 dy} (A^{1/3} s, y + 1/6 \log_e A, p_T)$$

Ceci veut dire que la section efficace $h+A \rightarrow c + \dots$ est équivalente (à un facteur près) à la section efficace $h+p \rightarrow c + \dots$ à une énergie supérieure et avec une translation de la rapidité.

Comme nous venons de le voir, la moyenne du carré de l'énergie dans le centre de masse disponible dans la collision hadron-noyau est $A^{1/3}$ fois plus grande que l'énergie disponible dans la collision hadron-nucléon.

Dans une collision noyau-noyau on aurait une énergie disponible égale à $S_{eff} = A_1^{1/3} A_2^{1/3} s$, où A_1 et A_2 sont les noyaux respectifs.

Le rapport de la multiplicité moyenne de traces rapides chargées dans la collision hadron-noyau à la multiplicité sur nucléon, c'est-à-dire R_A , a été calculé dans [26] ; c'est

$$R_A = \frac{A}{\sum_{i=1}^A} P(i, A) i^{1/4}$$

La connaissance de la probabilité $P(i,A)$ pour chaque i suffit pour déterminer le rapport R_A .

En utilisant la même approximation que nous avons déjà vue (page) on a :

$$R_A = R_0 [(A)^{1/3}]^{1/4} = R_0 A^{1/12}$$

où R_0 est une constante supérieure à 1.

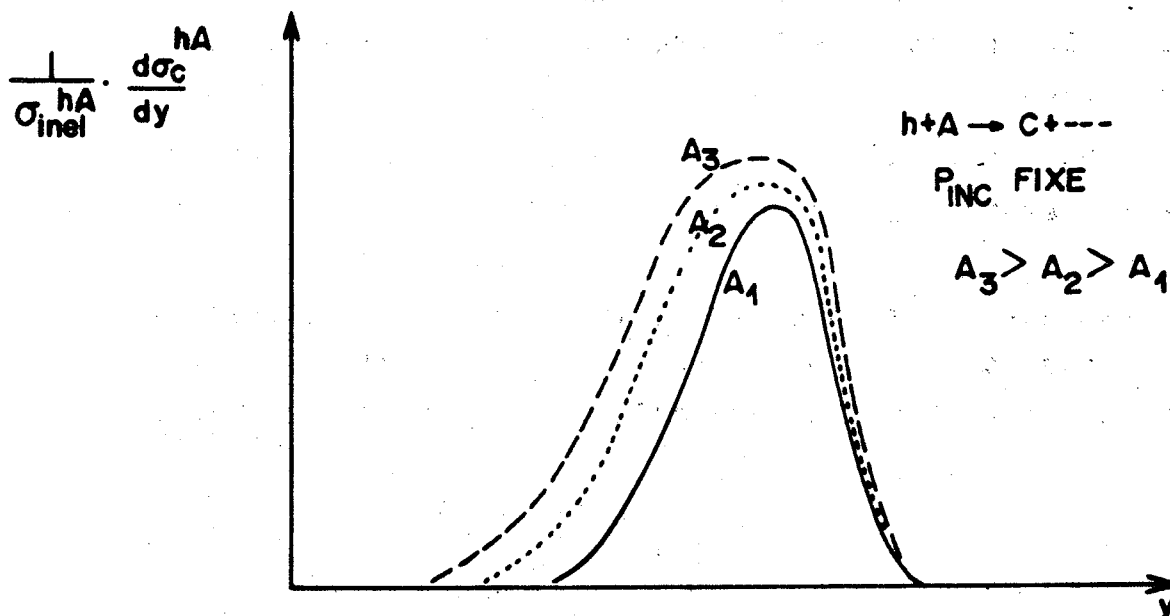
Dans le système du laboratoire, les limites de la rapidité pour la collision hadron-ensemble i de nucléons sont :

$$- \log_e \frac{m_i}{\mu} < y < \log_e s/m\mu$$

où m est la masse du nucléon cible et μ la masse de la particule observée.

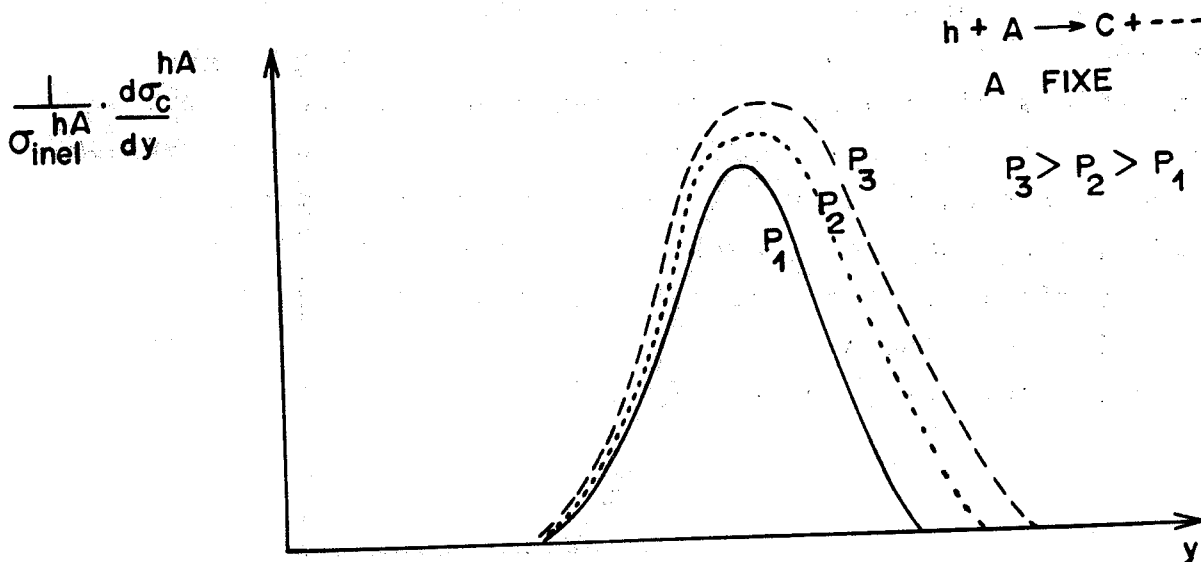
Nous pouvons voir que la région de fragmentation de la cible de la réaction $h+A \rightarrow c + \dots$ augmente avec A à p_{inc} (impulsion incidente) fixe.

Dans la figure suivante nous donnons la prédiction du modèle du tube cohérent lorsque A augmente à impulsion incidente fixe.



La région de fragmentation de la cible augmente avec A et aussi la région centrale, celle-ci se déplace vers la région de fragmentation de la cible.

Pour A fixe, et impulsion incidente variable nous avons le comportement opposé ; la figure suivante nous montre cette variation.



Une différence essentielle entre le modèle du tube cohérent et les modèles du flux d'énergie et multipériphérique, est que pour ces derniers modèles les limites cinématiques de la distribution de la rapidité ne changent pas lorsque A varie et P_{inc} reste fixe, ce qui est contraire aux prédictions du modèle du tube cohérent.

En conclusion, nous sommes en présence de deux types de modèles pour décrire les réactions inclusives hadron-noyau. Les uns (modèle du flux d'énergie, modèle multipériphérique, ...) décrivent les interactions sur les nucléons du noyau avec des "états hadroniques" (hadrons de Gottfried, "partons") créés lors de la première interaction avant que ceux-ci ne se comportent comme de véritables particules : c'est-à-dire que le temps nécessaire pour qu'ils rencontrent une autre cible soit plus court que le temps d'interaction.

Pour cette catégorie de modèles, le noyau est un ensemble de cibles indépendantes. Pour les autres (modèles du tube cohérent ou autres modèles collectifs) le noyau est vu au contraire par la particule incidente comme un entassement de matière nucléaire sur laquelle elle réagit de la même manière que dans la collision hadron-parton, à une énergie plus élevée.

Ces deux sortes de modèles ont néanmoins en commun le fait de prédire pour les distributions inclusives des réactions hadron-noyau des résultats bien différents de ceux que le modèle classique de cascades intranucléaires prévoyait. Comme les résultats à très haute énergie ont infirmé ceux attendus par le modèle de cascades, nous comparons, dans la dernière partie de notre travail, les résultats expérimentaux que nous avons observés avec les prévisions que nous donnent les modèles que les expériences à plus hautes énergies n'ont pas (encore) rendu caduques.

C H A P I T R E I I I

COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX OBTENUS SUR HYDROGENE
ET INTERPRETATION A L'AIDE DES MODELES



1.- INTRODUCTION

Dans cette partie nous allons comparer les sections efficaces différentielles de la réaction inclusive $K^+ + \text{NOYAU} \rightarrow K^0 + \dots$ à 10 GeV/c d'impulsion incidente avec la réaction $K^+ + p \rightarrow K^0 + \dots$ à 8.2 GeV/c, 12.7 GeV/c et 16 GeV/c d'impulsions incidentes.

Pour fixer la notation nous utiliserons désormais la lettre A pour indiquer le noyau cible, nous rappelons qu'il a un nombre effectif de nucléons égal à 9.8 (Chapitre I, partie 4.3.3).

Bien que les différents modèles ne donnent pas de prédictions pour la distribution de la masse invariante du système produit et non observé (système X dans notre notation du chapitre II, partie 1.2) ou de l'impulsion transverse nous étudierons tout de même ceux-ci.

La distribution de l'impulsion réduite ou variable de Feynman sera aussi étudiée. Pour la définition de cette variable nous supposons que la collision a lieu sur un seul nucléon.

Tout d'abord nous étudierons quelques distributions non normalisées, celles de la masse M_X et de l'impulsion transverse au carré, ensuite nous étudierons des distributions normalisées par la section efficace inélastique ; la distribution de l'impulsion transverse, celle de la variable rapidité et celle de la variable de Feynman. Ensuite, nous étudierons la prédiction du modèle du tube cohérent pour la distribution de la rapidité. Enfin, nous étudierons la variation du nombre effectif de nucléons dans le noyau en fonction de la rapidité.

Au fur et à mesure que nous regarderons les distributions nous les comparerons aux résultats obtenus dans d'autres expériences et aux éventuelles prédictions des modèles étudiés.

Les barres d'erreurs de nos distributions ont été calculées en tenant compte d'erreurs systématiques et statistiques. Nous appelons erreurs systématiques les erreurs liées aux pondérations

et aux différentes grandeurs intervenant dans le calcul de la section efficace inclusive. Pour les intervalles contenant moins de 20 événements nous avons utilisé la loi de Poisson à 90 % de confiance pour estimer l'erreur statistique [31].

