

Série A, N° 4295
N° D'ORDRE 5146

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

ANTONIO LLORET

1^e THÈSE : Méthode de détermination des sections efficaces partielles
dans un liquide lourd.

Application à la production de particules étranges
par des π^- de grande énergie.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 21 Mai 1964 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC

Président

NATAF
LEPRINCE-RINGUET

} *Examineurs*

LAGARRIGUE

Invité

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

G. JULIA	T Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	CHOUARD	T Physiologie végétale.
GRASSÉ	T Evolution des êtres organisés.	MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).
PREVOST	T Chimie organique.	BRELOT	T Calcul différentiel et intégral.
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	NORMANT	T Synthèse organique.
TEISSIER	T Zoologie.	BÉNARD	T Chimie minérale.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	BUVAT	T Botanique (E.N.S.).
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.
MONNIER	T Physiologie générale.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
PIVETEAU	T Paléontologie.	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	KIRRMANN	T Théories chimiques.
LAFFITTE	T Chimie générale.	CHADEFAUD	T Botanique.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
COULOMB	T Physique du Globe.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
DRACH	T Zoologie.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie
EPHRUSSI	T Génétique.	GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).
RIVIÈRE	T Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	ROCH	T Géologie.
LUCAS R.	T Recherches physiques.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	TERMIER	T Géologie générale
ARNULF	T Optique appliquée.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
MORAND	T Physique enseignement.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	RIZET	T Génétique (Orsay).
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
PETIT	T Biologie maritime.	M ^{me} TONNELAT	T Physique théorique.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
GALLIEN	T Embryologie.	SOUCHAY	T Chimie générale.
EICHHORN	T Botanique.	AIGRAIN	T Electrotechnique générale.
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	BRUSSET	T Chimie systématique.
M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie physique.	M. LÉVY	T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
THELLIER	T Physique du Globe.		
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
PONCIN	T Mécanique générale.	PIAUX	T Chimie (M.P.C.).
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	BRUN	T Mécanique théorique des Fluides.
QUELET	T Chimie organique.	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay).
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
JUNG	T Géologie	COTTE	T Physique électricité.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	DUBOIS J.-E.	T Chimie organique.
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	OLMER	T Energétique générale.
DESTOUCHES	T Théories physiques.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
AMIEL	T Chimie générale.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
J.-P. MATHIEU	T Physique optique.	BROSSEL	T Physique atomique.
COUTEAUX	T Cytologie.	BUSER	T Physiologie comparée.
MAY	T Zoologie (Orsay).	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	CASTAING	T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	CURIEN	T Minéralogie et Cristallographie.
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).
JOST	T Physiologie comparée.	NOIROT	T Evolution des êtres organisés.
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathématique	PANNETIER	T Chimie générale.

POSSOMPES	T Zoologie.	CORABŒUF	T Physiologie animale (Orsay).
PULLMANN	T Chimie quantique.	DELLOUE	Physique de l'exosphère.
TEILLAC	T Physique nucléaire et Radioactivité (Orsay).	GORENFLOT	Botanique II (Orsay).
TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay).	HOUILLOIN	Biologie animale (P.C.B.)
VILLE	T Econométrie.	JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).	MALGRANGE	T Technique mathématique de la Physique (Orsay).
DODE	T Chimie (Orsay).	OLIVIER	Antropologie.
FREYMAN	T Recherches physiques.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay).
GUINOCHET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).	BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).
ROLLET	T Chimie minérale.	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.)	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.	SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. féminine).
ARNOULT	T Electronique (Orsay).	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
CHAPELLE	T Physique (Orsay).	KHIRY	T Mécanique céleste.
DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).	ABELES	Physique (S.P.C.N.)
DENY	T Mathématiques générales (Orsay).	AMAT	T Physique (P.C.B.)
GERMAIN	T Mécanique théorie des Fluides.	AUBOIN	T Géologie.
LUCAS G.	T Géologie.	M ^{me} BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radio-activité (Orsay).
ALLARD	T Chimie Physique.	BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BERTHELOT	T Physique des particules fondament. (Orsay)	BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.)
BRICARD	T Météorologie physique de l'atmosphère.	BRUNN	T Géologie historique (Orsay).
M ^{me} ALBE-FESSARD	T Psychophysiologie.	CHABBAL	T Physique (M.G.P.) (Orsay).
FRIEDEL	T Physique des Solides (Orsay).	DEHEUVELS	T Mathématique-Propédeutique
M. JULIA	T Etudes des Moléculaires naturelles complexes	D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay).
LENDER	T Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	FURON	T Géologie (S.P.C.N.)
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	M ^{me} GANS	T Génétique.
M ^{lle} QUINTIN	T Electrochimie.	GENEVES	Biologie végétale (P.C.B.)
MONOD	T Chimie du métabolisme.	GUILBERT	Physique (CSU Orléans).
BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).	HUPE	Pétrographie.
DE POSSEL	T Analyse numérique.	HOLLANDE	T Biologie générale.
CHARLOT	T Chimie analytique.	LIONS	T Analyse numérique.
LEMEE	T Ecologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).	MAITTE	Chimie (P.C.B.)
GUERIN	T Chimie (M.P.C.) (Orsay).	MEYER	Physique-Propédeutique.
CHATELET	T Chimie (P.C.B.)	NICOLAS	Géologie appliquée.
JEAN	T Physique nucléaire (Orsay).	PANIGEL	Biologie générale.
MATTLER	T Physique (S.P.C.N.)	RAVIER	T Pétrographie.
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides.
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	ROUBINE	Electronique.
BOUSSIERES	T Radio-chimie	SILBER	T Chimie (P.C.B.)
M ^{me} COUTURE	T Thermodynamique et Mécanique physique.	UEBERSFELD	T Electronique.
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du Globe.	YVON	T Théories physiques.
FRANC	T Biologie animale (P.C.B.)	HERVÉ	T Mathématiques.
SCHNELL	Botanique tropicale (Orsay).	NERON	T Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.	Mme PECKER-WIMEL	T Astrophysique
ACHER	T Chimie biologique (Orsay).	BALKANSKY	Physique (M.P.C.)
BAUDOIN	Biologie animale (P.C.B.)	LE CORRE	T Electricité
BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)	DELCROIX	T Physique théorique Orsay
BLAMONT	T Géophysique ionosphère.	GOURDIN	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
BOURREAU	T Botanique.	LEHMANN	T Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
CURIE D.	Physique (M.G.P.)	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
DURAND-DELGA	T Géologie.	ECHALIER	Biologie animale (P.C.B.)
FREON	T Chimie organique (Orsay).	BARRAUD	Physiologie cellulaire
HELLER	T Physiologie végétale.	LIOTRE	Physiologie végétale (Orsay).
TORTRAT	T Calcul des Probabilités.	DARS	Géologie struc. et Géologie appliquée
CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
MAGNAN	T Physique (S.P.C.N.)	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.	BLAQUIÈRE	Electronique Orsay
M ^{lle} FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)	ARNOUS	T Physique théorique (Orsay)
M ^{me} CHOQUET-BRUHAT	T Mécanique analytique et Mécanique céleste	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
M ^{lle} VEIL	T Physiologie générale.	MALLIAVIN	T Mathématiques Propédeutique (Orsay)
LWOFF	T Microbiologie.	GAUDEMAR	Chimie Propédeutique
SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.	PEREZ Y JORBA	Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
LACOMBE	T Métallurgie des Métaux nucléaires (Orsay).	DAVID	T Chimie (agrégation) (Orsay)
BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).	BROUSSE	T Mécanique théorique
CABANNES	T Mécanique générale.	ROSCH	T Astronomie
LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay).		
MAZET	T Mécanique générale (Orsay).		
CAIRE	Géographie physique et Géologie dynamique.		
COMOLET	T Mécanique des fluides.		

Le Secrétaire Général : R. POUILLAIN

A ma femme et ma fille Eva

INTRODUCTION

L'instrument idéal pour mesurer des sections efficaces sur proton doit comporter essentiellement les caractéristiques suivantes :

1/ une cible à hydrogène qui assure que les réactions ont lieu sur protons libres,

2/ une bonne identification des phénomènes et

3/ l'obtention d'une grande statistique.

L'association d'une cible à hydrogène avec des compteurs permet de remplir la première et la troisième de ces conditions. Cependant les problèmes d'identification avec les compteurs sont difficiles. C'est pourquoi ces instruments ne sont parfaitement adaptés que pour mesurer les sections efficaces totales et les sections efficaces pour des réactions particulièrement simples comme les diffusions élastiques.

Dans les chambres à bulles on peut analyser avec précision les réactions compliquées. Une chambre à hydrogène suffisamment grande constitue alors un bon instrument pour mesurer les sections efficaces partielles. Mais à cause de la faible densité du liquide la probabilité d'interaction est petite et l'obtention de grandes statistiques imposera un grand nombre de photographies, puisque le nombre de traces par cliché est limité. D'autre part, la probabilité de matérialisation des photons γ est faible de sorte que certains événements (avec π^0) n'y sont pas facilement identifiables.

Les chambres à liquides lourds compensent ces inconvénients par des caractéristiques complémentaires de celles de la chambre à hydrogène. Elles permettent une très bonne détection et identification des photons γ des π^0 , ainsi que les protons, les pions chargés, les muons et les électrons par leurs arrêts dans la chambre. La probabilité d'interaction est forte ce qui permet d'obtenir plus facilement des grandes

statistiques. Mais la présence dans le liquide sensible de noyaux de nombre atomique élevé pose d'importantes difficultés. Ainsi par exemple la quantité de mouvement de Fermi peut changer l'énergie disponible au centre de masse; d'autre part les interactions auront lieu aussi bien sur des protons que sur des neutrons et donc en général il faudra séparer ces deux types d'interactions. Enfin, l'interaction primaire peut être suivie de phénomènes secondaires à l'intérieur des noyaux.

De ces faits les interactions présentent un aspect phénoménologique bien différent des réactions sur l'hydrogène. En particulier le noyau excité émettra des particules d'évaporation et il n'est pas toujours possible de distinguer entre un proton de réaction, un proton d'évaporation et un proton de réaction secondaire.

Dans ce travail, nous avons développé une méthode de détermination de sections efficaces qui tient compte de tous ces problèmes posés par le liquide lourd. Notre méthode s'applique à des énergies suffisamment élevées pour que la quantité de mouvement de Fermi n'ait pas d'influence sur les sections efficaces.

Nous avons déterminé les sections efficaces de production des particules étranges par des π^- de 6,11 et 18 GeV/c.

Les particules étranges se produisant en paires, il est donc nécessaire de disposer d'un grand volume sensible si l'on veut détecter les paires de V^0 . Aux énergies indiquées, la chambre à liquide lourd BP3 de l'Ecole Polytechnique, grâce à sa grandeur (300 litres) permet la détection d'un bon nombre de paires de V^0 . Nous avons étudié à chaque énergie les $V^0 V^0$, les $V^0 V^-$ et les V^0 isolés, ce qui nous a permis de calculer les sections efficaces des modes de productions :

$$\Lambda (\Sigma^0) K^0, \Lambda (\Sigma^0) K^+, K^0 \Sigma^-, K^0 \bar{K}^0 \text{ et } K^0 K^\pm$$

Les données expérimentales dont nous disposons nous ont permis de pratiquer plusieurs vérifications internes de la

méthode et les résultats en furent satisfaisants.

De plus, les sections efficaces obtenues sont en bon accord avec d'autres résultats obtenus à des énergies voisines.

Nous pensons donc que la méthode proposée est valable et pourra être ultérieurement utilisée dans d'autres problèmes de détermination de sections efficaces partielles.

x x x x x x x

CHAPITRE 1

METHODE GENERALE DE DETERMINATION DES SECTIONS EFFICACES PARTIELLES DANS UN LIQUIDE LOURD

I - Position du problème

Nous nous proposons de déterminer des sections efficaces partielles en utilisant des clichés de chambre à bulles à liquide lourd. Notre étude est limitée aux sections efficaces partielles de production de particules d'un type bien déterminé, que nous noterons symboliquement par a , produites par des faisceaux de grande énergie, et identifiables dans la chambre à bulles, par exemple par leurs désintégrations caractéristiques dans le cas des particules étranges.

Nous avons étudié le problème pour un faisceau incident de π^- . Nous considérons cependant notre méthode comme générale car elle s'appliquerait à n'importe quel faisceau de particules, à condition de modifier les relations découlant de l'application de la conservation de la charge électrique dans les réactions.

Les difficultés du problème sont dues essentiellement à la présence de noyaux complexes. Les particules incidentes peuvent interagir soit sur un des protons du noyau, soit sur un des neutrons, soit quelquefois sur deux ou plusieurs nucléons à la fois. Ces dernières interactions sont très rares à grandes énergies et nous pourrions les négliger dans notre étude.

D'autre part, à l'intérieur du même noyau, les particules secondaires peuvent produire des interactions qui perturbent l'interprétation du phénomène primaire. C'est la source principale des difficultés de notre étude.

Dans ce premier chapitre nous analyserons le problème en vue de trouver une bonne estimation des sections efficaces. Dans les chapitres suivants, nous étudierons l'application de la méthode proposée aux sections efficaces de productions de particules étranges par des π^- de 6 Gev/c, 11 Gev/c et 18 Gev/c dans un liquide lourd de la chambre BP 3 de l'Ecole Polytechnique.

2 - Cas de la chambre à hydrogène

Si le milieu de la chambre est constitué de protons libres comme c'est le cas des chambres à hydrogène, la section efficace partielle σ_a peut se calculer d'après

$$\chi_a (H) = \frac{\sigma_a}{\sigma_i} = \frac{N_{aH}}{N_{iH}} \quad 1-I$$

σ_i étant la section efficace totale d'interaction des particules incidentes, N_{aH} le nombre d'événements, dont on calcule la section efficace, produits sur les protons des noyaux d'hydrogène, et N_{iH} le nombre total d'interactions des particules incidentes.

Nous supposerons connue la section efficace totale σ_i car l'objet de notre étude n'est que la détermination de sections efficaces partielles. On peut utiliser des valeurs de σ_i trouvées dans d'autres expériences ou bien mesurer directement σ_i à partir du libre parcours moyen des particules incidentes.

La mesure expérimentale du rapport $\frac{N_{aH}}{N_{iH}}$ nous permet alors de calculer σ_a .

3 - Cas idéal d'une chambre à liquide lourd sans possibilité d'interactions secondaires ni d'évaporations

Dans un liquide lourd les difficultés que l'on rencontre sont essentiellement :

- a) Existence du moment de Fermi
- b) Présence de neutrons et protons cibles
- c) Possibilités d'interaction du jet primaire à l'intérieur des noyaux
- d) Présence des particules d'évaporation dans les interactions.

Le moment de Fermi aurait comme effet de modifier l'énergie de l'interaction ce qui devient négligeable à haute énergie surtout dans des domaines où les sections efficaces varient peu.

La présence de neutrons et protons cibles exige pour l'étude de notre problème que l'on connaisse le rapport des sections efficaces sur proton et sur neutron.