2.- COMPARAISON DES SECTIONS EFFICACES DIFFERENTIELLES DES REACTIONS $K^+ + A \rightarrow K^0 + \dots$ ET $K^+ + p \rightarrow K^0 + \dots$

2.1 - SPECTRE DE LA MASSE INVARIANTE DU SYSTEME PRODUIT ET NON OBSERVE M_X

La masse invariante du système produit et non observé a été définie dans le chapitre II.

La figure 11 nous montre la distribution sur noyau à 10 GeV/c d'impulsion incidente et la distribution sur proton à 8.2 GeV/c d'impulsion incidente [32]. Les deux distributions ont une même croissance exponentielle pour des valeurs de M_X supérieures à 2 GeV. Le tableau suivant résume les caractéristiques de l'ajustement des distributions par la fonction e^{KM_X} .

REACTION	INTERVALLE DE MASSE (GeV)	K (GeV) ⁻¹	$\frac{\chi^2}{D.L}$
$K^+p \rightarrow K^0 + \dots$ 8.2 GeV/c	2.0 3.45	1.72 ± 0.06	14/5
$K^+A \rightarrow K^0 + \dots$ 10 GeV/c	2.0 3.50	1.76 ± 0.34	4.8/4
$K^+A \rightarrow K^0 + \dots$ 10 GeV/c	2.0 3.90	1.96 ± 0.19	5.9/8

T A B L E A U V I I

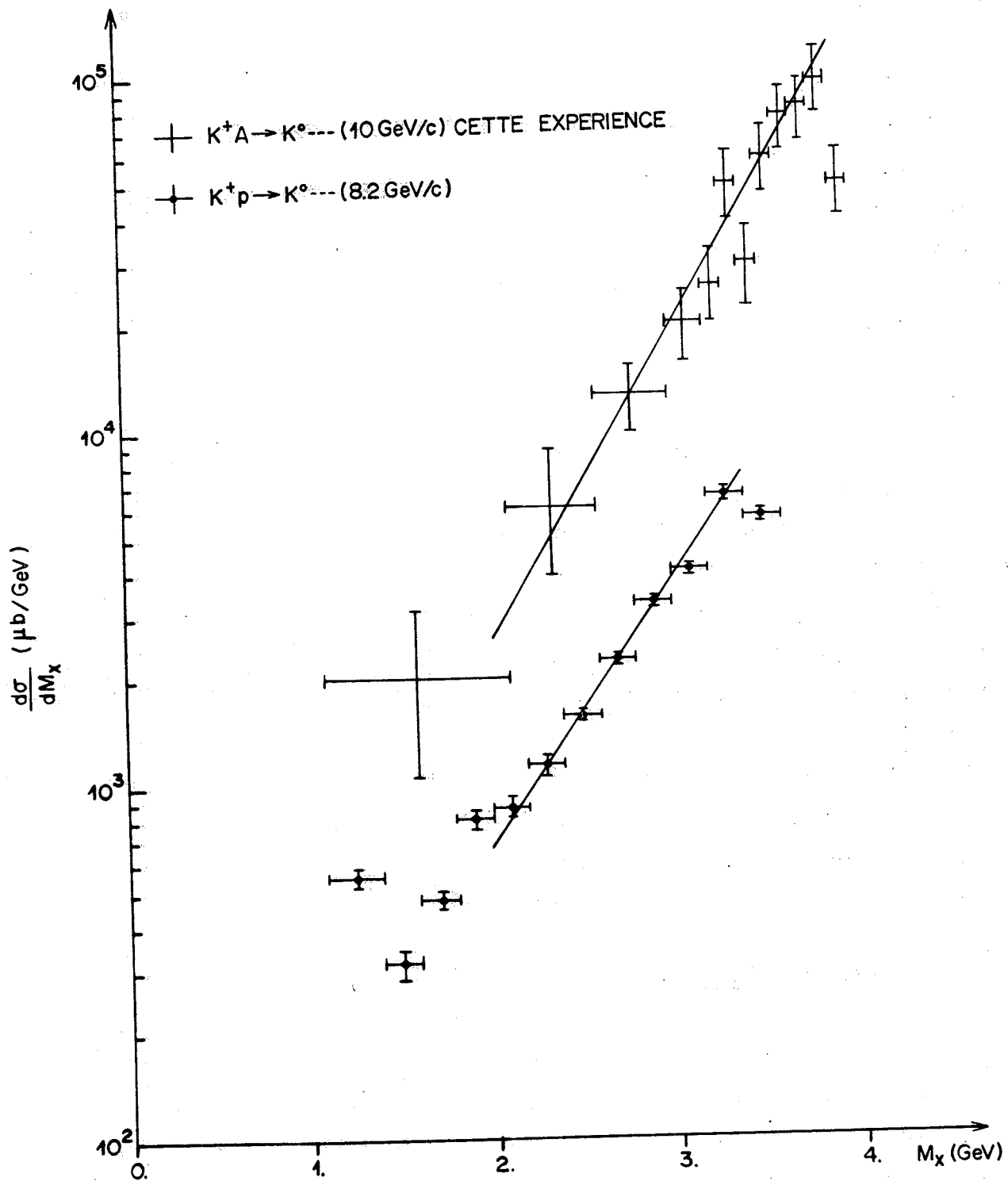


FIG. 11 : SPECTRE DE LA MASSE EFFECTIVE DU SYSTEME X

Pour notre expérience nous donnons deux ajustements correspondant à différents intervalles de masse. Pour ces deux ajustements notre distribution a la même croissance que la distribution sur proton. Dans les distributions de la figure 11 nous avons dessiné les droites correspondant aux ajustements.

Remarquons que l'ajustement de la distribution sur proton présente un rapport χ^2 par degré de liberté trop grand. Ceci vient du fait que les erreurs des distributions sur proton sont très petites et le χ^2 est par conséquent trop grand. Dans la référence [32] un ajustement semblable a été fait, ses résultats sont en accord avec ceux que nous avons obtenus dans l'ajustement de la distribution sur proton.

La limite inférieure des masses M_X produites est la même pour les deux distributions (proche de la masse du nucléon), la limite supérieure n'est pas la même; ceci est dû au fait que nous disposons d'une plus grande énergie dans le centre de masse.

L'accumulation d'événements sur proton pour les faibles masses est due à la production des résonances baryoniques. La distribution sur noyau ne présente pas cette accumulation de manière très claire ; notre statistique trop faible ne nous permet pas d'étudier convenablement cette région.

En conclusion nous pouvons dire que les distributions de la masse M_X observées sur hydrogène et sur noyau ne montrent pas des différences très marquées.

2.2 - SPECTRE DE L'IMPULSION TRANSVERSE

Les distributions du carré de l'impulsion transverse de notre expérience, de même que celles sur proton à 8.2 GeV/c [33] et 12.7 GeV/c [34] sont montrées dans la figure 12. Pour la comparaison de ces distributions nous avons ajusté celles-ci par des exponentielles.

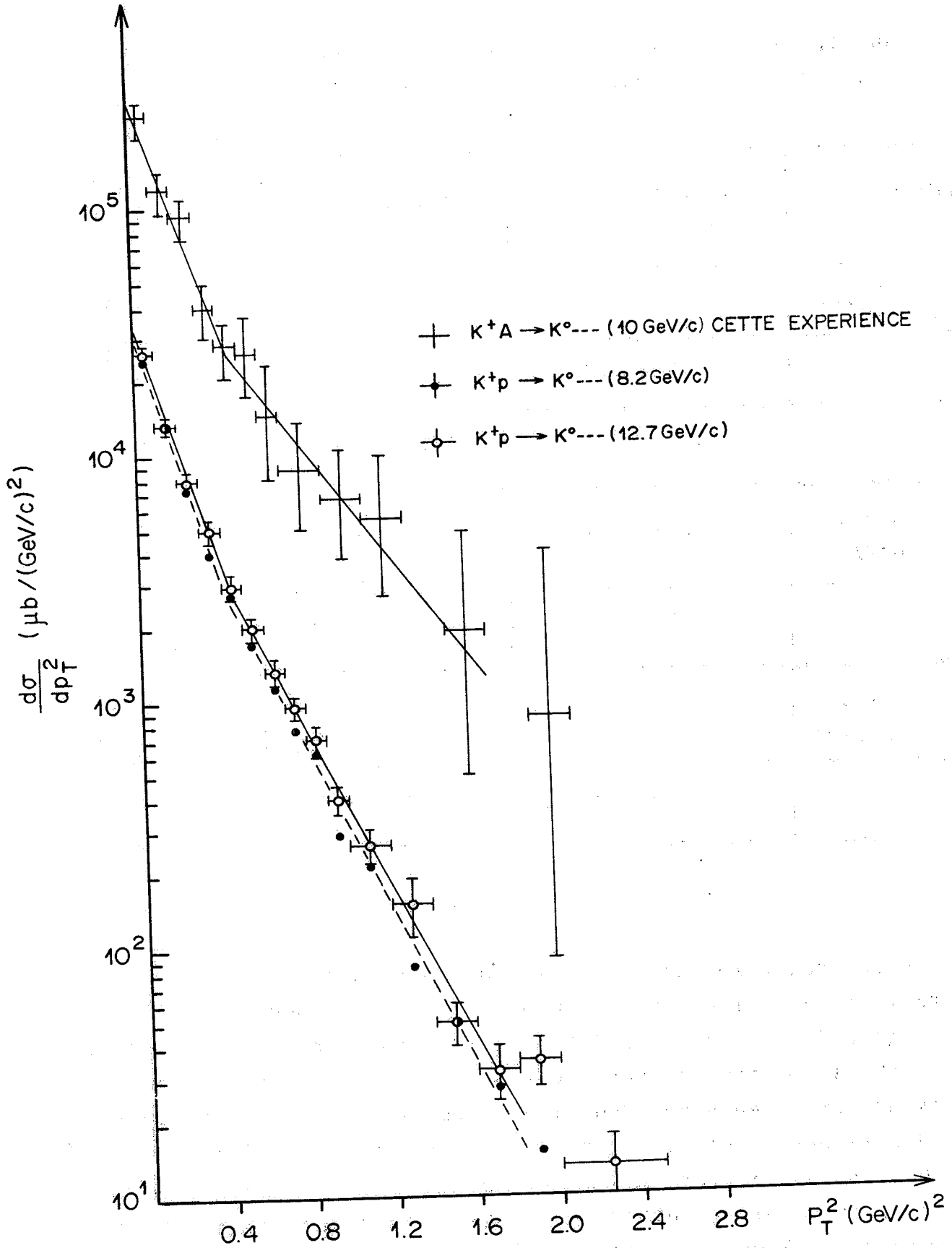


FIG. 12 : SPECTRE DU CARRE DE L'IMPULSION TRANSVERSE

Dans le tableau suivant nous donnons un résumé de l'ajustement de la forme $e^{-bp_T^2}$ pour différents intervalles de p_T^2 .