Dans notre cas* nous supposerons désormais que

$$\sigma_{in} = \sigma_{ip}$$

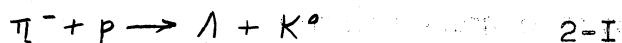
car les différences mesurées (réf. 1-I) sont trop faibles pour entraîner une erreur appréciable, et que

$$\sigma_{ap} = \sigma_{an}$$

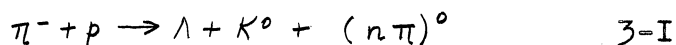
Nous pouvons dans une certaine mesure justifier l'hypothèse $\sigma_{ap} = \sigma_{an}$. En effet, supposons par exemple que les événements a soient en des modes associés de particules étranges comme ce sera le cas plus loin; les particules étranges sont presque

* Dans notre expérience les particules incidentes sont des π^-

toujours associées à un nombre important de π de diverses charges (3,1 à 6 GeV/c, 3,5 à 11 GeV/c et 4,2 à 18 GeV/c); on peut donc penser que la multiplicité des charges possibles des π compensent à peu près les limitations données par la conservation de la charge. Par exemple, la réaction

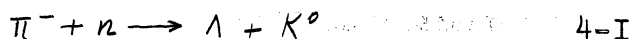


est très rare à haute énergie. Le plus souvent on a

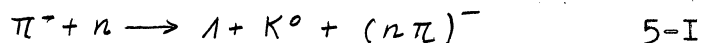


les $(n\pi)^0$ ayant une charge totale nulle.

La réaction



est impossible à cause de la conservation de la charge, mais associée à des π elle devient possible :



Les $(n\pi)^-$ ayant une charge totale négative.

Nous admettrons donc que les sections efficaces des réactions (3-I) et (5-I) sont égales.

Supposons pour l'instant que les difficultés c) et d) n'existent pas, c'est-à-dire pas de réactions secondaires et pas d'évaporations. Dans ce cas la formule (1-I) peut être appliquée directement. Les événements produits dans les noyaux d'hydrogène du liquide lourd peuvent être déterminés à partir des événements N^0 , produits dans des interactions dont la charge finale est nulle ($\sum Q = 0$), et N^- dont $\sum Q = 1$. Les pre-

miers sont appelés hydrogénoides et contiennent les interactions sur proton libre (donc sur l'hydrogène) plus les interactions sur les protons de noyaux complexes. Les deuxièmes correspondent à des interactions sur neutrons et sont appelés neutronoides. En conséquence, le nombre d'interactions sur l'hydrogène sera la différence entre les interactions hydrogénoides et neutronoides. Dans ces conditions la formule (1-I) prend la forme

$$X_a (H) = \frac{\sigma_a}{\sigma_i} = \frac{N_a^o - \gamma N_a^-}{N_i^o - \gamma N_i^-} \quad 6-I$$

γ étant le rapport des nombres de protons et de neutrons des noyaux complexes.

σ_i qui représente dans ce cas la section efficace totale d'interaction sur nucleon peut être aussi déterminée dans un liquide lourd, en calculant la section efficace d'absorption dans le mélange à partir des interactions visibles, et en utilisant un modèle optique.

La formule (6-I) présente, en plus de ne pas tenir compte des difficultés c) et d), deux inconvénients importants:

1) Elle ne tient pas compte des protons invisibles de l'interaction. En effet, le parcours des protons très lents est trop court pour être décelé et certains événements de type $\Sigma Q = 0$ seront pris comme $\Sigma Q = 1$.

2) Elle conduit à des erreurs relatives importantes puisque le résultat est obtenu par différence de 2 nombres N_a^o et γN_a^- soumis à des erreurs statistiques.

Ces deux inconvénients peuvent être évités en renonçant à calculer les sections efficaces sur l'hydrogène et en les calculant sur les nucléons. Il suffit alors d'appliquer la formule :

$$\chi_a (N) = \frac{\sigma_a}{\sigma_L} = \frac{N_a^0 + N_a^+}{N_L^0 + N_L^+} \quad 7-I$$

dans laquelle l'erreur relative sera beaucoup plus faible pour le même nombre de photographies. D'autre part, l'existence de protons invisibles, grâce à la somme $N^0 + N^-$ n'entraînera pratiquement pas d'erreur, puisqu'une interaction sur proton avec proton invisible sera comptée avec les interactions sur neutron et qu'il n'est plus nécessaire de distinguer entre réaction neutroïde et protoïde.

4 - Recherche d'une formule éliminant les interactions secondaires

La formule (7-I) peut nous donner une bonne estimation des sections efficaces à condition de tenir compte du fait que certains événements du type a sont produits dans des interactions secondaires, et de la présence des évaporations.

Ces effets seront d'autant plus importants que le nombre d'atomes à nombre atomique élevé sera grand dans le liquide sensible de la chambre. Nous chercherons donc une formule semblable à (7-I) qui nous corrige ces effets.

Pour ceci nous allons décrire du point de vue phénoménologique les interactions telles qu'elles apparaissent dans les photographies d'une chambre à liquide lourd, en examinant

essentiellement la charge finale $\sum Q$ et la présence de protons lents (protons d'évaporation et de réaction). Ainsi nous pouvons classer les interactions de la façon suivante :

A - suivant un critère de charge :

- 1) $\sum Q = 0$
- 2) $\sum Q = -1$
- 3) $\sum Q = +1$
- 4) $\sum Q = > 1$

B - suivant les caractères des branches lourdes de l'interaction :

- a) sans protons lents
- b) un seul proton émis vers l'avant
- c) un seul proton émis vers l'arrière
- d) plus d'un proton

$\sum Q$ nous fournit des indications sur la nature de la cible. Ainsi par exemple une interaction $\sum Q = 0$ nous indiquera que les cibles (primaires et secondaires) ont une charge globale positive donc peut-être un proton seul (p) ou bien un couple proton-neutron (pn) etc...

$\sum Q = -1$ nous indique que l'interaction s'est produite sur une ou plusieurs cibles qui ne peuvent être que des neutrons.

Les interactions $\sum Q = +1$ offrent un intérêt très particulier puisque la cible est constituée de deux protons au moins et comme nous verrons dans la suite la connaissance de ces interactions nous permettra de corriger l'effet des interactions secondaires. Les interactions $\sum Q > 1$ indiquent qu'il y a eu plusieurs

réactions secondaires. Mais en fait, les phénomènes ne se présentent pas d'une façon aussi simple : en effet, dans la pratique, nous comptons toutes les traces qui se dégagent de l'interaction, or parmi ces traces il y a des protons d'évaporation des noyaux ce qui fausse la vraie valeur de $\sum Q$. Il n'est toujours pas possible de distinguer un proton d'évaporation d'un proton lent de réaction. Nous ne pouvons être sûrs de la présence d'évaporations que lorsque le proton lent est émis vers l'arrière ou bien lorsqu'il y a plusieurs protons lents. Ainsi donc, pour permettre une bonne connaissance du $\sum Q$ nous rejeterons toutes les interactions qui présentent plus de 2 protons lents. La plupart de ces événements présentent un $\sum Q > 1$

D'autre part, nous pouvons corriger statistiquement le lot d'interactions qui nous restent, vis à vis des évaporations. En effet, nous savons que les protons d'évaporations sont émis presque isotropiquement dans le système du laboratoire, (réf.2-1). Par contre, les protons de réactions primaires ne sont jamais émis vers l'arrière. Nous pouvons donc éliminer statistiquement les évaporations en soustrayant le nombre d'interactions avec un proton vers l'arrière du nombre de réactions avec un proton vers l'avant. Tout ceci nous conduit à obtenir un lot partiel du lot total d'interactions. Nous désirons que ce lot partiel contienne des interactions les plus simples possible en vue de pouvoir les interpréter correctement; dans ce but, nous éliminerons donc toutes les réactions $\sum Q > 1$ de sorte que nous ne retiendrons que les interactions sur l'hydrogène et quelques interactions sur

les nucléons des noyaux particulièrement propres, tandis que la majorité des interactions secondaires aura été éliminée.

Notre lot partiel ainsi obtenu contient donc les types suivants d'interactions :

- 1/ $\sum Q = 0$ a) sans proton
- 2/ $\sum Q = -1$ b) un seul proton (correction faite des évaporations)
- 3/ $\sum Q = +1$

D'autre part nous pouvons décrire les réactions d'après la nature de la cible. Nous aurons alors des interactions sur noyau d'hydrogène (H) sur proton lié (p), sur proton-neutron (pn) sur neutron-proton (np), sur neutron (n), sur neutron-neutron (nn), et sur proton-proton (pp).

Nous indiquerons leur nombre par N_{iH} , N_{ip} , N_{ipn} , N_{inp} , N_{in} , N_{inn} et N_{ipp} et nous supposerons que dans notre lot partiel les interactions tertiaires sont négligeables.

D'autre part lorsque nous tenons compte des phénomènes a dont on veut calculer les sections efficaces nous aurons les possibilités suivantes : N_{aH} , N_{ap} et N_{an} dans le cas d'un seul nucléon cible. S'il y a deux nucléons qui interviennent dans la réaction à l'intérieur du même noyau, le phénomène a peut être produit dans le premier nucléon ou dans le deuxième, ce qui correspond à l'interaction primaire ou secondaire. Nous tiendrons compte de ces deux possibilités d'après la notation, par exemple N_{apn} (le phénomène a correspond à l'interaction primaire) et N_{pna} (le phénomène a correspond à la réaction secon-

daire). Nous ferons de même pour les autres types d'interaction.

Dans le tableau suivant nous indiquons toutes ces catégories que nous venons de décrire ainsi que la classification phénoménologique correspondante.

Type de cible	H	p	n	pn	np	nn	pp
ΣQ	0	0	-1	0	0	-1	+1
Notations interactions	N_{iH}	N_{ip}	N_{in}	N_{ipn}	N_{inp}	N_{inn}	N_{ipp}
Notations Interactions avec phénomène a	N_{aH}	N_{ap}	N_{an}	N_{apn+} N_{pna}	N_{anp+} N_{npa}	N_{ann+} N_{nna}	N_{app+} N_{ppa}

Faisons maintenant comme dans le paragraphe précédent, l'hypothèse que les sections efficaces d'interactions des particules incidentes sur protons sont les mêmes que sur neutrons et que le phénomène apparaît avec la même fréquence sur proton que sur neutron. C'est-à-dire :

$$\sigma_{ip} = \sigma_{in}$$

$$\sigma_{ap} = \sigma_{an}$$

8-I

Supposons en plus, pour simplifier le problème, que les noyaux du liquide sensible utilisé contiennent le même nombre de protons que de neutrons (la correction sera effectuée plus loin). Ces hypothèses entraînent que :

$$N_{ip} = N_{in}$$

$$N_{inp} = N_{ipn} = N_{inn} = N_{ipp}$$

8-I

et que

$$N_{ap} = N_{an}$$

$$N_{anp} = N_{apn} = N_{ann} = N_{app}$$

$$N_{npa} = N_{pna} = N_{nna} = N_{ppa}$$

Expérimentalement nous pouvons connaître les quantités

$$N_i^+ \quad N_i^- \quad N_i^0 \quad N_a^+ \quad N_a^- \quad N_a^0$$

correspondant aux critères de sélection $\Sigma Q = +1$, $\Sigma Q = -1$ et $\Sigma Q = 0$ avec au moins un seul proton lent et ayant corrigé statistiquement les évaporations comme nous l'avons expliqué.

Si dans notre lot partiel nous négligeons les interactions tertiaires ou d'ordre supérieur et les doubles productions du phénomène a dans l'interaction primaire et dans l'interaction secondaire ($N_{appa} = 0$) nous pouvons relier les quantités phénoménologiques mesurées avec les différentes possibilités d'interaction. En effet :

Soit η la probabilité qu'un type de réaction primaire suive les critères de sélection. $[(1-\eta)]$ est pratiquement la probabilité qu'à la suite d'une interaction primaire sans interaction secondaire apparaissent des branches d'évaporations visibles]. Supposons que l'apparition de a ne perturbe pas le caractère phénoménologique de celle-ci (c'est-à-dire $\eta_a = \eta_i$) mais qu'il y a un $\eta' \neq \eta$ pour les interactions secondaires pour lequel également $\eta'_a = \eta'_i$. D'après le tableau précédent nous

pouvons écrire :

$$N_i^+ = \eta' N_{iPP} \quad 9-I$$

$$N_i^- = \eta N_{iP} + \eta' N_{iPP} \quad 10-I$$

$$N_i^0 = N_{iH} + \eta N_{iP} + 2 \eta' N_{iPP} \quad 11-I$$

$$N_a^+ = \eta' (N_{aPP} + N_{ppa}) \quad 12-I$$

$$N_a^- = \eta N_{aP} + \eta' (N_{aPP} + N_{ppa}) \quad 13-I$$

$$N_a^0 = N_{aH} + \eta N_{aP} + 2 \eta' (N_{aPP} + N_{ppa}) \quad 14-I$$

$$\text{et d'autre part } X_a = \frac{N_{aH}}{N_{iH}} = \frac{N_{aP}}{N_{iP}} \quad 15-I \text{ et } 16-I$$

On peut facilement tirer de ces équations les estimations suivantes de :

$$X_a^{(1)} = \frac{N_a^0 - N_a^- - N_a^+}{N_i^0 - N_i^- - N_i^+} \quad 17-I$$

$$X_a^{(2)} = \frac{N_a^0 + N_a^- - 3N_a^+}{N_i^0 + N_i^- - 3N_i^+} \quad 18-I$$

La première revient à séparer les interactions sur l'hydrogène. La seconde revient à séparer les interactions primaires sur nucléons sans interactions secondaires.

Les avantages de la deuxième estimation sont les suivants:

1/ meilleure précision statistique,

2/ réduction du biais donné par les protons invisibles

qui font passer une interaction à $\sum Q = 0$ réel à $\sum Q = -1$

3/ on pourrait voir que mathématiquement le résultat donné par la formule 18-I est très proche de la valeur de X_a optimum

donnée par le système de 8 équations (9-I à 16-I).

Une solution donnant une meilleure précision statistique aurait pu être obtenue à partir:

$$X_a = \frac{N'_a}{N'_i} \quad \text{I9-I}$$

N'_a étant le nombre de phénomènes a produits dans des réactions primaires même lorsqu'elles sont suivies d'interactions secondaires et N'_i le nombre total d'interactions.

La séparation des phénomènes a produits dans des interactions primaires suivies de secondaires (N_{aNN}) de ceux qui sont produits dans les interactions secondaires (N_{NNa}) se fera au chapitre IV. Mais cette séparation n'est pas facile et elle nécessite des hypothèses supplémentaires. De plus, les particules a produites dans une interaction primaire sur un nucleon du noyau peuvent aussi, à leur tour, interagir avec un autre nucleon du même noyau. Cette interaction peut avoir comme conséquence la disparition de la particule a (par exemple $\bar{K}^0$) en produisant un autre genre de particule (par exemple Λ). A cause de ces difficultés supplémentaires nous avons renoncé à utiliser une formule du type I9-I. Nous verrons, de plus, à la fin de ce chapitre, que la formule 18-I est insensible aux interactions de particules étranges.

5 - Correction due au fait que le nombre de neutrons n'est pas égal au nombre de protons dans les noyaux du mélange.

Pour déterminer $X_a^{(2)}$ (formule 18-I) nous avons considéré le cas où les noyaux complexes, qui composent le mélange avaient

le même nombre de protons que de neutrons. S'il n'en est pas ainsi il faut introduire le rapport :

$$\gamma = \frac{\text{Nbre protons liés}}{\text{Nbre neutrons}} = \frac{N_{ip}}{N_{in}}$$

Si nous considérons la probabilité $\alpha(p)$ pour qu'il y ait une interaction secondaire sur un proton et $\alpha(n)$ pour que l'interaction secondaire soit sur un neutron, nous pouvons poser :

$$N_{ipp} = N_{ip} \alpha(p)$$

$$N_{inp} = N_{in} \alpha(p)$$

$$N_{ipn} = N_{ip} \alpha(n)$$

$$N_{inn} = N_{in} \alpha(n) \quad \text{et par conséquent:}$$

$$N_{inp} = N_{in} \alpha(p) = \frac{1}{\gamma} N_{ip} \alpha(p) = \frac{1}{\gamma} N_{ipp}$$

$$N_{ipn} = N_{ip} \alpha(n) = \gamma N_{in} \alpha(n) = \gamma N_{inn}$$

$$\text{et } N_{inp} = N_{ipn}$$

Ceci permet d'exprimer

$$\frac{1}{\eta'} N_i^+ = N_{ipp} = \gamma N_{inp} = \gamma N_{ipn} = \gamma^2 N_{inn}$$

et d'une façon semblable :

$$\frac{1}{\eta'} N_a^+ = N_{app} + N_{ppa} = \gamma (N_{anp} + N_{apa}) = \gamma (N_{apn} + N_{pna}) = \gamma^2 (N_{ann} + N_{nna})$$

et la formule 18-I devient alors:

$$\boxed{X_a = \frac{N_a^0 + N_a^- - \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_a^+}{N_i^0 + N_i^- - \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_i^+}}$$

6 - Application de la méthode aux sections efficaces de production des particules étranges par des π^- de grande énergie

Afin d'appliquer la méthode proposée précédemment, c'est-à-dire, estimer les sections efficaces partielles d'après la formule 20-I dans le cas des particules étranges, nous devons, tout d'abord, calculer le nombre d'évènements (paires associées) produits d'après les mesures expérimentales et ensuite démontrer que la formule proposée élimine les perturbations dues aux interactions des particules étranges.

Nous calculerons dans le chapitre III les sections efficaces de production des particules étranges d'après les clichés pris au cours d'une expérience au CERN avec la chambre à liquide lourd BP 3 de l'Ecole Polytechnique. Les grandes dimensions de cette chambre permettent la détection d'un nombre important de désintégrations de paires de V^0 .

Les particules incidentes étaient des π^- de 6,1 GeV/c, 11,6 GeV/c et 18,1 GeV/c. Nous expliquerons dans le chapitre II les conditions expérimentales plus en détail.

7 - Calcul du nombre de paires de particules étranges produites par les π^-

Les différents modes de production de particules étranges que produisent les π^- incidents dans la chambre sont les suivants :

$$K^0 \bar{K}^0, K^+ \bar{K}^0, K^0 K^-, K^+ K^-$$

$$\Lambda K^0, \Lambda K^+, \Sigma^0 K^0, \Sigma^0 K^+, \Sigma^+ K^0, \Sigma^- K^0, \Sigma^+ K^+ \text{ et } \Sigma^- K^+$$

ainsi que d'autres modes plus rares correspondant au Ξ^0 , Ξ^- et aux $\bar{Y}$.

Dans la pratique nous pouvons observer dans la chambre les V^0 qui se désintègrent en modes chargés, et les coudes dûs aux désintégrations des V^+ et V^- .

En ce qui concerne les K^0 et $\bar{K}^0$ qui se manifestent expérimentalement sous forme de K_1^0 et K_2^0 nous pouvons disposer, en étudiant le lot de photographies obtenu, d'un bon nombre de $K_1^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et une faible quantité de K_2^0 . Nous estimerons donc le nombre de K^0 et $\bar{K}^0$ à partir des K_1^0 tout en faisant les hypothèses :

$$\begin{aligned} \text{Nbre } K_1^0 &= \text{Nbre } K_2^0 \\ \text{et } \frac{K_1^0 \rightarrow 2\pi^0}{K_1^0} &= \frac{1}{3} \quad (*) \end{aligned}$$

De façon semblable nous calculerons le nombre de Λ produits. Nous négligerons les Λ qui se désintègrent en trois corps (désintégration leptonique) puisqu'ils ne représentent qu'une quantité inférieure à 1 % (réf. (3-I) et (4-I) et nous ferons l'hypothèse que

$$\frac{\Lambda \rightarrow n + \pi^0}{\Lambda} = \frac{1}{3} \quad (*)$$

Par contre nous ne pouvons pas séparer les modes avec Λ des modes avec Σ^0 , car le Σ^0 se désintègre avec une vie moyen

(*) Les résultats expérimentaux des rapports de branchement sont compatibles avec les résultats théoriques. Nous utiliserons par conséquent ces derniers.

ne très courte ($< 10^{-15}$) selon le mode:

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$$

et par conséquent nous donnerons seulement les sections efficaces de:

$$\Lambda(\Sigma^0)K^0 = \Lambda K^0 + \Sigma^0 K^0 \text{ et } \Lambda(\Sigma^0)K^+ = \Lambda K^+ + \Sigma^0 K^+$$

D'autre part il est difficile d'identifier les paires de V chargés qui apparaissent avec le bruit de fond très important des diffusions des π du jet. Nous ne calculerons donc pas les sections efficaces correspondant aux modes K^+K^- , Σ^+K^+ et Σ^-K^+ . Nous ne ferons pas ici l'étude des modes avec Ξ^0 , Ξ^- ou $\bar{\gamma}$ qui sont très rares dans les conditions de notre expérience.

Par contre nous obtiendrons une estimation des Σ^-K^0 en relevant tous les coudes des traces négatives associés à un V^0 comme nous l'expliquerons au chapitre III.

Les modes $K^0K^\pm = K^0K^\pm + \bar{K}^0K^\pm$ et $\Lambda K^\pm$ (*) peuvent être déterminés à partir de la connaissance des ΛK^0 , K^+K^- , $K^0\Xi^\pm$ (**), K^0 isolés et Λ isolés. En effet, si nous indiquons avec l'indice γ les nombres d'événements vus, tout en appliquant les rapports de branchement précédents, nous pouvons calculer le nombre de modes produits d'après les suivantes relations :

(*) Nous indiquerons désormais les événements $\Lambda(\Sigma^0)K^0$ et $\Lambda(\Sigma^0)K^+$ par ΛK^0 et ΛK^+ afin de simplifier l'écriture.

(**) $K^0\Sigma^\pm = K^0\Sigma^\pm + K^0\Sigma^\pm$

$$\Lambda K^0 = \frac{g}{2} (\Lambda K^0)^V$$

$$K^0 \bar{K}^0 = g (K^0 \bar{K}^0)^V$$

$$K^0 \Sigma^- = 3 (K^0 \Sigma^-)^V$$

$$K^0 K^\pm = 3 (K^0)^V - \frac{3}{2} (\Lambda K^0)^V - 12 (K^0 \bar{K}^0)^V - 6 (K^0 \Sigma^\mp)$$

$$\Lambda K^+ = \frac{3}{2} (\Lambda)^V - 3 (\Lambda K^0)^V$$

Nous voyons donc la possibilité de déterminer ces sections efficaces à partir des mesures de $(K^0 \bar{K}^0)^V$, $(\Lambda K^0)^V$, $(K^0 \Sigma^-)^V$, $(\Lambda)^V$ et $(K^0 \Sigma^+)$ si nous faisons l'hypothèse que $K^0 \Sigma^- = K^0 \Sigma^+$.

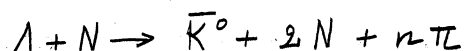
Malheureusement nous ne sommes pas en mesure de séparer les $\bar{K}^0 K^+$ des $K^0 K^-$ mais nous pouvons calculer leurs sections efficaces globales.

8 - Interactions des particules étranges

Si n'importe quelle particule du jet peut faire des réactions secondaires, un certain nombre de particules étranges vont subir des diffusions sur les nucléons ou des réactions inélastiques qui donnent lieu à d'autres particules de même étrangeté que les primaires mais qui peuvent avoir des charges différentes. Les diffusions secondaires ne vont pas perturber l'étude des sections efficaces tandis que les interactions inélastiques peuvent modifier préférentiellement la production

d'un mode associé de particules étranges. En fait, l'ordre de grandeur des sections efficaces étant à peu près le même, tous les modes se compensent à peu près, sauf évidemment dans le cas où un $\bar{K}^0$ produit un Λ dans une réaction secondaire.

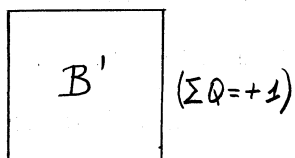
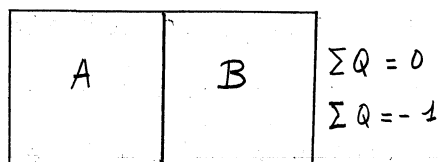
En effet la réaction $\bar{K}^0 + N \rightarrow \Lambda + \pi$ est certainement plus probable que la réaction:



Nous négligeons donc l'effet des réactions de ce dernier type.

Ceci signifie que dans les réactions primaires suivies de secondaires il doit y avoir un excès de Λ par interaction et un défaut de $\bar{K}^0$ par interaction par rapport au nombre de Λ et $\bar{K}^0$ produits dans l'hydrogène, ou dans des interactions propres, c'est-à-dire de réactions primaires non suivies de secondaires.

La méthode que nous proposons et qui conduit à la formule 20-I consiste à éliminer de notre information la partie correspondant aux interactions primaires suivies de secondaires.



C'est-à-dire que nous disposons d'un lot (A + B) d'interactions $\Sigma Q = 0$ et $\Sigma Q = -1$ et nous éliminons la partie "sale" B grâce à B' déterminé à partir des interactions $\Sigma Q = +1$.

Appelons maintenant :

$$\left(\frac{\Lambda}{I}\right)^A, \left(\frac{\Lambda}{I}\right)^B, \left(\frac{\Lambda}{I}\right)^{B'}$$

$$\left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^A, \left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^B \text{ et } \left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^{B'}$$

Le nombre de Λ et $\bar{K}^0$ produits dans chacun des lots A , B et B' rapporté au nombre d'interactions primaires. Si le lot A a les mêmes propriétés que l'hydrogène vis à vis de ce problème, $\left(\frac{\Lambda}{I}\right)^A$ et $\left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^A$ nous donneraient les vrais proportions de Λ et $\bar{K}^0$ produits. Par contre les mêmes proportions correspondant à B et B' calculées à partir des événements observés présenteraient un excès de Λ et un défaut de $\bar{K}^0$. D'après les hypothèses que nous avons faites pour l'établissement de la formule 20-I

$$\left(\frac{\Lambda}{I}\right)^B \text{ doit être égal à } \left(\frac{\Lambda}{I}\right)^{B'}$$

ainsi que

$$\left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^B \text{ doit être égal à } \left(\frac{\bar{K}^0}{I}\right)^{B'}$$

Par conséquent lorsque l'on élimine grâce à la mesure de B' , le lot B du lot $A+B$ nous éliminons l'effet des interactions des $\bar{K}^0$ en même temps que les interactions secondaires de π donnant des particules étranges.

Si, par contre on désirait utiliser la partie de B , B^P correspondant à éliminer seulement la partie des phénomènes a produits dans des interactions secondaires B^S , le lot alors

A	B^P	B^S
-----	-------	-------

utilisé $A + B^P$ présenterait un excès de Λ et un défaut de $\bar{K}^0$ qu'il est difficile de calculer avec certitude: Nous avons donc préféré la méthode dans laquelle on élimine toutes les réactions primaires suivies de secondaires.

Au chapitre IV nous justifierons quantitativement, à partir de données expérimentales, la sélection du lot partiel propre et l'utilisation de la formule 20-I qui élimine les effets des interactions secondaires dans les noyaux.

CHAPITRE II

L'EXPERIENCE

I - Introduction

En Novembre 1960, la chambre à liquide lourd BP 3 de l'Ecole Polytechnique, placée dans un faisceau de π^- provenant du synchrotron à protons du CERN à Genève, a pris 72.000 photographies. Pour permettre une étude systématique des interactions des mésons π^- en fonction de l'énergie, la quantité de mouvement du faisceau de π^- a été changée au cours de l'expérience. Le nombre de photographies utilisables est de :

32.985 photographies avec des π^- de 6 Gev/c

10.103 - - 11 Gev/c

28.835 - - 18 Gev/c

2 - Description de la chambre BP 3

Nous ne décrirons pas ici les détails techniques de BP 3 qui sont actuellement bien connus (réf.1-II). Nous nous bornerons seulement à exposer ses principales caractéristiques.

La chambre est de forme parallélépipédique. Elle a un volume utile de $100 \times 50 \times 50 \text{ cm}^3$.

La prise de photographies se fait au travers d'une glace placée dans la partie avant.

La détente se fait par l'arrière. Les côtés latéraux permettent l'éclairage et l'entrée du faisceau qui s'effectue à travers une fenêtre de faible épaisseur.

La chambre est placée dans un champ magnétique de 17.500 gauss perpendiculaire à la glace avant. Il est produit par deux bobines formées d'un conducteur de cuivre creux, refroidi par l'eau.

Chaque évènement est photographié par trois caméras placées à deux mètres de la glace avant avec les axes optiques perpendiculaires à celle-ci. Les distances entre les caméras ont été calculées pour obtenir un angle stéréoscopique de 40° (fig.1-II)

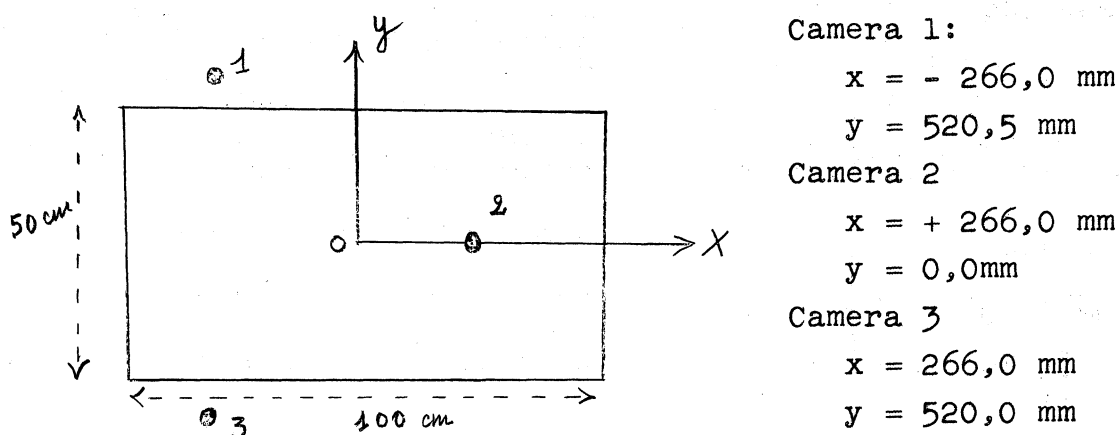


Fig. 1-II Centres optiques des caméras projetés sur le plan de la glace avant

Pour cette expérience le liquide sensible est un mélange de propane C_3H_8 et de fréon CF_3Br dans les proportions suivantes:

Propane 68.2 % en masse ou 86 % en volume

Fréon 31.8 % en masse ou 14 % en volume

La masse spécifique est de $0,55 \text{ g/cm}^3$ et la longueur de radiation est de 52 cm.