REACTION	INTERVALLE EN p_T^2 (GeV/c) ²	b (GeV/c) ⁻²	$\frac{\chi^2}{D.L}$
$K^+A \rightarrow K^0 + \dots$ (10 GeV/c)	0. - 0.5	5.34 ± 0.65	1.8 /3
	0.5 - 1.7	2.47 ± 1.00	0.6 /4
	0.5 - 2.1	2.44 ± 0.96	0.6 /5
$K^+p \rightarrow K^0 + \dots$ (8.2 GeV/c)	0. - 0.5	5.65 ± 0.18	7.5 /3
	0.5 - 1.8	3.75 ± 0.14	6.2 /7
$K^+p \rightarrow K^0 + \dots$ (12.7 GeV/c)	0. - 0.5	5.60 ± 0.19	4.5/3
	0.5 - 1.8	3.67 ± 0.14	4.2/7

T A B L E A U V I I I

En regardant le tableau VIII nous pouvons constater que les trois distributions ont une même décroissance pour les valeurs de p_T^2 inférieures à 0.5 (GeV/c)². Pour les p_T^2 supérieures à 0.5 (GeV/c)² la comparaison n'est pas facile à cause de nos grandes erreurs. Cependant dans l'ajustement que nous avons fait notre distribution décroît moins vite (pente plus faible) que les distributions sur proton. Ceci n'est pas en contradiction avec la dépendance de la distribution de l'impulsion transverse en fonction du nombre de nucléons pour les impulsions transverses supérieures à 0.8 GeV/c observées dans les phénomènes à grande impulsion transverse [41].

Dans la figure 12 nous avons dessiné les droites correspondantes aux différents ajustements.

Dans la figure 13 nous comparons les distributions de l'impulsion transverse normalisée, pour notre expérience et pour celles sur proton à 8.2 GeV/c et 16 GeV/c d'impulsion incidente [7]. Pour la normalisation nous avons utilisé les sections efficaces inélastiques des K^+ sur proton à 8.2 GeV/c et 16 GeV/c d'impulsions incidentes ; à savoir $(13.8 \pm 0.3)\text{mb}$ [32] et $(13.99 \pm 0.20)\text{mb}$ [35] respectivement, de même que la section efficace inélastique des K^+ sur noyau calculée dans la partie 4.3.3, chapitre I.

A nouveau, nous pouvons constater la compatibilité des distributions pour les faibles p_T et la différence entre notre distribution sur noyau et celle sur proton pour les grandes valeurs de p_T .

2.3 - SPECTRE DE LA RAPIDITE ET DE LA VARIABLE DE FEYNMAN

La rapidité est une variable sans dimension, elle a été définie dans la partie 1.3 du chapitre II. Nous avons fait une translation (voir partie 1.3, chapitre II) pour passer de la rapidité dans le système du centre de masse à la rapidité dans le système du laboratoire.

Les distributions normalisées de la rapidité pour notre expérience à 10 GeV/c sur noyau de même que les distributions sur proton à 8.2 GeV/c [36] et 12.7 GeV/c [34] sont montrées dans la figure 14.

Le nombre des K^0 par interaction inélastique pour notre expérience est :

$$\langle n \rangle_{K^0} = \frac{\sigma_{K^0}^{K^+A}}{\sigma_{\text{inel}}^{K^+A}} = \frac{(61.4 \pm 8.5)\text{mb}}{(129.3 \pm 4.3)\text{mb}} = 0.47 \pm 0.07$$

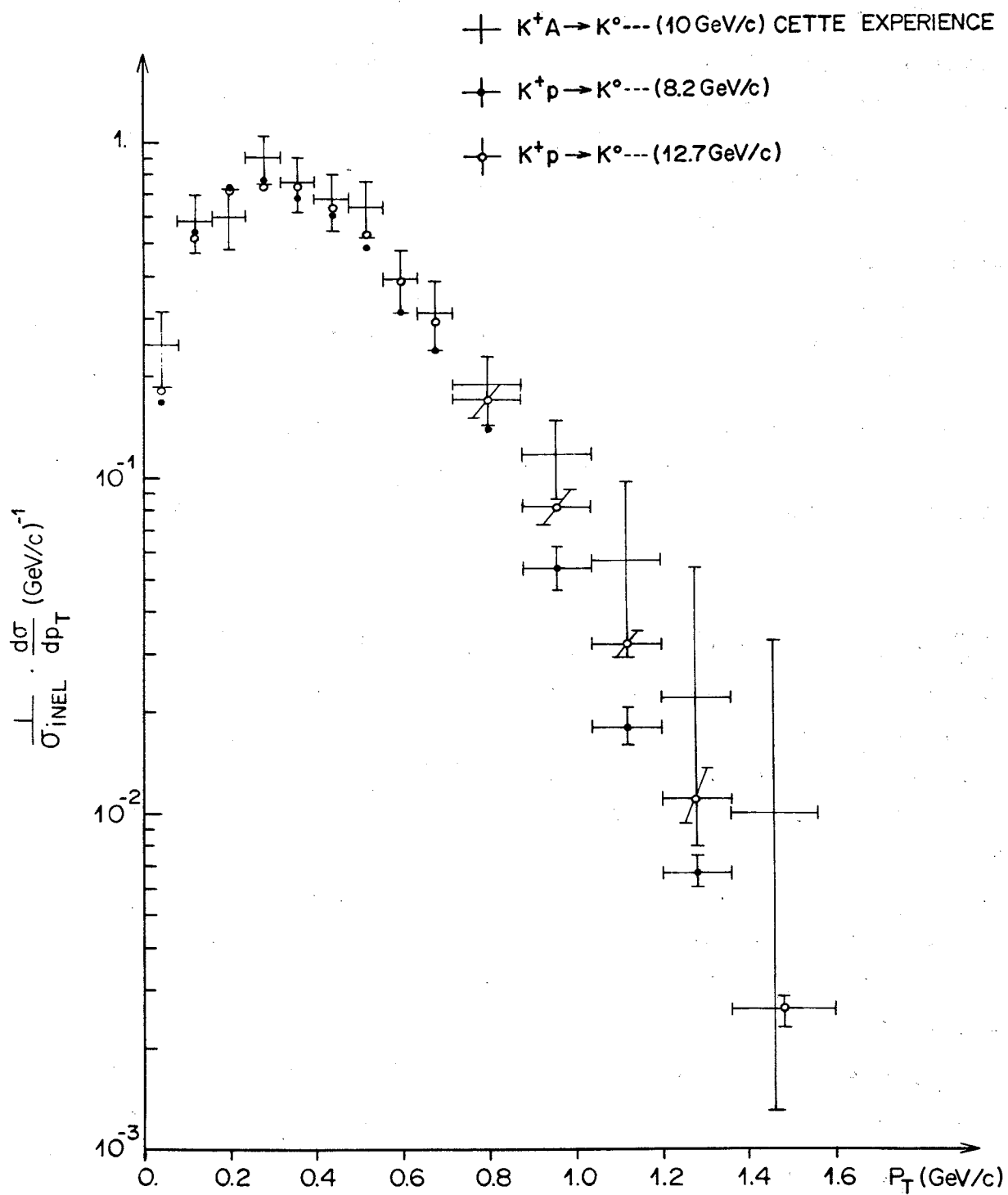


FIG. 13 : SPECTRE DE L'IMPULSION TRANSVERSE NORMALISE PAR LA SECTION EFFICACE INELASTIQUE

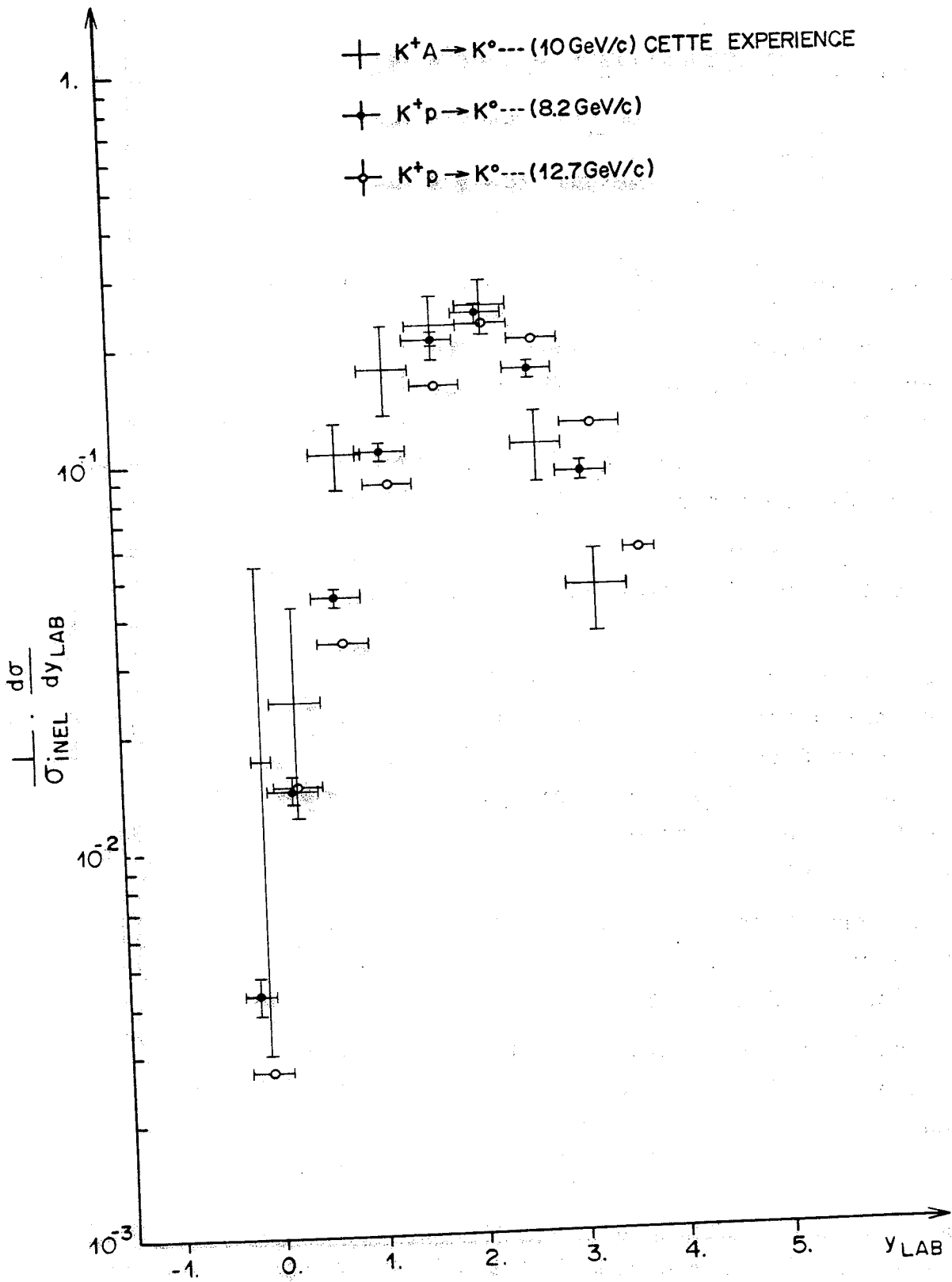


FIG. 14 : SPECTRE DE LA RAPIDITE NORMALISE PAR LA SECTION EFFICACE INELASTIQUE

pour l'expérience sur proton à 8.2 GeV/c nous avons [32] :

$$\langle n \rangle_{K^0}^{K^+p} = \frac{\sigma_{K^0}^{K^+p}}{\sigma_{K^0}^{K^+A}} = \frac{(5.58 \pm 0.26) \text{ mb}}{(13.80 \pm 0.30) \text{ mb}} = 0.40 \pm 0.02$$

Les valeurs $\langle n \rangle_{K^0}^{K^+A}$ et $\langle n \rangle_{K^0}^{K^+p}$ sont donc compatibles.