La glace avant contient des croix repères pour permettre

la reconstitution dans l'espace de la géométrie de l'évènement (fig. 2-II) :

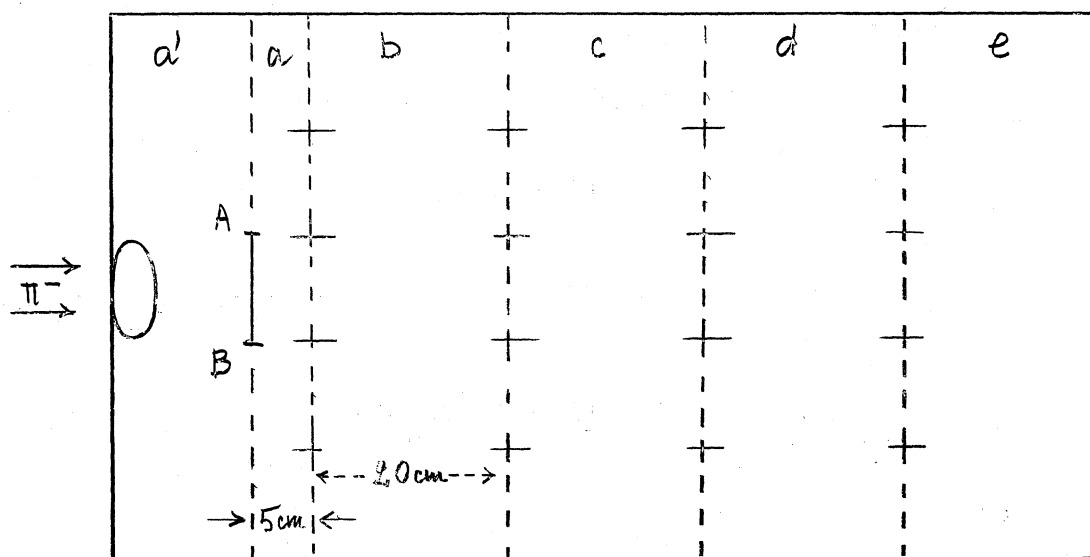


Fig. 2 - II

Ces croix permettent de diviser la chambre en zones a, b, c, d et e.

Nous définissons le volume fiduciaire comme celui qui correspond aux zones a, b, c et d d'après la photographie de la camera du milieu n° 2.

3 - Description du faisceau

Les π^- du faisceau proviennent d'une cible placée dans le faisceau interne du synchrotron à protons du CERN.

Les particules négatives émises par la cible sont essentiellement des :

mésons π^- 98 %

mésons k^- 2 %

antiprotons < 0,1 %

La sélection en moment se fait grâce à deux aimants, déflex-

teurs et à un système de collimateurs (fig.3-II).

Les valeurs des quantités de mouvement sont :

$$p = 6,1 \pm 4 \% \text{ GeV/c}$$

$$p = 11,6 \pm 2,5 \% \text{ GeV/c}$$

$$p = 18,1 \pm 2 \% \text{ GeV/c}$$

B_i : zones de champ magnétique. C_i : collimateurs

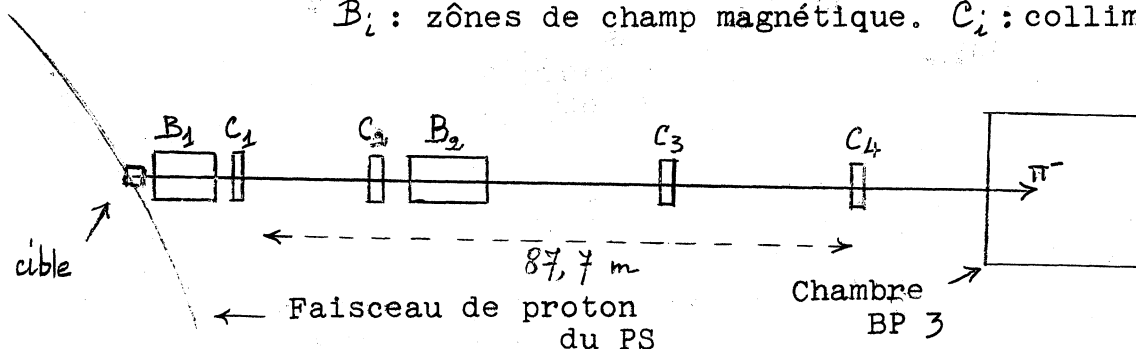


Fig. 3-II

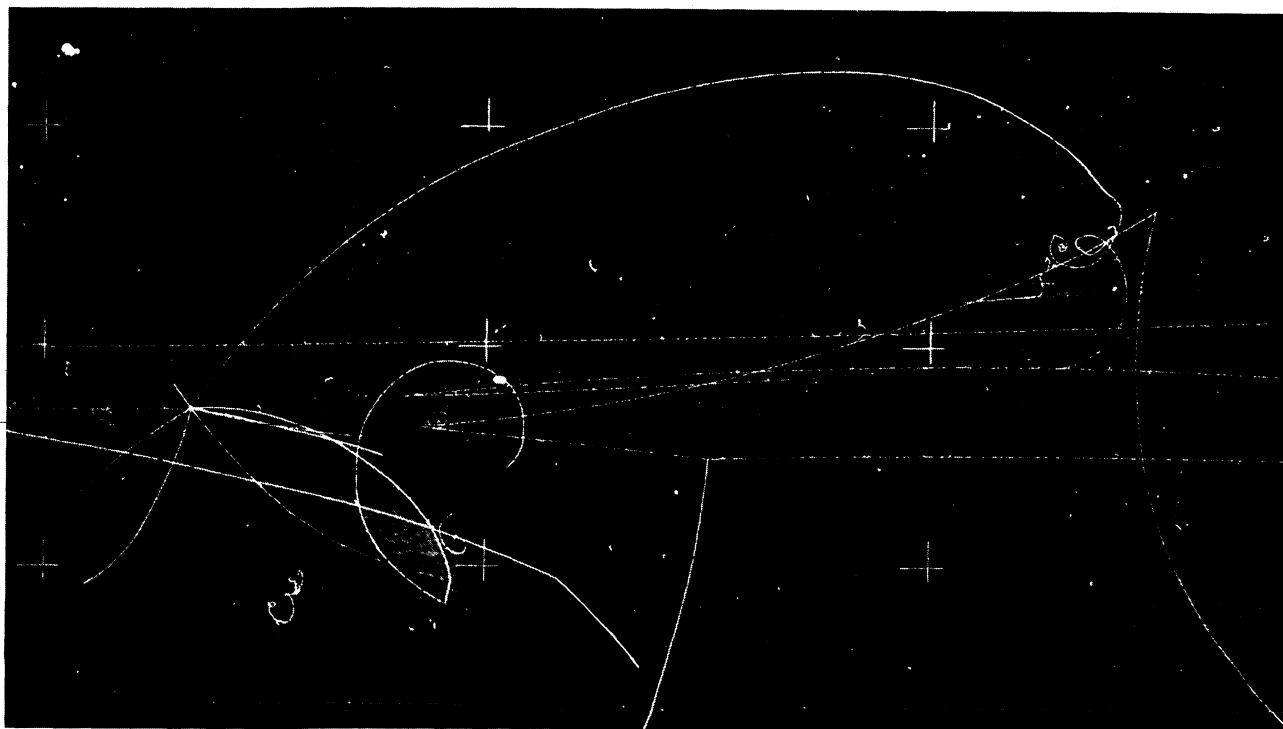
Les particules qui entrent dans le volume fiduciaire sont des π^- avec une contamination de μ^- provenant des désintégrations $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ qui est de $(4,5 + 1) \%$.

4 - Techniques de mesure et de calcul

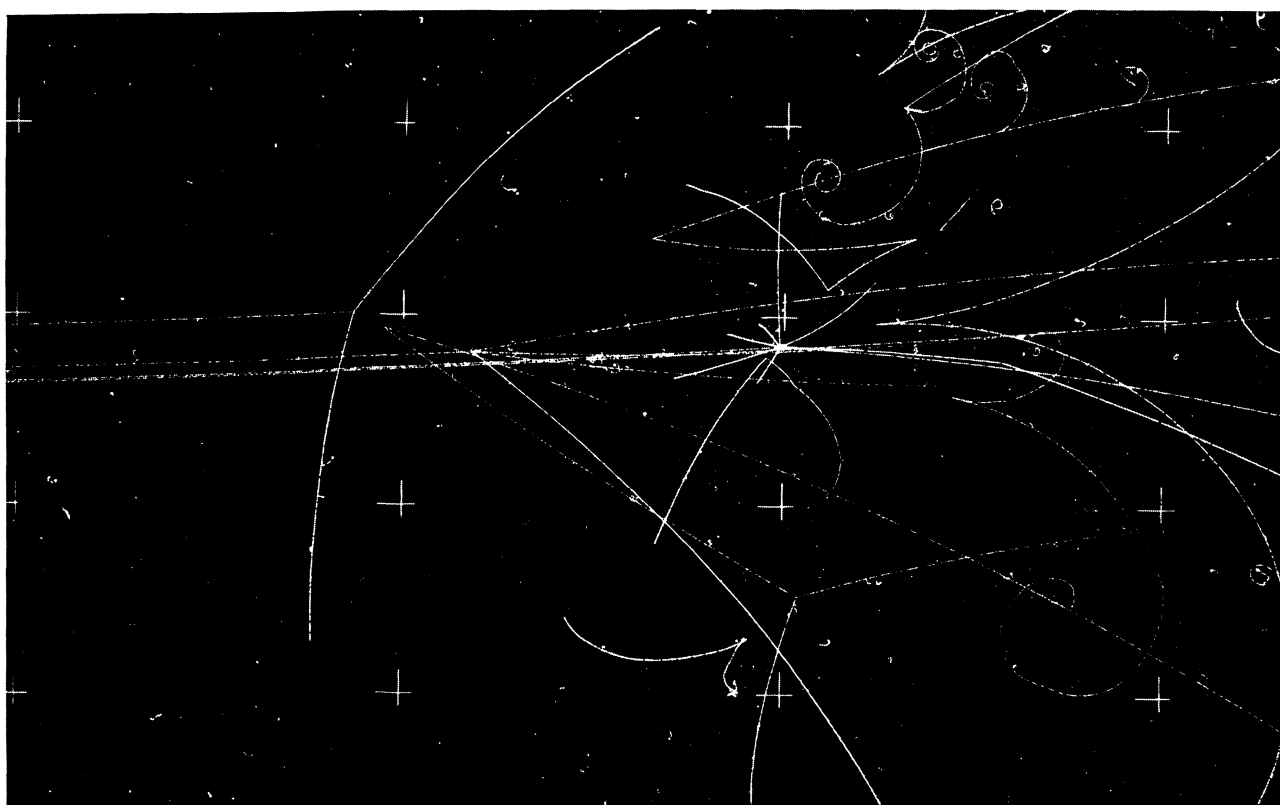
Pour permettre notre étude nous avons mesuré essentiellement de l'ordre de 600 photographies comportant des événements ν^0 . L'appareil de mesure utilisé est un instrument automatique bipolaire (réf. 2-II). Tous les événements ont été mesurés sur deux des trois vues et les résultats enregistrés sur cartes perforées ont été envoyés à une calculatrice électronique. Un programme de géométrie nous a décrit l'évènement dans l'es-



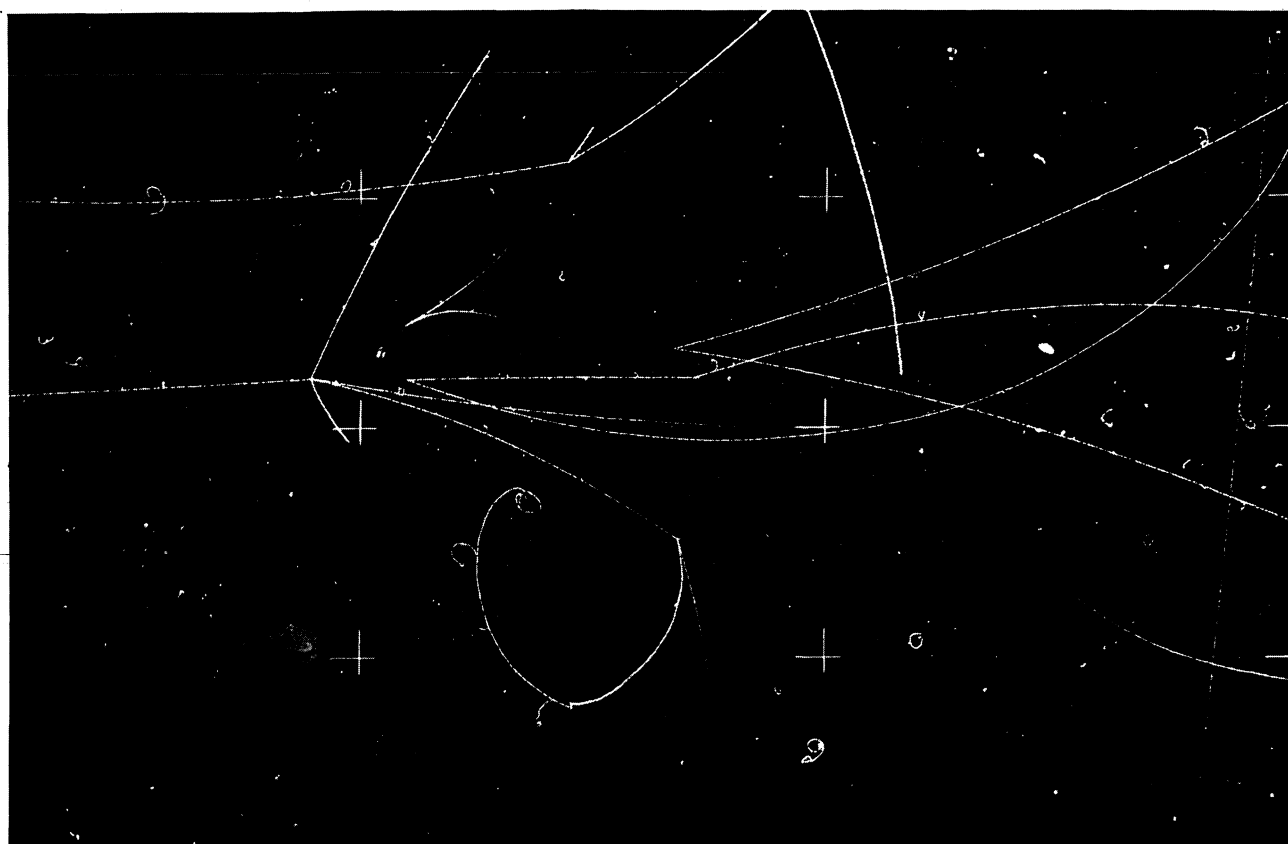
Vue générale de la chambre à bulles BP₃



Exemple de production associée neutre dans une interaction avec de l'évaporation



Deux exemples de production associée neutre dans une interaction hydrogénoïde



pace et un programme de cinématique nous a fourni les éléments cinématiques des V^0 (réf. 3-II).