Notre distribution est systématiquement plus haute que les distributions sur proton pour les valeurs de la rapidité inférieures à 1.5 ; entre 1.5 et 2.5 notre distribution est compatible avec la distribution sur proton à 8.2 GeV/c et plus basse pour les rapidités supérieures à 2.5 .

Ce comportement de la distribution sur noyau n'est pas entièrement compatible avec les prédictions de la plupart des modèles.

En effet, dans la région de fragmentation de la cible, notre distribution montre un comportement compatible avec les différents modèles. Mais dans la région de fragmentation du projectile les modèles prédisent une compatibilité entre les distributions sur proton et sur noyau, ce qui n'est pas vérifié par nos résultats.

Le comportement de notre distribution est semblable à celui observé dans les réactions $\pi^+ \text{Ne} \rightarrow \pi^- + \dots$ et $\pi^+ \text{d} \rightarrow \pi^-$ à 10 GeV/c d'impulsion incidente [18].

Complémentairement à la distribution de la rapidité nous avons étudié la distribution invariante de la variable de Feynman

$$x = \frac{P_L^*}{P_{inc}^*}$$

La figure 15 nous montre la distribution sur noyau à 10 GeV/c et la distribution sur proton à 8.2 GeV/c normalisée à la section efficace inélastique.

$$f_{K^0}(x) = \frac{E^*(K^0)}{\pi P_{INC}^*} \cdot \frac{d\sigma}{dx}$$

+ K⁺A → K⁰--- (10 GeV/c) CETTE EXPERIENCE

+ K⁺p → K⁰--- (8.2 GeV/c)

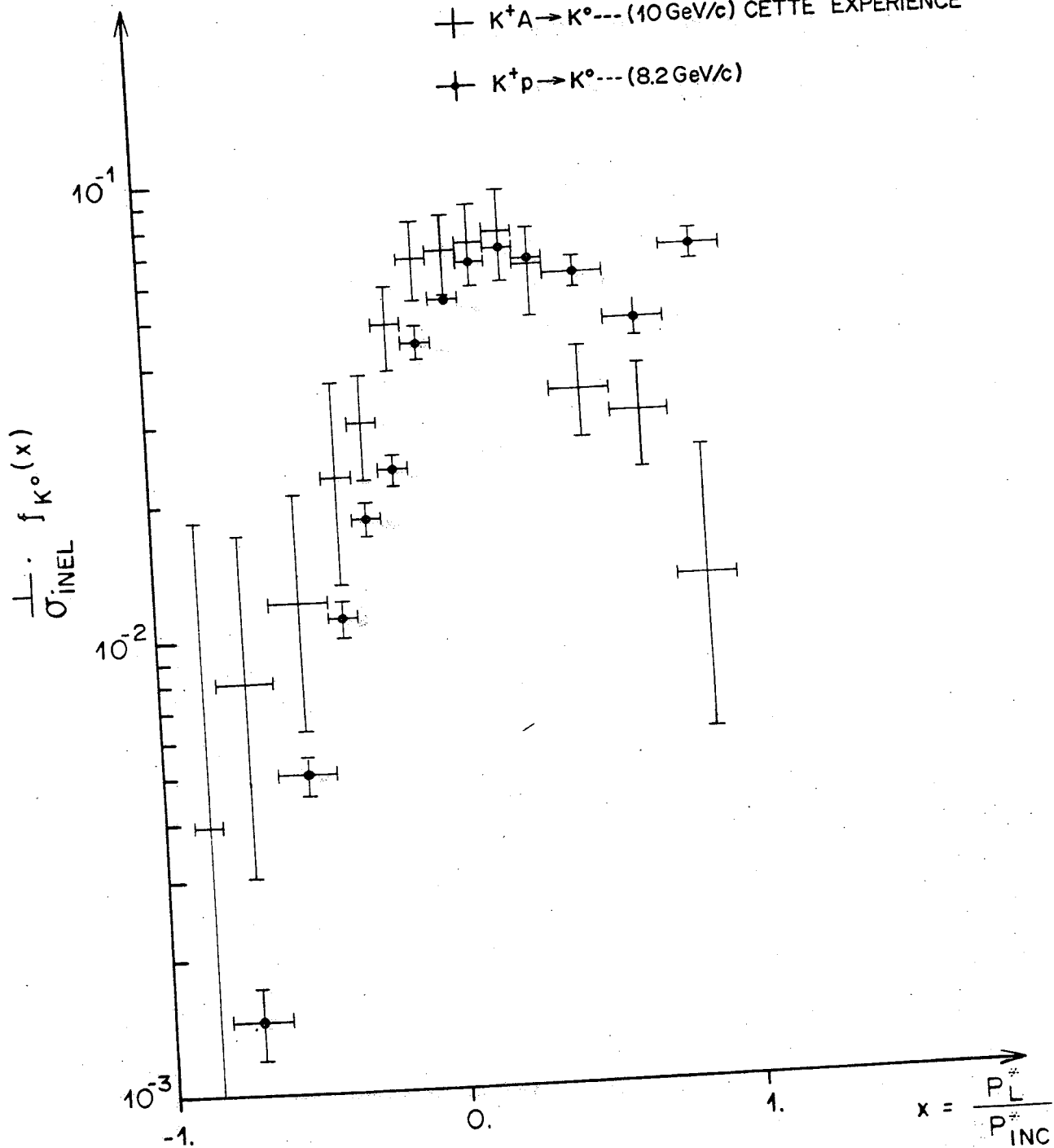


FIG. 15 : SPECTRE DE LA VARIABLE DE FEYNMAN NORMALISEE PAR LA SECTION EFFICACE INELASTIQUE

Pour le calcul des quantités dans le système du centre de masse dans notre expérience, nous avons supposé une collision kaon-nucléon simple.

Le comportement des distributions normalisées de la variable x est semblable à celui des distributions normalisées de la rapidité y . Pour les valeurs de x inférieures à 0, notre distribution est systématiquement plus haute que la distribution sur proton ; jusqu'à 0.4 elles sont compatibles et ensuite la distribution sur proton est plus haute que la nôtre. Dans la distribution sur proton on peut observer un comportement de "leading particule" pour les valeurs de x voisines de 1. Il est dû en grande partie à la production du canal $K^+ p \rightarrow K^0 \Delta^{++}$; cet effet décroît comme $p_{inc}^{-1.7}$ [7].

Le rapport des multiplicités différentielles sur noyau à celle obtenue sur proton à 8.2 GeV/c est montré dans la figure 16. Cette figure nous montre d'une manière très claire les régions où les distributions sont compatibles ou les régions où elles ne le sont pas.

2.4 - PREDICTION DE LA DISTRIBUTION DE LA RAPIDITE DU MODELE DU TUBE COHERENT

Dans le chapitre II, partie 2.4.3 nous avons étudié les prédictions de ce modèle qui relie les distributions normalisées de la variable rapidité d'une particule quelconque produite dans l'interaction hadron-noyau et hadron-nucléon.

Dans le cas particulier de notre expérience nous avons :

$$\frac{d^3 \sigma_{K^0}^{K^+A}}{dp_T^2 dy} (u, y, p_T) \cong \frac{\sigma_{in}^{K^+A}}{\sigma_{in}^{K^+p}} \cdot \frac{d^3 \sigma_{K^0}^{K^+p}}{dp_T^2 dy'} (A^{1/3} u, y + 1/6 \log_e A, p_T) \quad (TC)$$

avec $y' = y + 1/6 \log_e A$.

$$f_{K^0}(x) = \frac{E^*(K^0)}{\pi P_{INC}^*} \cdot \frac{d\sigma}{dx}$$

$$R(x) = \frac{\frac{1}{\sigma_{INEL}^{K^+A}} \cdot f_{K^0}^{K^+A}(x)}{\frac{1}{\sigma_{K^+p}} \cdot f_{K^0}^{K^+p}(x)}$$

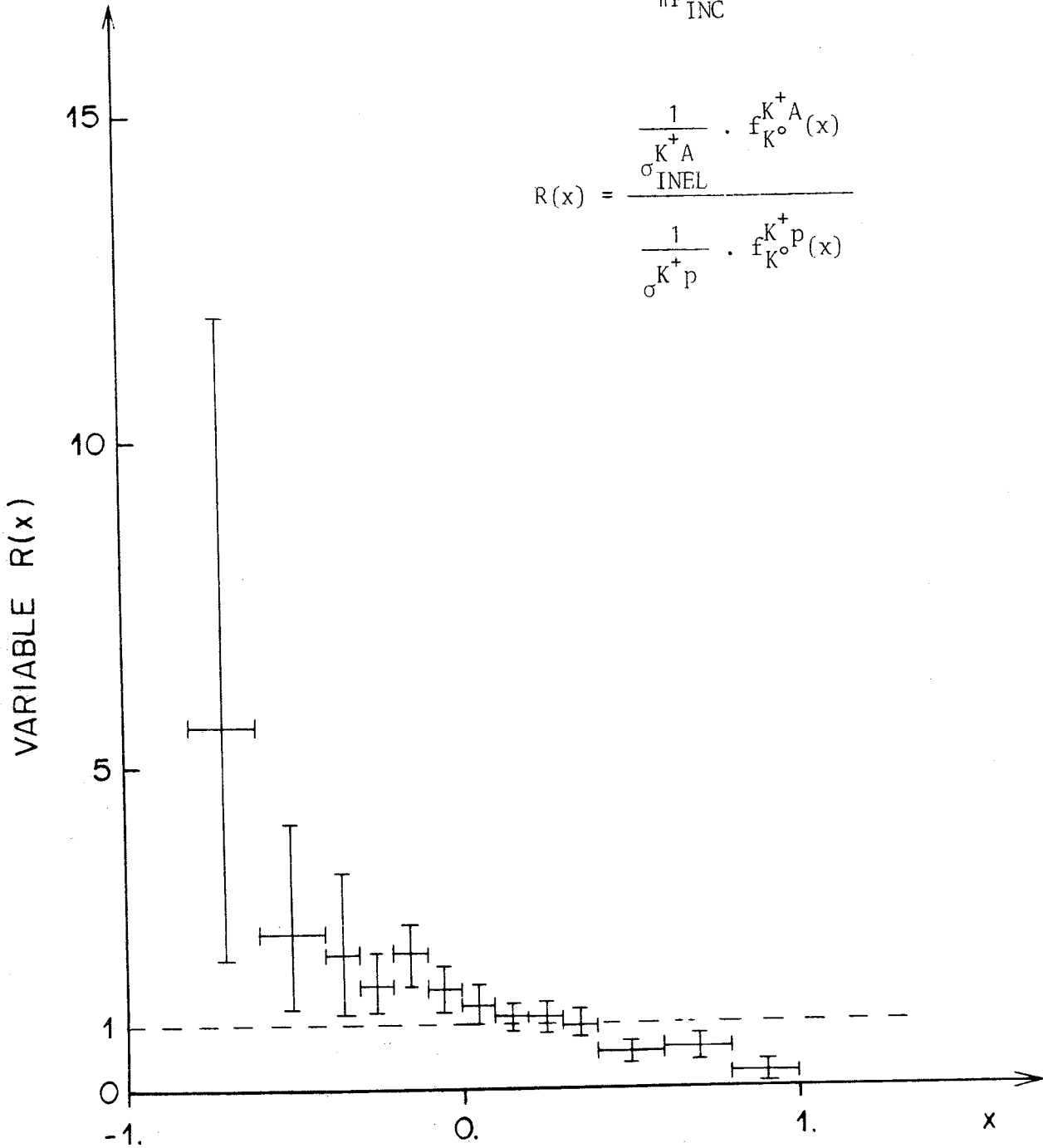


FIG. 16 : RAPPORT DU SPECTRE DE LA VARIABLE DE FEYNMAN, DU NOYAU A CELUI SUR PROTON

En résumé, le modèle du tube cohérent prédit la distribution de la rapidité quand la cible est un noyau A, avec une énergie totale du centre de masse \sqrt{s} , à partir de la distribution de la rapidité quand la cible est un proton avec une énergie totale du centre de masse $A^{1/6} \sqrt{s}$.

Pour notre expérience sur noyau nous avons :

$$P_{inc} = 10 \text{ GeV/c} \quad \sqrt{s} = 4.46 \text{ GeV} \quad A = 9.8$$

Pour faire une prédiction de la distribution de la rapidité sur noyau nous avons besoin d'une expérience sur proton avec une énergie du centre de masse $A^{1/6} \sqrt{s} = 6.51 \text{ GeV}$, ce qui correspond à une impulsion incidente de 22 GeV/c. Nous n'avons pas une expérience sur proton à cette impulsion, cependant nous allons utiliser les données sur proton à 16 GeV/c [37] pour faire cette prédiction.

Maintenant nous avons pour l'expérience sur proton :

$$P_{inc} = 16 \text{ GeV/c} \quad A^{1/6} \sqrt{s} = 5.58 \text{ GeV} \text{ (énergie du centre de masse, système kaon-proton)}$$

Nous pouvons donc prédire la distribution de la rapidité sur noyau à une énergie totale du centre de masse égale à $\sqrt{s} = A^{-1/6} 5.58 \text{ GeV}$, c'est-à-dire $\sqrt{s} = 3.82 \text{ GeV}$, ce qui correspond à une impulsion incidente de 7.2 GeV/c.

La translation de la distribution de la rapidité est :

y' = rapidité du K^0 dans la collision kaon-proton

$y = y' - 1/6 \log_e A$ = rapidité du K^0 dans la collision kaon-noyau

Dans la figure 17 nous montrons la distribution de la rapidité de notre expérience sur noyau à 10 GeV/c et la prédiction du modèle du tube cohérent pour la même réaction sur noyau à une impulsion de 7.2 GeV/c.

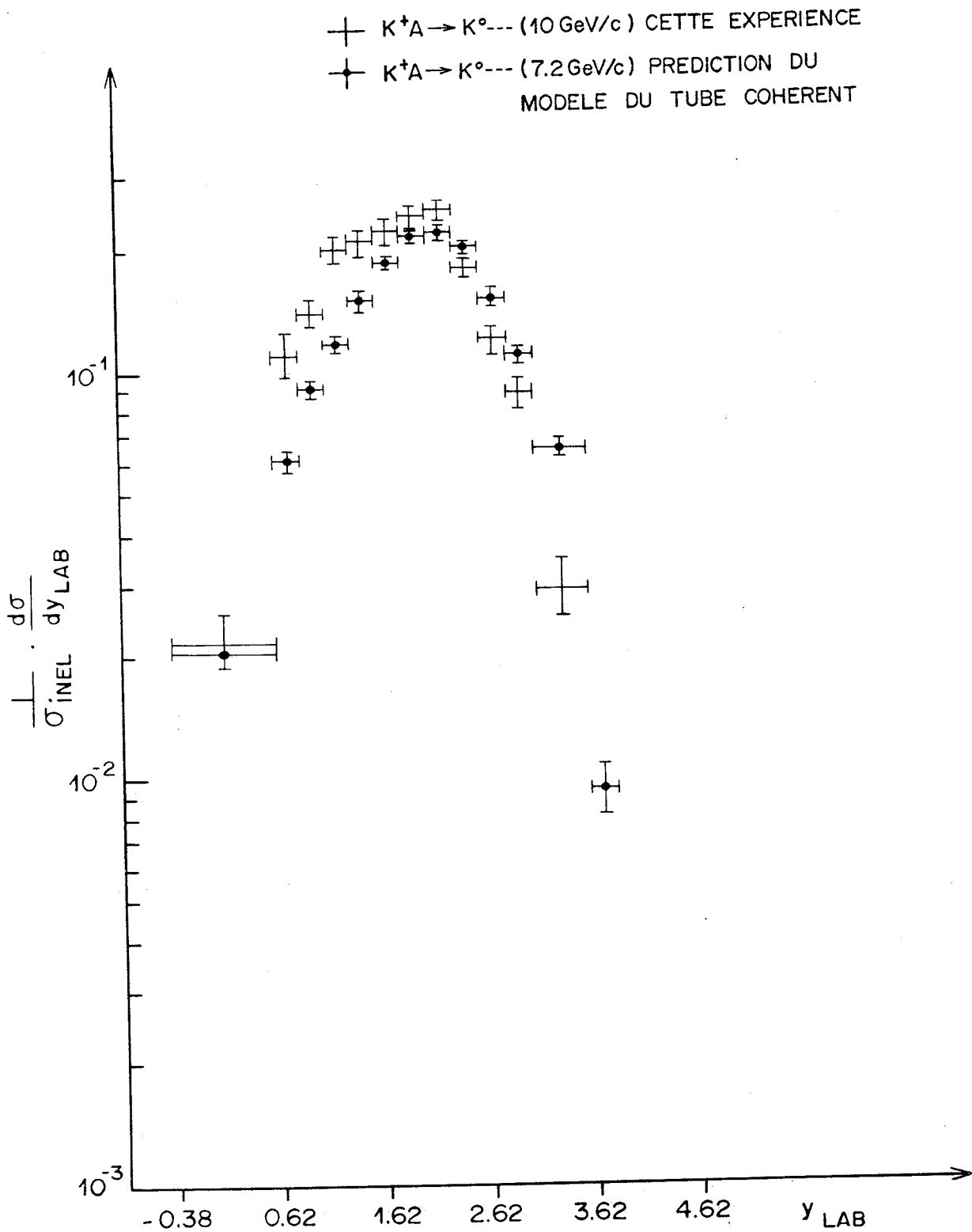


FIG. 17 : SPECTRES NORMALISES DE LA RAPIDITE DE L'EXPERIENCE SUR NOYAU ET CELUI DONNE PAR LE MODELE DU TUBE COHERENT

Nous pouvons remarquer que la prédiction sous-estime la réalité dans la région de fragmentation de la cible. Il semble que si nous disposions, pour la réaction sur proton, des résultats expérimentaux à 22 GeV/c, la comparaison avec nos résultats donnée par ce modèle serait moins bonne encore. En effet, la distribution sur proton ne changera pas dans la région de fragmentation de la cible (où notre distribution est déjà plus haute) et, dans la région du projectile, la distribution sur proton ne pourra qu'être plus abondante : notre distribution y est déjà plus basse.

Notons enfin, que les approximations conduisant à l'expression (TC) ne sont peut être pas justifiées soit à cause de l'énergie relativement basse où nous travaillons, soit à cause du nombre effectif de nucléons $A \sim 9.8$ relativement faible. De plus, l'hypothèse de travail de ce modèle supposait que sur noyau, la distribution normalisée de la rapidité présentait un excès par rapport à celle sur proton dans la région de fragmentation de la cible, et que les deux distributions étaient en accord dans la région de fragmentation du projectile : ce dernier point n'était pas expérimentalement vérifié (voir Figure 14). Il est donc normal que ce désaccord initial se retrouve.

2.5 - VARIATION DU NOMBRE EFFECTIF DES NUCLEONS EN FONCTION DE LA RAPIDITE

Nous allons étudier la variation du nombre effectif de nucléons A^{EFF} de la cible en fonction de la rapidité dans le système du laboratoire y_{LAB} , autrement dit la dépendance de la section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dy}_{\text{LAB}}$ en fonction du nombre effectif de nucléons.

Le nombre effectif de nucléons est obtenu en extrapolant à $p_T = 0$ les distributions $\frac{d\sigma}{dp_T}^2$ de la réaction inclusive sur noyau et sur proton.