5 - Dépouillement des clichés et sélection des évènements

Toutes les photographies ne sont pas utilisables. Certaines contiennent trop de traces et les phénomènes sont difficiles à voir. Ceci entraîne un rendement de dépouillement très bas et une augmentation de la difficulté des mesures. D'autre part il faut définir correctement une trace due à une particule du faisceau de sorte qu'on puisse corriger la contamination de μ^- . C'est essentiellement pour ces raisons que nous avons défini des critères de légalité.

Par définition, nous appellerons trace légale celle qui traverse la ligne $A B$ (Fig.2-II) avec un angle donné à chaque énergie. Toutes les autres traces sont illégales ou parasites.

Une photographie est considérée comme illégale :

1/ Si elle ne contient aucune trace légale

2/ Si elle contient plus de

8 traces légales ou 5 illégales à 6 GeV/c

7 traces légales ou 5 illégales à 6 GeV/c

6 traces légales ou 5 illégales à 18 GeV/c

3/ si elle contient plus de

4 interactions à 6 et 11 GeV/c

3 interactions à 18 GeV/c

4/ s'il y a deux interactions distantes de moins de 2 cm.

Nous avons dépouillé seulement les photographies légales.

Les critères 2 et 3 nous suppriment les photographies qui sont

trop chargées. Le critère 4 est particulier à l'étude des V^0 . En effet, lorsqu'il y a plusieurs interactions trop rapprochées on n'arrive pas à déterminer quelle est la véritable origine du V^0 . C'est donc afin d'éliminer au maximum les V^0 à origine ambiguë que nous avons éliminé les photographies dans lesquelles il y avait deux interactions placées à moins de 2 cm.

Pour chaque photographie légale nous avons compté le nombre de traces légales et nous avons signalé tous les accidents qui leur arrivaient. Nous avons cherché systématiquement tous les V^0 qui ont été classés en paires $V^0 V^0$ ou en V^0 isolés.

L'étude des $V^0 V^0$ a été faite par un groupe du CERN, un groupe de deux équipes italiennes et un groupe de l'Ecole Polytechnique de Paris. Chaque groupe a eu à sa charge 1/3 des photographies.

D'autre part, nous avons étudié systématiquement les V^0 isolés ainsi que les coudes associés que nous appellerons $V^\pm$, correspondant aux tiers des photographies de Paris.

A partir des feuilles de dépouillement toutes les photos contenant des V^0 ont été examinées de nouveau par un physicien et un technicien, en vue de sélectionner les événements pour les mesurer. Pour ceci nous avons utilisé les critères de sélection suivants:

1) Critères sur l'origine

a) L'origine doit être légale, c'est-à-dire que l'interaction est produite par une trace légale.

b) L'origine doit se trouver à l'intérieur du volume fiduciaire, c'est-à-dire dans les zones a, b, c et d de la

vue centrale (n° 2).

c) La charge totale du jet ne doit pas être supérieure à + 1, ni avoir plus d'un proton lent. (Nous appelons protons lents les traces positives, très ionisantes, dont le parcours est supérieur à 0,2 cm et inférieur à 10 cm).

L'application de ces critères ont présentés quelques difficultés. Certains V^0 ont des origines ambiguës. D'autres ont des origines avec une charge finale inconnue faute d'avoir pu déterminer le signe de l'une des traces du jet.

Afin de résoudre la première difficulté, qui pratiquement ne concerne que les V^0 isolés, nous avons mesuré les différentes origines possibles, et nous avons ajusté les valeurs cinématiques calculées avec les valeurs théoriques de la désintégration d'un K_S^0 ou d'un Λ . Ceci nous a permis d'affecter une origine dans 45 % des cas ambiguës, de sorte que le lot final ne contient que 2,5 % de V^0 à origine ambiguë. Nous avons considéré pour ces événements restant l'origine qui semblait être la plus probable d'après l'ajustement cinématique.

En général, la cause de l'indétermination de la charge du jet est que l'une des traces du jet interagit au bout d'une longueur très courte et on ne peut pas déterminer le sens de sa courbure.

Notre lot final contient 5 % de cette sorte d'événements. Nous avons considéré ces événements à nombre pair de traces comme $\Sigma Q=0$ et les mêmes événements, à nombre impair de traces

comme $\Sigma Q = -1$. Ce traitement simple correspond à l'interprétation la plus probable.

2) Critères sur les paires $V^0 V^0$

d) Le sommet de chaque V^0 doit être séparé de son origine de plus de 0,2 cm sur la vue du milieu.

e) Les V^0 doivent présenter les caractéristiques suivantes de coplanarité : la ligne de vol du V^0 doit passer entre les deux branches du V^0 et doit former avec la trace la plus énergétique un angle plus petit qu'avec la trace la moins énergétique.

f) L'angle entre les deux branches du V^0 doit être supérieur à 2° sur au moins une des trois vues.

3) Critères sur les V^0 isolés

Mêmes critères que pour les $V^0 V^0$ sauf le critère d) à 6 et 11 GeV/c qui devient :

d') Le sommet des V^0 doit être séparé de son origine de plus de 0,3 cm et moins de 40 cm.

4) Critères sur les $V^\pm$

g) Il faut mesurer les coudes des traces du jet dans les cas suivants :

i) Présence d'un V^0 isolé qui remplit les conditions antérieures et qui n'est pas identifié directement comme Λ .

ii) L'angle du coude doit être supérieur à 3° .

iii) Le coude doit se trouver à plus de 0,5 cm et à moins de 20 cm.

iv) Aucune manifestation de particule neutre ne doit provenir du coude.

Le critère d) élimine les V^0 qui pourraient être confondus avec les traces du jet.

Le critère d) à 6 et II GeV/c a été établi afin d'éviter des origines ambiguës. En effet, nous avons remarqué que lorsque les événements étaient loin de l'origine et avec un grand angle entre les deux branches on ne pouvait pas séparer des origines possibles trop rapprochées. Le critère e) a pour objet l'élimination des V^0 qui se désintègrent en trois corps afin d'obtenir un lot riche en K_1^0 et en Λ .

Le critère f) élimine les V^0 énergiques à angle petit qui risquent d'être confondus avec des paires d'électrons. Comme nous verrons plus tard, nous chercherons à déterminer le nombre de $K^0 \Sigma^-$ en ajustant sur l'histogramme des longueurs des coudes, l'exponentielle de désintégration des Σ^- .

Dans la sélection des coudes nous avons établi les critères g) afin de pouvoir déterminer les pertes en Σ^- .

Après les mesures et les calculs des événements nous avons augmenté les coupures inférieures établies dans les critères a) pour s'assurer que les lots ainsi obtenus sont complets et pouvoir corriger les pertes. C'est ainsi que les coupures des critères d) et d') qui concernent le parcours de désintégration des V^0 ont été ramenées respectivement à 0,3 cm et 0,5 cm. De même, l'angle des coudes à 5° et la coupure inférieure de la longueur des coudes à 1 cm.

En même temps que nous avons sélectionné les événements nous avons cherché à les identifier en utilisant des renseigne-

ments physiques, comme les parcours des traces, les rayons delta (réf. 4-II) et les désintégrations des secondaires.

6 - Mesures et calculs cinématiques des évènements

Tous les évènements, sélectionnés comme nous venons de l'indiquer, ont été mesurés et calculés à l'aide des programmes de géométrie et de cinématique, avec les hypothèses, de masse correspondant aux désintégrations de K_1^0 et de Λ :

$$\text{hypothèse } K_1^0 \begin{cases} \text{trace} + \text{masse du } \pi^+ \\ \text{trace} - \text{masse du } \pi^- \end{cases}$$

$$\text{hypothèse } \Lambda \begin{cases} \text{trace} + \text{masse du } p \\ \text{trace} - \text{masse du } \pi^- \end{cases}$$

Comme nous l'avons vu au chapitre I nous nous intéressons aux V^0 qui se désintègrent en deux corps. Par conséquent la ligne de vol d'un V^0 doit être dans le plan de désintégration, et la conservation des quantités de mouvement doit être respectée.

Nous avons examiné ces conditions à l'aide des résultats des calculs géométriques et cinématiques effectués par la calculatrice électronique d'après les tests suivants :

I/ Compatibilité de la ligne de vol.

La coordonnée azimuthale θ^0 du vecteur impulsion de la particule neutre doit satisfaire la condition :

$$\theta^+ \leq \theta^0 \leq \theta^- \quad 1-II$$

$\theta^+ \theta^-$, étant les coordonnées azimuthales respectives des impulsions des particules positives et négatives.

2/ Test de coplanarité

L'angle α entre le plan du V^0 et sa ligne de vol doit être nul

$$\alpha = 0$$

2-II

3/ Compatibilité de la conservation de l'impulsion.

La conservation de la quantité de mouvement du système exige que

$$p^+ \geq p^- \implies \xi^+ \leq \xi^- \quad 3-II$$

p^+ et p^- étant les quantités de mouvements des particules (+) et (-) et ξ^+ et ξ^- les angles entre la ligne de vol et les vecteurs impulsions des particules (+) et (-).

4/ Compatibilité de la quantité de mouvement dans le S.C.M.

Les valeurs obtenues pour les p^* (quantité de mouvement dans le système du V^0 au repos) doivent être inférieures, dans les deux hypothèses $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ et $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$, aux p^* des K_1^0 :

$$p_{K_1^0}^* = 205 \text{ Mev/c} \text{ (le } p_{\Lambda}^* \text{ étant inférieur : } p_n^* = 100 \text{ Mev/c).}$$

Les événements qui à deux écarts ne remplissaient pas les conditions 1-II, 2-II et 3-II ont été rejetés.

Afin d'obtenir un lot de V^0 non contaminé en étoiles de neutrons simulant un V^0 nous avons aussi éliminés les événements dont le p^* étaient plus grands que 205 Mev/c à deux écarts.

Après toutes les précédentes considérations nous avons abouti au lot suivant de paires de V^0 de V^0 isolés et de coudes (V^-) associés à un V^0 provenant d'origines $\Sigma Q = 0$ et $\Sigma Q = -1$:

	6 GeV/c	11 GeV/c	18 GeV/c
$V^0 V^0$	99	32	51
$V^0 (*)$	202	79	110
$V^- (*)$	15	7	11

Dans l'étude des coudes V^+ nous nous sommes heurtés à une difficulté importante. Le Σ^+ peut se désintégrer selon les modes :

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

$$\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$$

La vie moyenne des Σ^+ étant très courte ($\tau \sim 0,8 \times 10^{-10}$), le coude ou le point de désintégration, se trouve assez rapproché de l'origine (3 à 5 cm) de sorte que le mode $p + \pi^0$ peut avoir un aspect phénoménologique analogue à un scattering d'un proton. Or, à cause de la présence des protons d'évaporation le bruit de fond est très important et d'autre part on risque d'avoir une efficacité de dépouillement très faible et difficilement calculable. C'est pour ces raisons que nous avons préféré n'utiliser pour notre étude que des V^- et faire l'hypothèse $\sigma(K^0 \Sigma^-) = \sigma(K^0 \Sigma^+)$ qui d'ailleurs est compatible avec l'étude réalisée sur l'hydrogène par Bartke et al au CERN à 16 GeV/c (réf. 5-II).

(*) Les chiffres correspondent à $\sim \frac{1}{3}$ du lot total de photographies.

CHAPITRE III

CALCUL DES SECTIONS EFFICACES

I - Détermination du nombre de Λ et de K^0 provenant des paires de V^0 et des V^0 isolés observés

Il est bien connu que dans l'analyse de V^0 on ne peut pas distinguer complètement les K_1^0 des Λ de sorte qu'il y a toujours certains événements qui, à cause des erreurs de mesures restent ambigus. Si la précision de nos mesures était infinie l'ambiguïté se réduirait aux V^0 dont les caractéristiques cinématiques correspondent au point A d'intersection entre les courbes, dans le diagramme en α , p_T des désintégrations des K_1^0 et des Λ (Fig. I-III) (réf. I-III).

A cause des erreurs de mesure le point d'ambiguïté A s'étend à une zone Z comme nous l'indiquons sur la figure.

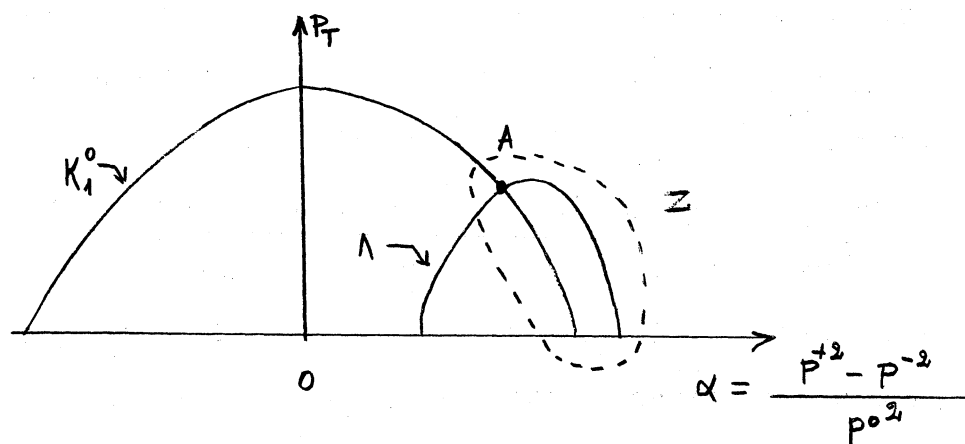


Fig. I-III

Cette ambiguïté se retrouve dans toute identification individuelle (soit par les valeurs Q , soit par un χ^2 etc...)

Puisque nous ne nous intéressons qu'à la connaissance des nombres de $K^0 \bar{K}^0$, ΛK^0 , K^0 et de Λ qui composent notre lot d'évènements nous avons renoncé à l'identification individuelle et nous avons cherché à déterminer statistiquement nos nombres d'évènements.

La méthode que nous avons utilisée est la suivante : Nous avons identifié tout d'abord des évènements en étudiant le parcours des particules secondaires, leurs désintégrations ainsi que la longueur des rayons δ émis. Ceci nous a fourni un certain nombre de Λ^0 et de $K_{\perp}^0$. Avec tous les V^0 restant, ($K_{\perp}^0$ et Λ^0 non identifiés) nous avons construit l'histogramme des $\cos \theta_K^*$ c'est-à-dire, nous avons obtenu la distribution angulaire de désintégration dans le système du centre de masse des évènements calculés dans l'hypothèse $K_{\perp}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. Nous savons que les $K_{\perp}^0$ n'ont pas de spin et en conséquence, la distribution angulaire dans le centre de masse est isotrope. D'autre part dans l'étude des corrélations angulaires des paires de V^0 (réf.2-III) on a démontré que le nombre de $\bar{\Lambda}$ produits dans nos réactions est négligeable ($\ll 6\%$).

Les évènements qui dans le diagramme α, p_T de Armenteros-Podolski tomberaient dans la zone Z d'ambiguïté ont le caractère commun d'avoir un $(p_T)_K$ inférieur à une valeur donnée ou ce qui revient au même d'avoir un $\cos \theta_K^*$ supérieur à une certaine quantité. Ainsi donc, lorsque l'on construit l'his-

togramme en $\cos \theta_K^*$ d'un lot de V^0 on doit observer une accumulation d'événements due aux Λ , à partir d'une certaine valeur de $\cos \theta_K^*$, (fig.2-III).