Nous définissons A^{EFF} de la manière suivante :

$$\left[\int_{y_i - \Delta}^{y_i + \Delta} dy_{LAB} \left(\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy_{LAB}} \right)_{K^+A \rightarrow K^0 + \dots} \right]_{p_T=0} = A^{EFF}(y_i) \left[\int_{y_i - \Delta}^{y_i + \Delta} dy_{LAB} \left(\frac{d^2\sigma}{dp_T^2 dy_{LAB}} \right)_{K^+p \rightarrow K^0 + \dots} \right]_{p_T=0}$$

Calculons d'abord le nombre effectif de nucléons pour tous les intervalles entiers de la rapidité ; pour ceci prenons la figure 12 et calculons la quantité :

$$\frac{\left[\frac{d\sigma_{K^0}^{K^+A}}{dp_T^2} \right]_{p_T=0}}{\left[\frac{d\sigma_{K^0}^{K^+p}}{dp_T^2} \right]_{p_T=0}} = A^{EFF}$$

Ce rapport est de l'ordre de 9.3, en prenant les données sur proton à 8.2 GeV/c ou à 12.7 GeV/c. La valeur de 9.3 est compatible avec celle que nous avons trouvée dans le chapitre I, partie 4.3.3, calculée à partir de la section efficace inélastique.

La dépendance du nombre effectif de nucléons en fonction de la rapidité est montrée dans la figure 18a. Le nombre effectif de nucléons a été calculé en utilisant les données sur proton à 16 GeV/c et 8.2 GeV/c d'impulsion incidente, ceci pour tenir compte du fait que dans notre expérience sur noyau nous avons une impulsion incidente de 10 GeV/c. On observe une décroissance de A^{EFF} lorsque la rapidité augmente. Pour les faibles valeurs de la rapidité les nucléons agissent d'une manière très coopérative, le nombre effectif de nucléons est voisin du nombre atomique moyen ; pour les grandes rapidités par contre le nombre effectif de nucléons est faible.

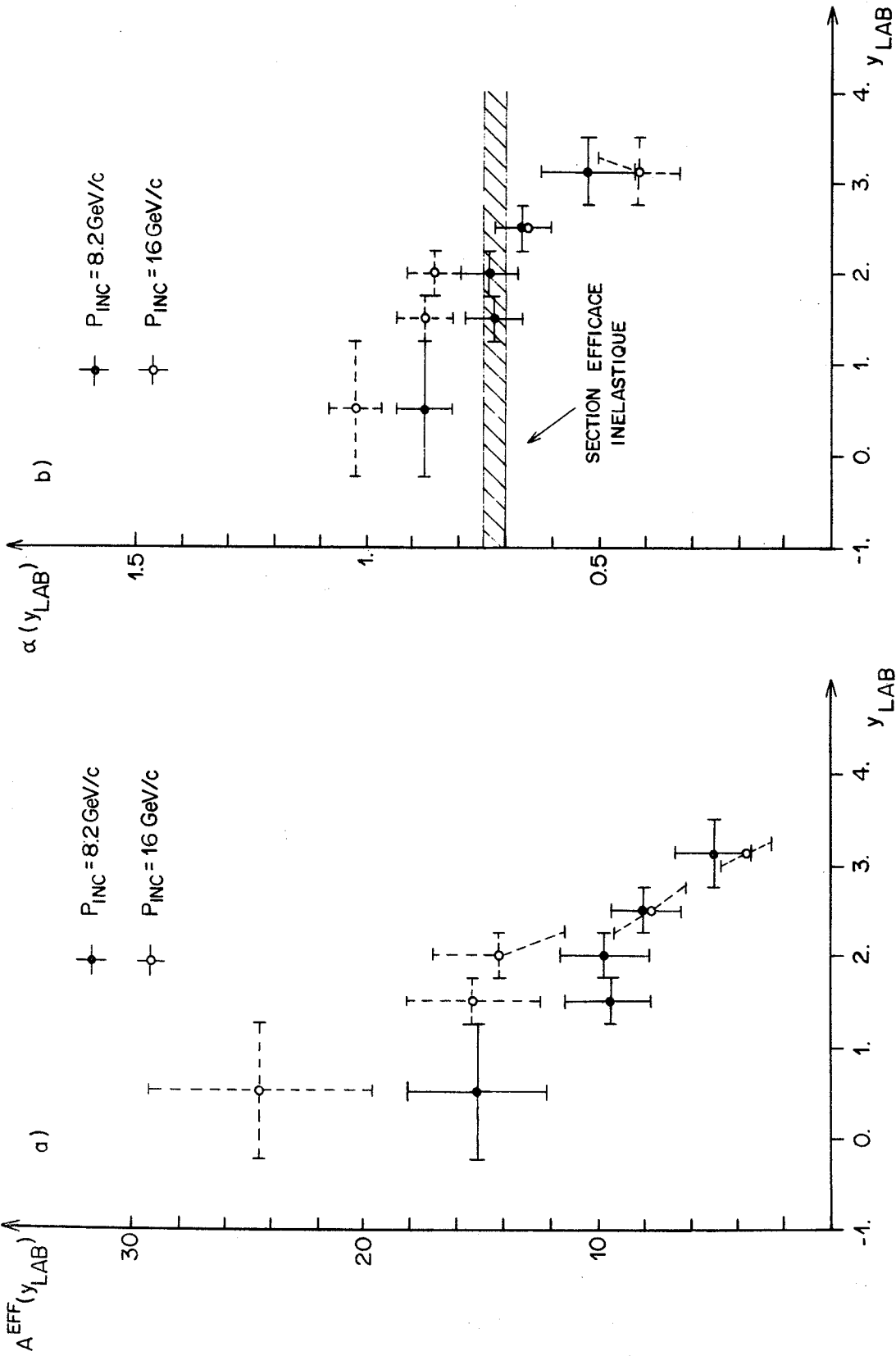


FIG. 18 : a) NOMBRE EFFECTIF DE NUCLEONS EN FONCTION DE LA RAPIDITE DU K^0

$$A^{EFF} = \frac{d\sigma_{K^0}^{K^+A}/dp_T^2(10 \text{ GeV}/c, y_{LAB})|_{p_T=0}}{d\sigma_{K^0}^{K^+P}/dp_T^2(P_{INC}, y_{LAB})|_{p_T=0}}$$

b) VARIABLE $\alpha(y_{LAB})$ DEFINIE PAR $A^{EFF}(y_{LAB}) = \bar{A} \alpha(y_{LAB})$, $\bar{A} = 22.15$

Dans la figure 18b nous étudions la variable $\alpha(y_{LAB})$ définie par :

$$A^{EFF}(y_{LAB}) = \bar{A}^{\alpha(y_{LAB})}$$

avec $\bar{A} = 22.15$, c'est-à-dire le nombre atomique moyen ; nous montrons aussi la puissance avec laquelle la section efficace inélastique varie.

Pour les faibles rapidités $\alpha(y_{LAB})$ est supérieur à la puissance de variation de la section efficace inélastique avec le nombre atomique (voir chapitre II, partie 4.3.3), tandis que pour les grandes rapidités $\alpha(y_{LAB})$ est inférieur à la puissance de variation de la section efficace inélastique.

Ce résultat est en accord avec celui obtenu en étudiant la multiplicité différentielle des K^0 pour les réactions sur noyau et sur proton.

Le fait que nous avons deux résultats de la variation de $\alpha(y_{LAB})$ (correspondant aux données sur proton à 8.2 et 16 GeV/c) ne nous permet pas de donner un résultat plus précis de cette variation à l'énergie voulue. La comparaison avec la prédiction du calcul de "Reggeons" est donc difficile. Nous pouvons cependant dire que nos résultats sont plus proches de la prédiction dans la région de fragmentation de la cible que dans la région de fragmentation du projectile. En effet, nous devons nous attendre à ce que la valeur de $\alpha(y_{LAB})$ vraie se rapproche de 1 dans la région de fragmentation de la cible et s'éloigne de la valeur 2/3 prédite par le calcul de "Reggeons" dans la région de fragmentation du projectile.

Intuitivement, on peut voir que $A^{EFF} \sim A$ indique que, pour cette région des faibles rapidités, la particule incidente voit le noyau comme un volume de nucléons (rappelons que $R_A \sim A^{1/3}$, $V \sim A$). Lorsque A^{EFF} se comporte comme $A^{2/3}$, la particule incidente voit le noyau comme une surface de nucléons.

Quelques expériences [25], ont montré que dans la région de fragmentation du projectile, $\frac{d\sigma(A,y)}{dy}$ varie comme $A^{1/3}$. Une interprétation de ces résultats a été faite par L. Bertocchi dans [25]. Nous avons là un comportement de "bord", c'est-à-dire que la particule incidente interagit uniquement avec les nucléons de la cible localisés sur une surface très petite donnée par $2\pi R\Delta R \sim A^{1/3}$.

Un tel mécanisme favorise les collisions simples dans le noyau, c'est-à-dire que la particule observée serait produite dès la première collision de la particule incidente avec les nucléons du noyau, ceci pour deux raisons :

Si λ_{INC} et λ_{OBS} sont les libres parcours moyens de la particule incidente et la particule observée, la condition pour n'avoir qu'une collision est que la distance d parcourue dans le noyau satisfasse :

$$d < \lambda_{INC} + \lambda_{OBS}$$

Dans notre expérience, λ_{INC} et λ_{OBS} sont légèrement inférieurs à R . Donc, il est possible d'avoir pour la particule dans le noyau des trajets le long desquels une seule collision ait lieu. Ces trajets traversent le noyau au voisinage de ses bords, puisque $d < 2R$.