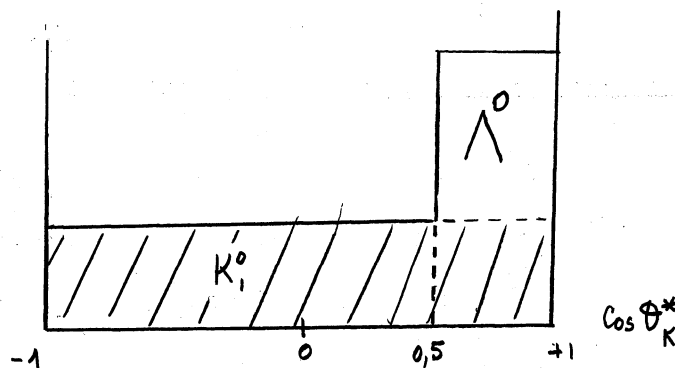


Fig. 2 - III

Nous avons déterminé cette valeur d'après l'histogramme général des V^0 aux trois énergies de manière à être sûrs que la partie gauche de l'histogramme ne contenait pas de Λ à cause des erreurs expérimentales. Nous avons estimé $\cos \theta_K^* = 0.50$. Le nombre de K_1^0 peut être obtenu en extrapolant la valeur moyenne des événements compris entre $\cos \theta_K^* = -1$ et $\cos \theta_K^* = 0.50$ à tout l'intervalle et le nombre de Λ par la différence du lot total de V^0 et des K_1^0 , en y ajoutant les Λ identifiés directement.

Si les V^0 placés dans l'histogramme proviennent de paires $V^0 V^0$ nous pouvons de façon analogue déterminer le nombre de ΛK^0 et $K^0 \bar{K}^0$ d'après :

$$N_{bre} \Lambda K^0 = N_{bre} \Lambda$$

$$N_{bre} K^0 \bar{K}^0 = N_{bre} V^0 V^0 - N_{bre} \Lambda K^0$$

Nous présentons les histogrammes en $\cos \theta_K^*$ sur les planches n° I, II, III et IV. Les nombres de ΛK^0 , $K^0 \bar{K}^0$, Λ et K^0 obtenus d'après cette méthode sont les suivants :

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
ΛK^0	$64,5 \pm 9,9$	$17,5 \pm 5,2$	$38 \pm 7,3$
$K^0 \bar{K}^0$	$34,5 \pm 8,2$	$14,5 \pm 4,9$	$13 \pm 5,4$
Λ	$104,7 \pm 12,6$	$29,1 \pm 6,8$	$27,8 \pm 8,2$
K^0	$97,3 \pm 10,3$	$49,9 \pm 8,2$	$82,2 \pm 10,4$

Ces valeurs correspondent aux événements qui ont des origines $\Sigma^0 Q = 0$ et $\Sigma^- Q = -1$. Les paires $V^0 V^0$ appartiennent à tout le lot de photographies. Par contre les V^0 isolés correspondent à $\sim 1/3$ du lot total.

II - Détermination du nombre de $K^0 \Sigma^-$ observés

Nous avons déterminé le nombre de $K^0 \Sigma^-$ en étudiant les coudes des traces négatives des jets dont l'origine était aussi responsable de la production d'un K^0 . Nous avons sélectionné les coudes selon les critères exposés aux chapitres II.

Un lot de ce genre d'événements contient plusieurs phénomènes

- a) Désintégrations $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
- b) Diffusion d'un π^- par un nucléon ou un noyau
- c) Désintégrations $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$

L'étude cinématique de ces événements est difficile à cause d'un très faible parcours moyen des Σ^- , ce qui entraîne pour la plupart des mesures de grandes erreurs.

Par contre on peut déterminer avec une bonne précision les distances des coudes à l'origine et ajuster à l'histogramme de ces distances l'exponentielle de désintégration des Σ^- tout en éliminant le bruit de fond dû aux événements de type b) et c). Si l'on suppose que les Σ^- sont monocinétiques et si l'on admet, grâce à la différence de vie moyenne du K^- et du Σ^- que le bruit de fond est linéaire on peut déterminer le nombre de Σ^- de la façon suivante :

Soit L_0 et L_i les coupures exigées dans les critères de sélections (Fig.3-III). Le nombre de coudes X_1 entre L_0 et une valeur L_1 ($L_0 < L_1 < L_2$), et le nombre X_2 entre L_1 et L_2 peuvent s'exprimer :

$$X_1 = N_0 \left(1 - e^{-\frac{L_1 - L_0}{\lambda}} \right) + (L_1 - L_0) \alpha$$

$$X_2 = N_0 \left(e^{-\frac{L_1 - L_0}{\lambda}} - e^{-\frac{L_2 - L_0}{\lambda}} \right) + (L_2 - L_1) \alpha$$

En posant : $N_0 = N_i e^{-\frac{L_0}{\lambda}}$

où N_i est le nombre initial de Σ^-

nous pouvons poser :

$$N_i = \frac{X_1 (L_2 - L_1) - X_2 (L_1 - L_0)}{e^{-\frac{L_0}{\lambda}} (L_2 - L_1) - e^{-\frac{L_1}{\lambda}} (L_2 - L_0) + e^{-\frac{L_2}{\lambda}} (L_1 - L_0)}$$

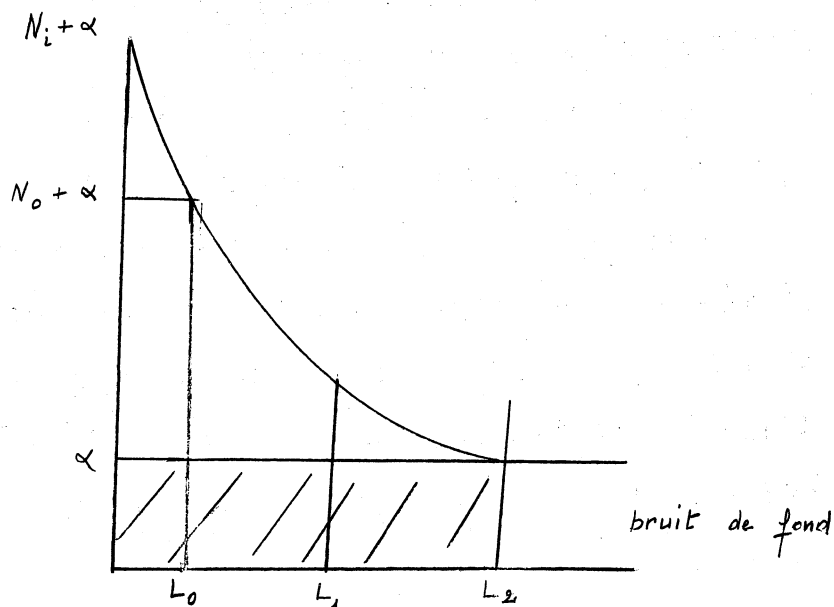


Fig. 3 - III

Nous ne pouvons pas connaître d'une façon précise le spectre des quantités de mouvement des Σ^- . Nous avons donc été obligés de leur affecter la quantité de mouvement moyenne des Λ . Par conséquent nous avons utilisé les valeurs 1,5, 2,1 et 2,6 Gev/c à 6,11 et 18 Gev/c (réf. 3-III). Ceci nous fournit $\bar{\lambda} = \langle p \rangle \frac{c\tau}{m}$.

Nous avons choisi pour L , la valeur arbitraire $L_1 = 1,5 \bar{\lambda}$. Les résultats que nous avons obtenus sont les suivants :

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
X_1	$9 \pm 3,0$	$5 \pm 2,2$	$10 \pm 3,2$
X_2	$6 \pm 2,4$	$2 \pm 1,4$	$1 \pm 1,0$
N_i	$7,2 \pm 7,5$	$2,8 \pm 7,8$	$13 \pm 13,6$

Malheureusement, nous disposons d'une statistique très faible, ce qui entraîne des erreurs très grandes. Cette statistique correspond à $\sim 1/3$ du lot total de photos. Malgré tout il est intéressant de connaître ces résultats et ils sont nécessaires pour déterminer les sections efficaces des $K^0 K^\pm$.

III - Calcul du nombre de $K^0 \Sigma^-$ produits

Le nombre N_i de Σ^- que nous venons de calculer est corrigé pour tenir compte des coupures en longueur. Nous devons donc maintenant le corriger pour tenir compte de la deuxième coupure qui concerne l'angle de désintégration des Σ^- . Pour calculer cette correction nous avons supposé l'isotropie de désintégration des $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ dans le système du centre de masse et nous avons utilisé le spectre des quantités de mouvement des Λ données par Bingham et al (réf.3-III). Les valeurs calculées pour cette correction sont :

9 % à 6 GeV/c

12 % à 11 GeV/c

14,5 % à 18 GeV/c

D'autre part nous avons tenu compte des corrections des K^0

associés (*). Par conséquent le nombre de $K^0 \Sigma^-$ produits dans le lot total de photographies correspondant aux origines $\Sigma Q = 0$ et $\Sigma Q = -1$ est :

	6,1 Gev/c	11,6 Gev/c	18,1 Gev/c
$K^0 \Sigma^-$	88 ± 91	38 ± 105	210 ± 220

IV - Corrections - Nombre d'évènements produits correspondant aux différents types de productions associées

Nous avons vu au chapitre I que l'on pouvait calculer le nombre d'évènements observés d'après les relations.

$$1 K^0 = \frac{9}{2} (1 K^0)^V$$

$$K^0 \bar{K}^0 = 9 (K^0 \bar{K}^0)^V$$

$$K^0 K^\pm = 3 (K^0)^V - \frac{3}{2} (1 K^0)^V - 12 (K^0 \bar{K}^0)^V - 6 (K^0 \Sigma^-)^V$$

$$1 K^+ = \frac{3}{2} (1)^V - 3 (1 K^0)^V$$

$$K^0 \Sigma^- = 3 (K^0 \Sigma^-)^V$$

où l'indice v signifie évènements vus.

Ces expressions tiennent seulement compte des V^0 qui se désintègrent en secondaires neutres, donc invisibles, ou en trois corps, donc éliminés dans la sélection.

Mais il y a d'autres raisons pour qu'une paire $V^0 V^0$ ou un V^0 isolé ne figure pas parmi nos lots d'évènements observés.

(*) Voir paragraphe suivant

Essentiellement nous pouvons considérer les cas suivants:

a) L'évènement est visible mais il n'a pas été vu au dépouillement.

b) L'évènement est visible mais il est en dehors des coupures établies dans la distance à l'origine.

c) Le V^0 est visible, mais l'angle entre les secondaires est inférieur à 2° donc ou l'évènement est rejeté d'après les critères de sélection ou il a été confondu avec un γ énergétique.

d) Le V^0 se désintègre en dehors du volume sensible

e) Le V^0 interagit avec un nucleon du mélange produisant une étoile.

Un double dépouillement des photos nous a permis d'évaluer l'efficacité de scanning et de corriger ainsi le cas a).

Nous avons dépouillé deux fois 4.000 photographies de 6 Gev/c, 3.000 de 11 Gev/c et 2.000 de 18 Gev/c, ce qui nous a fourni une efficacité de dépouillement $E(V^0V^0)$ des paires V^0V^0 et $E(V^0)$ des V^0 isolés :

	6,1 Gev/c	11,6 Gev/c	18,1 Gev/c
$E(V^0V^0)$	96 %	91 %	85 %
$E(V^0)$	90 %	80 %	79 %

Nous avons corrigé les possibilités b) d) et e) en affectant à chaque V^0 un poids W_1 .

$$W_1 = \frac{1 + \frac{L_d}{L_i}}{\exp \left[-\frac{L_m}{L_d} - \frac{L_m}{L_i} \right] - \exp \left[-\frac{L_p}{L_d} - \frac{L_p}{L_i} \right]}$$

où L_d = libre parcours moyen de désintégration

L_i = libre parcours moyen d'interaction

L_m = Coupure inférieure en distance

L_p = longueur potentielle

Nous avons pris $L_i = 130$ cm pour les Λ ce qui correspond à la section efficace d'interaction des protons, $\sigma = 42$ mb, et $L_i = 230$ cm pour les K^0 , correspondant à une section efficace intermédiaire entre celle des K^+ et celle des K^- , $\sigma = 22$ mb.

Comme nous avons indiqué dans les critères de sélection

$L_m = 0,3$ cm pour les $V^0 V^0$ et $0,5$ cm pour les V^0 isolés.

L_p (longueur potentielle) c'est la longueur qu'aurait parcouru un V^0 à l'intérieur du volume sensible s'il ne s'était pas désintégré. L_p a été calculé pour chaque V^0 par le programme de géométrie. Nous avons tenu compte de la coupure supérieure en distance à l'origine pour les V^0 isolés (40 cm) à 6 et 11 GeV/c en prenant $L_p = 40$ cm pour les V^0 dont la longueur potentielle était supérieure à 40 cm.

Le poids correspondant à une paire de V^0 est le produit des poids de chaque V^0 .

La correction du critère c) qui correspond à la coupure sur l'angle d'ouverture des V^0 n'est utile que pour les V^0 énergiques ($p > 5$ GeV/c). Nous avons fait cette correction en affectant à chaque V^0 un poids W_2 égal à l'inverse de la probabilité

qu'a un V^0 de présenter un angle d'ouverture inférieur à 2° dans l'un des trois vues au moins.

Cette probabilité a été calculée par Drijard (réf.4-III) Nous reproduisons dans la planche n° V les courbes de cette probabilité en fonction de l'énergie pour les K^0 et les Λ .

Le nombre de V^0 produits, calculé en tenant compte de ces corrections peut s'exprimer :

$$(V^0)_{\text{produits}} = \frac{1}{E} \frac{1}{P} \sum_i w_i^i w_{\text{vis}}^i (V^0)_{\text{vis}}^i$$

où P est la probabilité pour que le V^0 se désintègre en secondaires neutres.

La correction de l'effet des particules étranges produites par des interactions secondaires à l'intérieur des noyaux se fait, comme nous l'avons vu au chapitre I, à partir des événements à $\sum Q = +1$ (formule 20-1)

Nous avons estimé cette correction en étudiant le lot total de V^0 avec $\sum Q = +1$, en supposant que l'aspect phénoménologique de l'interaction dépend peu du mode particulier de production de particules étranges.

Le tableau ci-dessous rassemble les résultats que nous avons obtenus pour les $K^0 \bar{K}^0$, ΛK^0 , K^0 et V^0 produits à chaque énergie et à chaque $\sum Q$ correspondant à tout le lot de photographies. Nous avons déjà fait la correction due aux évaporations, mais nous n'avons pas corrigé ici la possibilité de désintégrations en modes neutres et en trois corps.