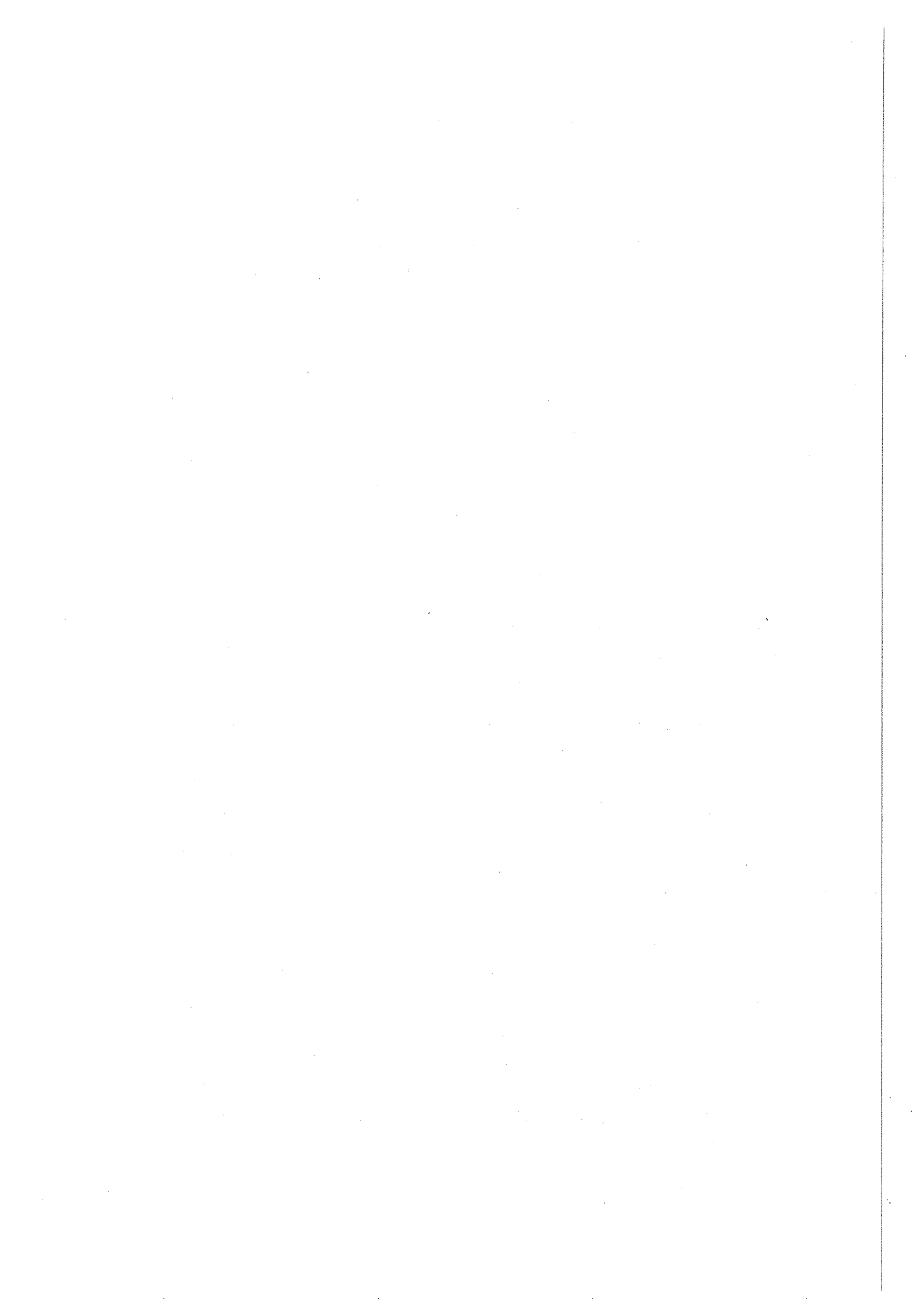
- Une autre raison c'est que si la particule observée se trouve dans la région de fragmentation du projectile, elle emporte une bonne partie de l'impulsion incidente. Si nous avons une double collision dans le noyau, la probabilité pour que la particule observée ait une bonne partie de l'impulsion incidente est faible parce que l'impulsion incidente est partagée entre la particule intermédiaire et la particule observée.

En résumé, nous avons trouvé quelques différences et aussi quelques similitudes entre nos distributions sur noyau et celles sur proton.

La comparaison a été parfois délicate à cause des grandes erreurs de nos distributions.

Les différences marquantes dans notre expérience ont été observées dans les distributions de la rapidité, de la variable de Feynman et de l'impulsion transverse. Nous avons interprété en partie les différences à l'aide des modèles étudiés au chapitre II. En particulier, le modèle du tube cohérent, nous a permis de comparer nos résultats avec la prédiction qu'il en donne pour une énergie plus basse que celle où nous avons travaillé. Bien que la forme de la distribution en rapidité que nous avons observée soit semblable à celle prédite, elle présente un léger décalage que ne peut expliquer la différence entre la valeur de notre énergie incidente et celle pour laquelle le modèle donne une prédiction.

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons étudié la variation du nombre effectif de nucléons, en fonction de la rapidité, les résultats obtenus nous renseignent sur le comportement du noyau tel que le voit la particule observée pour différentes valeurs de sa rapidité et confirment ceux obtenus avec les distributions de la multiplicité différentielle du K^0 . Notre expérience confirme donc, d'une part la croissance de la multiplicité différentielle avec A donnée indirectement par le calcul de "Reggeons" et plus directement par les modèles multipériphériques et du flux d'énergie en ce qui concerne la région de fragmentation de la cible. Dans la région de fragmentation du projectile, d'autre part, nos résultats semblent être en désaccord avec le comportement en $A^{2/3}$ prévu par ce calcul comme avec la constance de la multiplicité différentielle avec A prévue par les modèles déjà cités. En revanche, ils confirment les résultats obtenus dans d'autres expériences, interprétés par L. Bertocchi [25].



C O N C L U S I O N

Nous avons étudié la production inclusive de K^0 sur noyau à partir de K^+ de 10 GeV/c dans une chambre à bulles à liquide lourd de dimensions relativement petites. La statistique dont nous disposions était, elle aussi, assez faible. Néanmoins, il a été possible, en analysant surtout la distribution en rapidité du K^0 et l'impulsion transverse, d'observer un comportement sur noyau différent de celui sur hydrogène. Ces différences nous renseignent sur le comportement des états hadroniques créés lors de la première collision à l'intérieur du noyau : ce comportement a été trouvé, à hautes énergies, bien différent de celui qu'auraient les particules conventionnelles, obéissant dans leurs diffusions sur les différents nucléons du noyau aux mêmes lois que celles observées sur nucléon libre.

Malgré l'énergie basse à laquelle nous avons travaillé, ces modèles ne semblent pas en violente contradiction avec nos résultats expérimentaux. Certaines de leurs prévisions sont confirmées, notamment en ce qui concerne la croissance de la multiplicité différentielle dans la région de fragmentation de la cible. Dans la région de fragmentation du projectile par contre, nos résultats sont en désaccord avec ceux que prévoient les modèles étudiés. La description de la région de fragmentation de la cible paraît mieux correspondre à nos résultats que celle de la fragmentation du projectile, tant en ce qui concerne la distribution en rapidité que celle du nombre de nucléons effectifs. Cependant plusieurs expériences récentes sont en accord avec nos résultats. La prédiction donnée par le modèle du tube cohérent n'a pas été satisfaisante ; bien que la distribution expérimentale et celle prédite par le modèle soient semblables, elles montrent un décalage que la différence en énergie ne peut pas expliquer.

La distribution du carré de l'impulsion transverse sur noyau montre une décroissance plus lente que celle sur proton pour les

grandes valeurs de cette impulsion. Ce résultat est semblable à la dépendance de la distribution de l'impulsion transverse du nombre atomique dans les expériences sur noyau à grande impulsion transverse.

Plusieurs de ces résultats ont déjà été vérifiés à des très grandes énergies. Notre expérience montre donc que les prédictions des modèles sont également valables dans notre domaine d'énergie. Des expériences de même type que celle-ci, avec des statistiques plus grandes, sont à souhaiter pour connaître d'une manière plus précise ce qui se passe dans la région de fragmentation du projectile, où les prédictions des modèles apparaissent en défaut.

R E F E R E N C E S

1. C.A. RAMM, L. RESEGOTTI
Proc. Int. Conf. on Instrumentation, Berkeley, 127 (1960)
2. B. ESCOUBES
Thèse de Doctorat d'Etat, Université de Paris-Sud (1971)
3. Faisceau U3
CERN/TC/BEAM/66-7
4. E. FETT
"Kinematical identification of Bubble Chamber events"
Cours donné à l'Ecole Internationale de la Physique des
Particules Élémentaires, Herceg-Novi (1965)
5. J.L. RIESTER
Thèse de Doctorat d'Etat, Université Louis Pasteur de
Strasbourg (1975)
6. GRIND : CERN/TC Program Library
7. G. CIAPETTI et al.
N.P. B89, 365 (1975)
8. S.P. DENISOV et al.
Yadern Fiz. 18, 336 (1973) et N.P. B61, 62 (1973)
9. G. BELLETTINI et al.
N.P. 79, 609 (1966)
10. R.P. FEYNMAN
P.R.L. 23, 1415 (1969)
11. J. BENECKE et al.
P.R. 188, 2159 (1969)
12. A. KRZYWICKI
Cours donné à l'Ecole de Gif-sur-Yvette (1973)
L. VAN HOVE
P. Reports 1C,7, 347 (1971)

13. A. FRIDMAN
Cours donné à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
(1972)
14. K.C. MOFFEIT et al.
P.R. D5, 1603 (1972)
15. W.R. FRAZER et al.
Reviews of Modern Physics, 44, 284 (1972)
M.L. PERL
High Energie Hadron Physics, Wiley-Interscience (1974)
M. LE BELLAC
Rapport Interne L.P.N.H.E. Paris VI (1972)
D.R.O. MORRISON
CERN/D.Ph.II/PHYS. 73-11
16. L. BERTOCCHI
Multiparticle Production on Nuclei Theory, Prep. IC/75/67
(Rapport présenté à la VIème Conférence Internationale
sur la Physique des Hautes Energies et de la Structure
Nucléaire, SANTA FE, U.S.A. (1975)
17. K. GOTTFRIED
CERN Prep. TH 1735 (1973)
(Rapport présenté à la Vème Conférence Internationale sur
la Physique des Hautes Energies et de la Structure Nucléaire,
Uppsala (Suède), (1973)
18. W. BUSZA
Rapport présenté à la Conférence de Santa Fé et Los Alamos,
U.S.A. (1975)
19. K. GOTTFRIED
P.R.L., 32, 957 (1974)
20. B. ANDERSSON
CERN Prep. TH 2004 (1975)

21. J.F. GRIVAZ
Thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris-Sud (1975)
22. V.N. GRIBOV
Sov. Journ. Nucl. Phys. 9, 640 (1969)
23. O.V. KANCHELI
JEPT Letters 18, 274 (1973)
24. E.S. LEHMAN et G.A. WINBOW
P.R. D10, 2962 (1974)
25. L. BERTOCCHI
Proceedings of the Topical Meeting on "High Energy collisions involving nuclei", Trieste (1974), p. 197
26. G. BERLAD, A. DAR, G. EILAM
P.R. D13, 161 (1976)
27. A.Z. PATASHINSKII
JEPT Letters 19, 338 (1974)
28. Y. AFEK, G. BERLAD, A. DAR, G. EILAM
Prep. Technion PH-12 (1976)
29. Y. AFEK, G. BERLAD, A. DAR, G. EILAM
Prep. Technion, PH-48 (1976)
30. E. ALBINI et al.
Nuovo Cimento 32A, 101 (1976)
31. B. ESCOUBES
CRN/HE 76-12
32. J.V. BEAUPRE et al.
N.P., B30, 381 (1971)
33. P. CHLIAPNIKOV et al.
N.P., B37, 336 (1972)

34. S.L. STONE et al.
Rochester Preprint UR-388 (1972) et P.R. D5, 1621 (1972)
35. E. BRACCI, J.P. DROULEZ, E. FLAMINIO, J.D. HANSEN,
D.R.O. MORRISON
CERN/HERA 72-2
36. O. CZYZEWSKI
CERN Prep./D.Ph./Phys./71-42
Rapport présenté à la Conférence sur la Dynamique de la
Production Multiple des Particules, Helsinki (Finlande)
(1971)
37. Y. GOLDSCHMIDT-CLERMONT, J. TUOMINIEMI
Communication privée
38. PARTICLE DATA GROUP, L.B.L. 53 (1973)
39. M.F. VOTRUBA et al.
N.P., B45, 77 (1972)
40. P. BOSSETI et al.
N.P., B94, 21 (1975)
41. J.W. CRONIN et al.
P.R. D11, 3105 (1975)

A P P E N D I C E

1.- EVENEMENTS AVEC 2V° INDUITS PAR DES π^+ CONTAMINANT LE FAISCEAU DES K^+

Nous allons calculer la proportion des événements à 2V° produits par des π^+ par rapport aux événements à 2V° produits par des K^+ . Pour simplifier les calculs nous ne considérons pas les événements avec 3V°.

Le nombre de 2V° produits par des K^+ ou π^+ est proportionnel à la section efficace correspondante multiplié par le nombre des K^+ ou π^+ entrantes.

En effet, les nombres de 2V° produits par des K^+ et π^+ sont donnés par les relations :

$$N_{2V^\circ}^{K^+A} = \sigma_{2V^\circ}^{K^+A} \cdot N_I^{K^+} \cdot \lambda^{K^+} \cdot N_C \quad N_{2V^\circ}^{\pi^+A} = \sigma_{2V^\circ}^{\pi^+A} \cdot N_I^{\pi^+} \cdot \lambda^{\pi^+} \cdot N_C$$

où $N_I^{K^+}$ et $N_I^{\pi^+}$ sont les nombres d'interactions des K^+ et π^+ respectivement sur le noyau A. $\sigma_{2V^\circ}^{K^+A}$, $\sigma_{2V^\circ}^{\pi^+A}$ sont les sections efficaces de production des 2V°. λ^{K^+} , λ^{π^+} les longueurs d'atténuation dans le noyau des K^+ et π^+ respectivement. N_C est le nombre de cibles par cm^3 .

Le nombre de 2V° produits peut être exprimé en fonction du nombre de traces entrantes (N_E) et en fonction de la longueur du volume fiduciaire (L), Pour ceci nous utilisons l'approximation faite au chapitre I, partie 4.2.1 ; nous avons donc :

$$N_{2V^\circ}^{K^+A} = \sigma_{2V^\circ}^{K^+A} \cdot N_E^{K^+} \cdot L \cdot N_C \quad N_{2V^\circ}^{\pi^+A} = \sigma_{2V^\circ}^{\pi^+A} \cdot N_E^{\pi^+} \cdot L \cdot N_C$$

d'où

$$\frac{N_{2V^\circ}^{\pi^+A}}{N_{2V^\circ}^{K^+A}} = \frac{N_E^{\pi^+} \cdot \sigma_{2V^\circ}^{\pi^+A}}{N_E^{K^+} \cdot \sigma_{2V^\circ}^{K^+A}} \sim \frac{N_E^{\pi^+}}{N_E^{K^+}} \cdot \frac{\sigma_{2V^\circ}^{\pi^+p}}{\sigma_{2V^\circ}^{K^+p}}$$

Ici nous avons supposé que la dépendance en A de $\sigma_{2V^\circ}^{\pi^+A}$ et $\sigma_{2V^\circ}^{K^+A}$ est sensiblement la même.

nous savons que $\frac{N_E^{\pi^+}}{N_E^{K^+}} = 5 \%$

et $\sigma_{2V^0}^{\pi^+p} = 0.42\text{mb}$ [38] à 8.5 GeV/c

$\sigma_{2V^0}^{K^+p} = 0.23\text{mb}$ [7] à 8.2 GeV/c

d'où $\frac{N_{2V^0}^{\pi^+A}}{N_{2V^0}^{K^+A}} \sim 9 \%$

2.- CALCUL DE LA SURESTIMATION DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE PAR DES EVENEMENTS 2V° DETECTES COMME DES EVENEMENTS AVEC UN SEUL V°

Il arrive qu'un événement avec 2V° est vu avec un seul V°, ceci pour plusieurs raisons : par exemple lorsqu'un V° se désintègre en particules neutres ou lorsqu'un V° se désintègre en dehors de la chambre.

Si P est la probabilité de voir un V° dans la chambre, la probabilité d'en voir deux à la fois est P² ; la probabilité d'en voir un et pas l'autre est P(1-P).

Soit P₁ la probabilité qu'un K° ou un \bar{K}^0 soit vu dans la chambre et P₂ la probabilité pour qu'un Λ^0 soit vu dans la chambre.

La probabilité P₁ est le produit de plusieurs facteurs. Nous tenons compte de la désintégration du K° en K_S (court) et K_L (long), de la désintégration du K° en particules chargées, de l'efficacité de scanning et de la probabilité moyenne de désintégration entre L = L_{MIN} et L = L_P définie dans le chapitre I, partie 4.1.1 .

Pour le calcul de P₂ nous avons utilisé l'information donnée par des Λ^0 que nous avons mesurés.

Il faut remarquer que le présent calcul est approximatif parce que nous aurions dû utiliser l'information donnée par les événements avec 2V°.

La probabilité de voir un K^0 ou un \bar{K}^0 dans la chambre a été estimée à :

$$P_1 = 1/2 (0.688) (0.77) (0.74) = 0.20$$

pour un Λ^0 :

$$P_2 = (0.642) (0.77) (0.72) = 0.36$$

La section efficace inclusive est surestimée de :

$$S = \frac{N'_{2V^0}^{\pi^+A} + N'_{2V^0}^{K^+A}}{N'_{1V^0}^{K^+A} + N'_{2V^0}^{K^+A}}$$

où $N'_{2V^0}^{\pi^+}$ et $N'_{2V^0}^{K^+}$ sont les nombres d'événements $2V^0$ produits par des π^+ et K^+ qui sont détectés comme des événements à $1V^0$.

$N'_{1V^0}^{K^+}$ et $N'_{2V^0}^{K^+}$ sont les événements à $1V^0$ et $2V^0$ produits par des K^+ .

En utilisant le même résultat que nous avons trouvé dans 1), c'est-à-dire que le nombre des V^0 produits est proportionnel au nombre de traces entrantes et à la section efficace correspondante, nous écrivons alors :

$$N'_{2V^0}^{\pi^+A} = L \cdot N_C \cdot N_E^{\pi^+} \cdot [\sigma(\pi^+A \rightarrow K^0\bar{K}^0 \dots) \cdot 2 \cdot P_1(1-P_1) + \sigma(\pi^+A \rightarrow K^0\Lambda^0 \dots) P_1(1-P_2)]$$

$$N'_{2V^0}^{K^+A} = L \cdot N_C \cdot N_E^{K^+} [\sigma(K^+A \rightarrow K^0\bar{K}^0 \dots) \cdot 2 \cdot P_1(1-P_1) + \sigma(K^+A \rightarrow K^0\Lambda^0 \dots) P_1(1-P_2)]$$

$$N'_{1V^0}^{K^+A} + N'_{2V^0}^{K^+A} = L \cdot N_C \cdot N_E^{K^+} [\sigma(K^+A \rightarrow 1K^0) + \sigma(K^+A \rightarrow K^0V^0)]$$

En utilisant les sections efficaces suivantes :

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow K^0\bar{K}^0 + \dots) = 0.25\text{mb} \quad [38] \text{ à } 8.5 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(\pi^+p \rightarrow K^0\Lambda^0 + \dots) = 0.17\text{mb} \quad [38] \text{ à } 8.5 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(K^+p \rightarrow K^0\bar{K}^0 + \dots) = 0.15\text{mb} \quad [39] \text{ à } 10 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma(K^+ p \rightarrow K^0 \Lambda^0 + \dots) = 0.09 \text{mb} \quad [39] \text{ à } 10 \text{ GeV/c}$$

$$\sigma(K^+ p \rightarrow 1K^0) + \sigma(K^+ p \rightarrow K^0 V^0) = 5.58 \text{mb} \quad [7] \text{ à } 8.2 \text{ GeV/c}$$

Nous avons que : $S = 1.2 \%$

Nous savons que les valeurs P_1 et P_2 sont comprises entre 0 et 1, on démontre facilement que la probabilité $P_1(1-P_1)$ ou $P_1(1-P_2)$ est maximale lorsque $P_1 = P_2 = 1/2$. Avec ces valeurs nous obtenons : $S = 2 \%$.

En résumé on peut dire que notre section efficace n'a été surestimée que de 2% au plus.

3.- CONTAMINATION DES EVENEMENTS \bar{K}^0 PRODUITS PAR DES K^+ ET DES K^0 ET \bar{K}^0 PRODUITS PAR DES π^+ CONTAMINANT LE FAISCEAU

a) La contamination des \bar{K}^0 venant de la réaction : $K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 V^0 \dots$ est négligeable parce que nous avons éliminé ce type d'événement.

La contamination des \bar{K}^0 viendrait d'une réaction du type $K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 K^+ K^+ \dots$, où le \bar{K}^0 serait produit sans autre V^0 . La contamination est alors de l'ordre de :

$$C_1 = \frac{\sigma(K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 + \dots)}{\sigma(K^+ p \rightarrow K^0 \dots) + \sigma(K^+ p \rightarrow K^0 V^0)} \approx 0.4 \%$$

La section efficace $\sigma(K^+ p \rightarrow \bar{K}^0 + \dots)$ a été calculée en prenant quelques canaux donnés dans les références [39] et [35].

b) Contamination des \bar{K}^0 et K^0 produits par des π^+ . Cette contamination est aussi réduite lorsqu'on élimine les événements avec $2V^0$.

Ce calcul a été fait avec des données à 16 GeV/c, les résultats seront surestimés parce que la section efficace inclusive $\pi^+ p \rightarrow K^0 (\bar{K}^0)$ croît avec l'énergie tandis que la section efficace inclusive $K^+ p \rightarrow K^0 \dots$ varie très peu.

La contamination est alors :

$$C_2 = \frac{N_E^{\pi^+} \cdot \sigma(\pi^+ p \rightarrow K^0(\bar{K}^0))}{N_E^{K^+} [\sigma(K^+ p \rightarrow K^0 \dots) + \sigma(K^+ p \rightarrow K^0 V^0)]}$$

avec : $\frac{N_E^{\pi^+}}{N_E^{K^+}} = 5 \%$ et

$$\sigma(\pi^+ p \rightarrow K^0(\bar{K}^0)) = 1.53 \text{mb} \quad [40]$$

$$\sigma(K^+ p \rightarrow K^0 \dots) = 6.06 \text{mb} \quad [7]$$

Nous avons alors : $C_2 = 1.3 \%$