	ΣQ	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
$K^0 \bar{K}^0$	0			
	- 1	$39,7 \pm 9$	$23,2 \pm 7,4$	$21,6 \pm 9$
	+ 1	$5,6 \pm 1,3$	$2,7 \pm 0,8$	$3,5 \pm 1,5$
ΛK^0	0			
	- 1	$82 \pm 12,5$	$31,1 \pm 9,2$	$76,3 \pm 15$
	+ 1	$11,5 \pm 1,7$	$3,7 \pm 0,9$	$12,2 \pm 2,3$
K_s^0	0			
	- 1	396 ± 42	$225 \pm 36,5$	$498 \pm 63,3$
	+ 1	$49,2 \pm 14,3$	$19,5 \pm 11,2$	$47,6 \pm 18,6$
Λ^0	0			
	- 1	425 ± 51	$124 \pm 29,3$	$160 \pm 47,5$
	+ 1	$66 \pm 15,2$	$21 \pm 10,5$	$57,6 \pm 19,3$
Nombre de π^-		99.500	26.000	58.000

V - Détermination du nombre total d'interactions

Afin de déterminer le nombre total d'interactions correspondant aux mêmes critères que les interactions qui ont produit des V^0 , nous avons compté à chaque énergie les interactions visibles.

Nous avons vu que le liquide sensible de la chambre contient un certain nombre de noyaux d'Hydrogène, de Brome, de Fluor et de Carbone. Par conséquent certains π^- du faisceau

subiront des diffusions ou des absorptions sur les nucléons ou sur les noyaux.

Dans nos conditions expérimentales nous pouvons observer une bonne partie de ces interactions. La plupart des absorptions sont bien visibles. Par contre un nombre important de diffusions ne peut pas être décelé car les angles de diffusion sont faibles et le parcours des protons de recul invisible dans la chambre.

Afin donc de pouvoir corriger les interactions invisibles nous avons utilisé les résultats obtenus dans des études précédentes (réf. 5-III et 6-III) et nous avons établi les critères suivants de sélection des interactions :

- 1) Evidemment nous n'avons retenu que les photos légales et les accidents des traces légales
- 2) Une trace subit un changement de direction, tout en conservant la charge, lorsque l'angle sera supérieur à 3°
- 3) Nous dirons qu'il y a eu une particule produite lorsque son parcours est supérieur à 2 mm.
- 4) Les interactions doivent se trouver dans les zones a, b, c, d du volume fiduciaire. D'autre part, nous avons classé les interactions d'après les critères de charge finale $\sum Q = 0$, $\sum Q = -1$ et $\sum Q = +1$ avec un seul proton lent.

Nous avons établi la correction des interactions invisibles comme suit :

Appelons :

V_a les absorptions visibles I_a les absorptions invisibles
 V_d les diffusions visibles I_d les diffusions invisibles

$$V = V_a + V_d$$

$$I = I_a + I_d$$

$$T_a = V_a + I_a \quad " \quad T_d = V_d + I_d \quad \text{et} \quad T = T_a + T_d$$

L'indice p nous indiquera que les interactions sont propres, donc qu'elles appartiennent à un lot partiel. L'indice prime nous indiquera qu'il y a eu des particules étranges produites. Nous pouvons écrire alors :

$$X_a = \frac{\sigma_a}{\sigma_i} = \frac{\sigma'_{TP}}{\sigma_{TP}} = \frac{\sigma'_{VP}}{\sigma_{VP} + \sigma_{IP}}$$

mais

$$\sigma'_{VP} = \frac{V'_{ap}}{V_{ap} + V_{dp}} \sigma_{VP}$$

et par conséquent

$$X_a = \frac{V'_{ap}}{V_{ap} + V_{dp}} \frac{\sigma_{VP}}{\sigma_{VP} + \sigma_{IP}}$$

Dans notre cas

$$\frac{V'_{ap}}{V_{ap} + V_{dp}} = \frac{N_a^0 + N_a^- - K N_a^+}{N_i^0 + N_i^- - K N_i^+}$$

et $\frac{\sigma_{VP}}{\sigma_{VP} + \sigma_{IP}}$ nous donne la correction que l'on cherchait.

Nous allons voir maintenant comment nous pouvons estimer

$$\frac{\sigma_{VP}}{\sigma_{VP} + \sigma_{IP}}$$

Nous pouvons calculer σ_{VP} à partir de la section efficace visible dans le mélange σ_V , d'après

$$\sigma_{VP} = \sigma_V \frac{V_p}{V}$$

où le rapport $\frac{V_p}{V}$ peut être aisément établi d'après le comptage des interactions.

D'autre part nous pouvons considérer que toutes les interactions invisibles sont propres. Par conséquent :

$$\sigma_{\pi p} = \sigma_{\pi a} + \sigma_{\pi d}$$

Les quantités σ_v , $\sigma_{\pi a}$ et $\sigma_{\pi d}$ ont été calculées à partir de nos données expérimentales (réf. 5-III et 6-III).

Les valeurs de la correction et les quantités d'interactions de chaque catégorie que nous avons compté sont :

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
σ_v mb	16,16 $\pm$ 0,55	14,96 $\pm$ 0,50	14,56 $\pm$ 0,48
$\frac{\sigma_{vp}}{\sigma_{vp} + \sigma_{\pi p}}$	0,90 $\pm$ 0,05	0,85 $\pm$ 0,07	0,82 $\pm$ 0,06
N_i^0	11,730 $\pm$ 700	3350 $\pm$ 284	6625 $\pm$ 556
N_i^-	5178 $\pm$ 455	1140 $\pm$ 165	2670 $\pm$ 352
N_i^+	2669 $\pm$ 328	570 $\pm$ 116	1035 $\pm$ 220
Nbre total des interactions	30903 $\pm$ 1000	7600 $\pm$ 425	30903 $\pm$ 870

VI - Résultats

Pour pouvoir calculer les sections efficaces σ_a selon

$$\sigma_a = \sigma_i \frac{N_a^0 + N_a^- = \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_a^+}{N_i^0 + N_i^- = \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_i^+}$$

il nous faut connaître γ et la section efficace totale d'interaction des π , σ_i . Nous avons défini γ au chapitre I com-

me étant le rapport du nombre de protons des noyaux complexes au nombre de neutrons. Dans notre mélange $\gamma = 0,955$. Par conséquent $\frac{1+2\gamma}{\gamma^2} = 3,19$. Pour la valeur de σ_i on pourrait utiliser les résultats obtenus dans des expériences avec compteurs ou avec une chambre à hydrogène, mais nous avons préféré utiliser la section efficace σ_i donnée par l'analyse de la même expérience (réf. 5 - III et 6 - III).

Les valeurs que nous avons utilisées sont :

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
$\sigma_i \text{ mb}$	$24,4 \pm 1,3$	$23,4 \pm 1,4$	$23,2 \pm 1,6$

et les valeurs que nous avons obtenues des sections efficaces de production des particules étranges sont :

$\sigma_{\text{mb}} \backslash P_{\pi} \text{ GeV/c}$	6.1	11.6	18.1	Moyenne pondérée aux trois énergies
$\sigma[\Lambda^0(\Sigma^0)K^0]$	0.53 ± 0.12	0.64 ± 0.24	0.53 ± 0.15	0.55 ± 0.09
$\sigma[\Lambda^0(\Sigma^0)K^+]$	0.56 ± 0.16	0.44 ± 0.26	0.02 ± 0.14	0.28 ± 0.10
$\sigma[\Sigma^- K^0]$	0.13 ± 0.13	0.17 ± 0.48	0.33 ± 0.36	0.15 ± 0.12
$\sigma[K^0 \bar{K}^0]$	0.51 ± 0.16	0.94 ± 0.37	0.31 ± 0.14	0.45 ± 0.10
$\sigma[K^0 K^\pm]$	0.60 ± 0.37	1.26 ± 0.70	1.09 ± 0.39	0.89 ± 0.25

Rappelons que pour calculer $\sigma(K'K^\pm)$ nous avons fait l'hypothèse

$$\sigma(K^0 \Sigma^-) = \sigma(K^0 \Sigma^+)$$

Si en outre, nous supposons que $\sigma(K^0 \bar{K}^0) = \sigma(K^+ K^-)$ nous pouvons calculer

$$\sigma(K \bar{K}) = 2\sigma(K^0 \bar{K}^0) + \sigma(K^0 K^\pm)$$

et le rapport $\frac{Y^0 K}{K \bar{K}}$

$Y^0 K$ étant $Y^0 K = \Lambda(\Sigma^0) K^0 + \Lambda(\Sigma^0) K^+$

P_π - GeV/c σ mb	6,1	11,6	18,1
$\sigma(Y^0 K)$	1.09 ± 0.22	1.08 ± 0.30	0.55 ± 0.16
$\sigma(K \bar{K})$	1.62 ± 0.44	2.96 ± 0.83	1.71 ± 0.48

et le rapport des modes hyperoniques aux modes mésoniques

	6.1 GeV/c	11.6 GeV/c	18.1 GeV/c
$\frac{Y^0 K}{K \bar{K}}$	0.67 ± 0.12	0.36 ± 0.09	0.32 ± 0.09

Les erreurs tiennent compte de la fluctuation poissonnienne. Les valeurs que nous trouvons nous indiquent qu'il n'y a pas de variation significative des sections efficaces de productions de ces modes étranges dans la bande d'énergie de 6 à 18 GeV/c.

Si l'on admet qu'il n'y a pas de variation ou tout au moins qu'elle est de l'ordre de grandeur des incertitudes statistiques, les moyennes pondérées des valeurs aux trois énergies doivent donner une bonne estimation des sections efficaces entre 6 et 18 GeV/c.

Les points qui pourraient être en désaccord ($\sigma[\Lambda(\Sigma^0)K^+]$ à 18 GeV/c et $K^0 K^\pm$ à 6 GeV/c) sont affectés de grandes erreurs statistiques et nous croyons que le désaccord est principalement dû à une fluctuation dans la séparation des V^0 isolés en K^0 et en Λ .

Par contre, la diminution du rapport $\frac{Y^0 K}{K \bar{K}}$ avec l'énergie est plus significative, ce qui confirmerait la prédiction de Markov signalée par Soloviev au Congrès de Rochester de 1960 (page 397) selon laquelle d'après le schéma de Goldberger la section efficace de production de $K \bar{K}$ devrait augmenter avec l'énergie des mésons π^- .

VII - Comparaison de nos résultats avec les résultats d'expériences précédentes.

Les mesures des sections efficaces de production des particules étranges par des π^- de haute énergie ont été faites jusqu'à présent en utilisant des chambres à bulles. Deux expériences ont été réalisées avec une chambre à hydrogène et deux autres avec une chambre à propane.

Les deux expériences sur l'hydrogène se sont déroulées au CERN. Dans la première par ordre chronologique, on a utilisé la chambre à hydrogène de 32 cm, exposée à un faisceau de π^- de 16 GeV/c (réf. 7-III). Les dimensions de cette chambre n'ont pas

permis de détecter des paires de V^0 . Les sections efficaces obtenues ont été :

$$\sigma(YK) = 1.32 \pm 0.15 \text{ mb}$$

$$\sigma(K\bar{K}) = 2.21 \pm 0.25 \text{ mb}$$

$$\sigma(\Sigma^+K) = 0.36 \pm 0.06 \text{ mb}$$

$$\sigma(\Sigma^-K) = 0.28 \pm 0.05 \text{ mb}$$

$$\sigma(Y^0K) = 0.68 \pm 0.10 \text{ mb}$$

où

$$YK = Y^0K + \Sigma^+K^0 + \Sigma^+K^+ + \Sigma^-K^0 + \Sigma^-K^+$$

$$Y^0K = \Lambda(\Sigma^0)K^0 + \Lambda(\Sigma^0)K^+$$

$$K\bar{K} = K^0\bar{K}^0 + K^0K^- + \bar{K}^0K^+ + K^+K^-$$

$$\Sigma^+K = \Sigma^+K^0 + \Sigma^+K^+$$

$$\Sigma^-K = \Sigma^-K^0 + \Sigma^-K^+$$

avec les hypothèses

$$K^0\bar{K}^0 = K^+K^-$$

$$YK^0 = YK^+$$

$$Nbre \Sigma_p^+ = Nbre \Sigma_n^+$$

L'autre expérience sur l'hydrogène, dans laquelle on a exposé la chambre CBH 8I à un faisceau de π^- de 10 GeV/c (réf.8-III) a permis d'obtenir les résultats suivants :

$$\sigma(K\bar{K}) = 2.0 \pm 0.3 \text{ mb}$$

$$\sigma(\Lambda K) = 0.8 \pm 0.1 \text{ mb}$$

$$\sigma(YK) = 1.3 \pm 0.2 \text{ mb}$$

L'étude de cette expérience a permis d'identifier essentiellement les modes $K^0\bar{K}^0$, $K^0\Lambda$, $K^0\Sigma^-$, $K^0\Sigma^+$, K^0K^- , K^0K^+ , $K^+\Sigma^-$, $K^+\Sigma^+$ et K^+K^- .

Dans les deux expériences sur propane on isolé les interactions sur l'hydrogène. Une de ces expériences est américaine,

l'autre est soviétique. La chambre à propane américaine de 30 inches a été exposée à un faisceau de π de 5 Gev/c (réf. 9-III) et l'on a mesuré seulement la section efficace de $\gamma^0 K = \Lambda(\Sigma^0) K^0 + \Lambda(\Sigma^0) K^+$. Le résultat obtenu est $\sigma(\gamma^0 K) = 0.98 \pm 0.16 \text{ mb}$.

L'expérience soviétique réalisée avec une chambre à propane de 24 litres exposée à un faisceau de π de 7 Gev/c (réf. 10-III) a permis d'obtenir

$$\sigma(\gamma^0 K) = 0.8 \pm 0.25 \text{ mb}$$

$$\sigma(K \bar{K}) = 1.2 \pm 0.30 \text{ mb}$$

Dans le tableau suivant nous indiquons l'ensemble de ces mesures, en y ajoutant des valeurs de sections efficaces partielles obtenues en faisant des hypothèses supplémentaires.

	5 Gev/c	7 Gev/c	10 Gev/c	16 Gev/c
$\sigma[\Lambda(\Sigma^0) K^0]_{mb}$	0.49 (*)	0.4 (*)	0.4 (*)	0.34 (*)
$\sigma(\Lambda^0 K^+)_{mb}$	0.49 (*)	0.4 (*)	0.4 (*)	0.34 (*)
$\sigma(\Sigma^- K^0)_{mb}$	—			0.28 ± 0.05
$\sigma(\Sigma^+ K^0)_{mb}$	—			0.36 ± 0.06
$\sigma(\gamma^0 K)_{mb}$	0.98 ± 0.16	0.8 ± 0.25	0.8 ± 0.1	0.68 ± 0.10
$\sigma(K^0 \bar{K}^0)_{mb}$	—	0.3 (**)	0.5 (**)	0.55 (**)
$\sigma(K^0 K^\pm)_{mb}$	—	0.6 (**)	1. (**)	1.10 (**)
$\sigma(K \bar{K})_{mb}$	—	1.2 ± 0.30	2.0 ± 0.3	2.21 ± 0.25
$\gamma^0 K / K \bar{K}$	—	0.67 ± 0.26	0.4 ± 0.08	0.32 ± 0.06

(*) si l'on suppose $\sigma(\gamma^0 K^0) = \sigma(\gamma^0 K^+)$

(**) avec l'hypothèse $\sigma(K^0 \bar{K}^0) = \sigma(\bar{K}^0 K^+) = \sigma(K^0 K^-) = \sigma(K^+ K^-)$

Nos résultats sont compatibles avec les résultats globaux obtenus dans ces expériences, et sont aussi en accord avec les résultats déduits de ceux-ci, en faisant des hypothèses supplémentaires.

Nous montrons sur la planche VI les divers résultats obtenus jusqu'à présent pour les sections efficaces $\Lambda (\Sigma^0) K^0$ à partir de 1 GeV/c.

Les mesures de Bologne, Brookhaven, Berkeley, Michigan, Pise et Columbia ont été communiqués par J. Steinberger (réf. 11-III et 12-III). Nous y avons indiqué aussi la mesure faite à Saclay à 1.6 GeV/c communiquée par Rogozinski. De même nous montrons respectivement sur les planches VII, VIII, IX et X les points obtenus pour les sections efficaces des $K^0 \bar{K}^0$, des $\gamma^0 K$, des $K \bar{K}$ ainsi que le rapport $\frac{\gamma^0 K}{K \bar{K}}$.

CHAPITRE IV

ETUDE DES INTERACTIONS SECONDAIRES DANS LES NOYAUX

Nous avons vu au chapitre premier qu'il était possible, moyennant certaines hypothèses, d'avoir à partir des événements définis avec $\sum Q = +1$, des renseignements sur les interactions secondaires à l'intérieur des noyaux. Nous allons maintenant approfondir cette question. Ceci demande dans la plupart des cas, de nouvelles hypothèses et ne fournit pas de renseignements très précis mais plutôt des ordres de grandeur.

Les quantités que nous nous proposons d'étudier sont :

- I) La probabilité d'interaction dans les mêmes noyaux par π secondaires.
- 2) La probabilité pour le phénomène α de se produire dans l'interaction secondaire.
- 3) Les différences dans la production de α dans le lot total d'interactions et dans des lots partiels sélectionnés en utilisant les évaporations.

Cette étude permet de justifier quantitativement notre méthode de détermination des sections efficaces partielles dans un liquide lourd.

I - Interactions secondaires des π .

Le lot propre que nous avons utilisé contient une certaine proportion d'événements primaires accompagnés d'interactions secondaires. Cette proportion est plus faible que dans le lot

total et la formule 20-I fait les corrections nécessaires pour ces interactions secondaires. Nous avons assez d'informations expérimentales pour estimer cette proportion et il est intéressant de la comparer avec une estimation théorique.

Soit η la probabilité d'interaction secondaire dans le même noyau pour un quelconque des π secondaires produits dans l'interaction primaire. Nous pouvons calculer théoriquement l'ordre de grandeur de η à nos énergies en supposant que les π secondaires parcourent dans les noyaux une longueur constante ℓ

Nous avons alors

$$\eta_{th} = 1 - e^{-\frac{\ell}{\lambda}}$$

où λ est le libre parcours moyen d'un π dans un milieu de densité nucléonique.

Nous avons supposé que $\ell = \frac{3}{4} R$ (R = rayon du noyau $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$) ce qui est la moyenne des distances d'un point quelconque de l'intérieur d'une sphère de rayon R au bord.

Nous avons d'autre part négligé la présence dans le liquide sensible des noyaux de Fluor et de Brome par rapport à ceux de Carbone. Nous avons considéré un modèle optique uniforme avec un rayon moyen $r_0 = 1.5$ fermis et adopté une section efficace d'absorption $\pi - p$ de 20 mb.

Dans ces conditions la probabilité d'interaction d'un π secondaire est:

$$\eta_{th} (\pi) = 0.30$$

Avec une multiplicité moyenne de π de l'ordre de 5, la probabilité pour que l'un d'entre eux interagisse dans le même

noyau est de :

$$\eta_{th} = 0.83$$

Nous pouvons donner une estimation de η en utilisant les informations expérimentales du lot propre (N_i^0 , N_i^- et N_i^+).

On a en effet :

$$\eta = \frac{N_{pp}}{N_n + N_p + N_{pp}}$$

où N_n , N_p et N_{pp} sont respectivement les nombres d'interactions sur neutrons et protons liés et sur deux nucléons.

$$N_n + N_p = 2 (N_i^- - N_i^+)$$

$$N_{pp} = N_{pp} + N_{nn} + N_{np} + N_{pn} = 4 N_i^+$$

d'où

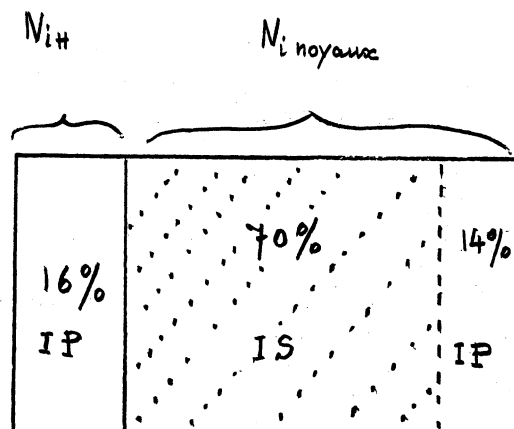
$$\eta_{exp} = \frac{2 N_i^+}{N_i^+ + N_i^-}$$

Les résultats que l'on obtient sont :

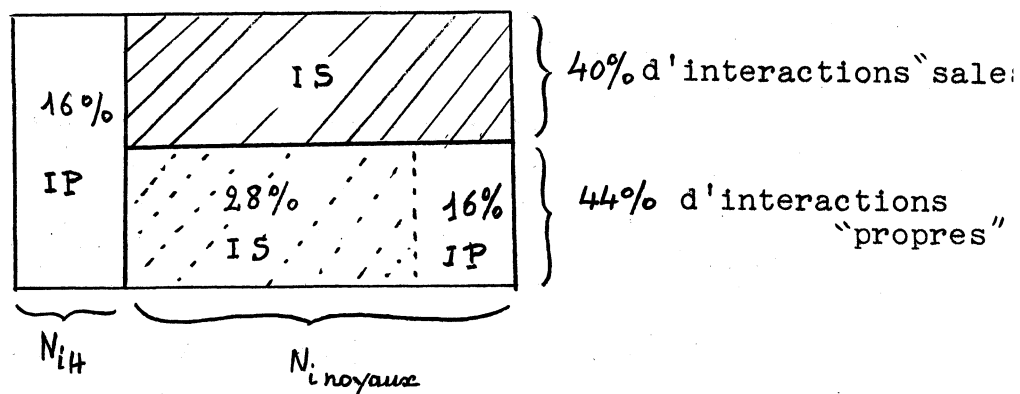
	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c
$\eta_{exp} \%$	69 ± 5	67 ± 8	56 ± 7

Ces valeurs sont systématiquement plus faibles que celle que nous avons calculée théoriquement. Dans la formation du lot propre nous avons rejeté les événements $\sum Q > 1$ et à protons d'évaporations qui sont évidemment plus riches en interactions secondaires. Si nous calculons l'ordre de grandeur du nombre d'interactions sur l'hydrogène selon $N_{iH} = N_i^0 - N_i^- - N_i^+$ on constate que pour 100 interactions, 16 ont eu lieu sur l'hydrogène et 84 sur un ou plusieurs nucléons des noyaux complexes. Si l'on

applique la probabilité théorique d'interaction secondaire $\eta_{th} = 0.83$ le nombre d'interactions primaires sans secondaires IP est de 14 % et le nombre d'interactions primaires suivies de secondaires IS est de 70 %. (voir fig. I-IVa).



a



b

Fig. I-IV

Dans la sélection nous avons rejeté de l'ordre de 40 % d'interactions en les considérant comme "sales", celles-ci ayant évidemment eu lieu sur des nucléons des noyaux complexes. Il reste alors 44 % d'interactions "propres" sur noyaux complexes. La probabilité expérimentale η_{exp} est estimée à partir des données de ce lot propre. Si nous utilisons la moyenne de $\langle \eta_{exp} \rangle$ aux trois énergies soit $\langle \eta_{exp} \rangle = 0.64$, 16 % de ces interactions sont alors purement primaires IP et les 28 % restant sont accompagnés d'interactions secondaires IS (voir fig. I-IVb). Ceci nous indique que pratiquement aucune interaction purement primaire dans un noyau complexe n'a été rejetée et que par conséquent tous les événements avec $\sum Q > 1$ et avec des évaporations ne comportent pas d'interactions secondaires ce qui est a priori naturel. La sélection d'un lot partiel propre est alors parfaitement justifiée.

2 - Cas des particules étranges

Nous avons déjà expliqué (chapitre I) qu'à nos énergies un mode de production étrange α pouvait être produit aussi bien par le π^- primaire que par un π^- secondaire.

A partir de l'estimation $X_\alpha = \frac{\sigma_\alpha}{\sigma_L}$ donnée par la formule 20-I nous pouvons étudier l'apparition du phénomène α lorsqu'il y a deux interactions consécutives dans un même noyau.

Appelons :

$$\alpha_i = \frac{N_{iPP}}{N_{iP}}$$

$$\alpha_a = \frac{N_{aPP}}{N_{aP}}$$

$$\text{et } \beta = \frac{N_{aPP}}{N_{PPa}}$$

α_i est la probabilité pour qu'une interaction primaire soit suivie d'une interaction secondaire.

α_a est la même probabilité lorsque l'interaction primaire a produit le phénomène a .

Par conséquent :

$$N_{ppa} = N_{ap} \frac{\alpha_a}{\beta}$$

Théoriquement $x_a = \frac{N_{app}}{N_{ipp}}$ donc :

$$x_a = \frac{N_{app}}{N_{ipp}} \mu \quad \mu \text{ étant } \frac{\alpha_i}{\alpha_a}$$

et aussi

$$x_a = \frac{N_{ppa}}{N_{ipp}} \mu \beta$$

D'autre part :

$$N_a^+ = \eta' N_{app} + \eta' N_{ppa}$$

$$N_i^+ = \eta' N_{ipp}$$

d'où :

$$N_a^+ = x_a N_i^+ \frac{1+\beta}{\mu \beta}$$

et :

$$\beta = \frac{1}{\frac{\mu}{x_a} \frac{N_a^+}{N_i^+} - 1}$$

Nous pouvons donc calculer le rapport β des phénomènes produits dans la réaction primaire et secondaire des interactions à deux actes lorsque l'on connaît μ , x_a , N_a^+ et N_i^+ .

Dans notre cas nous pouvons utiliser pour x_a l'estimation donnée par la formule 20-I. $\mu = \frac{\alpha_i}{\alpha_a}$ peut être déterminé approximativement à partir des multiplicités chargées des secondaires des réactions. En effet si μ_i est la multiplicité chargée

moyenne des secondaires de toutes les réactions et μ_a la multiplicité chargée moyenne des secondaires des interactions comportant le phénomène a nous aurons au premier ordre :

$$\mu = \frac{\mu_i}{\mu_a} \approx \frac{\mu_i}{\mu_a}$$

Nous avons dit au premier ordre, car μ_a comprend aussi les multiplicités des réactions avec un événement a produit dans une interaction secondaire. Notre approximation n'est justifiée que parce qu'elle porte sur un terme correctif.

Les valeurs de β que nous avons obtenues sont les suivantes:

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c	Moyenne pondérée aux trois énergies
β	$1,7 \pm 1,0$	$1,8 \pm 1,8$	$0,53 \pm 0,38$	$0,72 \pm 0,35$
$\frac{1}{1+\beta} \%$	37 ± 22	$35,6 \pm 35$	65 ± 47	42 ± 18

$\frac{1}{1+\beta}$ représente la proportion de production de particules étrange dans les interactions secondaires par rapport à l'ensemble des événements produits dans des réactions à deux actes.

Nous pouvons aussi calculer la proportion d'événements a qui apparaissent dans des interactions à deux actes aux événements hydrogénoïdes et neutronoïdes en calculant :

$$\Gamma = \frac{3 N_a^+}{N_a^+ + N_a^-}$$

La valeur de Γ obtenu à partir des V^0 isolés observés est:

	6,1 GeV/c	11,6 GeV/c	18,1 GeV/c	Moyenne pondérée aux 3 énergies
$\Gamma \%$	42 ± 9	36 ± 12	51 ± 13	43 ± 5

Par conséquent 43 % en moyenne des $V^\bullet$ hydrogénoides et neutronoides se sont produits dans des interactions à deux actes. La quantité $\frac{\Gamma}{1+\beta}$ nous fournit la proportion d'événements hydrogénoides et neutronoides qui se sont produits au deuxième acte d'une interaction à deux actes.

Si nous prenons les moyennes aux trois énergies cette quantité est :

$$\frac{\Gamma}{1+\beta} = 0.42 \times 0.43 = 0.18 \pm 0.11$$

Cette proportion est importante et justifie l'utilisation d'une formule qui corrige automatiquement cet effet.

3 - Comparaison du lot total avec les lots partiels

Il est intéressant de déterminer l'ordre de grandeur du nombre de $V^\bullet$ produits dans les interactions secondaires lorsque l'on considère le lot total d'événements.

Pour ceci nous avons comparé les rapports du nombre des $V^\bullet$ isolés visibles sur le nombre d'interactions visibles dans le lot total T , dans le lot partiel P ($= N^0 + N^- + N^+$ sans évaporations) et dans le lot partiel P' corrigé, sans interactions secondaires ($= N^0 + N^- - 3N^+$ sans évaporations).

Les chiffres que nous avons obtenus se trouvent dans le tableau de la page suivante.

Etant donné que les différences entre ces valeurs aux diverses énergies sont probablement d'origine statistique, nous n'avons examiné que les moyennes pondérées effectuées aux trois énergies. Nous observons tout d'abord que le nombre de $V^\bullet$ visibles produits dans 100 interactions est plus important dans

le lot total que dans les lots partiels et par conséquent ces lots partiels sont moins contaminés en V^* provenant d'interactions secondaires que le lot total.

$\frac{V^0}{I}$ Energie GeV/c pour 100 interactions	6.1	11.6	18.1	Moyenne pondérée aux trois énergies
$A = \frac{V^0}{I}$ (lot total T)	4.6 ± 0.2	6.4 ± 0.6	4.8 ± 0.4	4.8 ± 0.2
$B = \frac{V^0}{I}$ (lot total P)	3.5 ± 0.3	5.3 ± 0.6	4.3 ± 0.4	4.0 ± 0.2
$C = \frac{V^0}{I}$ (lot partiel P' sans interactions secondaires)	3.3 ± 0.6	5.4 ± 1.9	3.1 ± 0.7	3.4 ± 0.4
$A - B$	1.1 ± 0.5	1.1 ± 1.0	0.5 ± 0.6	0.8 ± 0.3
$A - C$	1.3 ± 0.6	1.0 ± 2.0	1.7 ± 0.8	1.4 ± 0.4

Par la sélection du lot partiel P' nous avons éliminé la proportion $\frac{A-B}{A} = 17\%$ des V^* du lot total. Cette proportion correspond à des V^* qui ont été produits dans des interactions secondaires.

D'autre part la proportion $\frac{A-C}{A}$ nous indique que le lot total contient par rapport au lot partiel P' 29 % de V^* provenant d'interactions secondaires. Etant donné que dans l'obtention du lot partiel P' nous avons éliminé toutes les interactions primaires suivies de secondaires et que par conséquent le lot P' n'est pas contaminé en V^* provenant d'interactions secondaires, nous pensons que la contamination de tels V^* dans le lot total est de l'ordre de 30 %.

Ces résultats justifient une fois encore l'utilisation de notre formule 20-I qui corrige les effets des interactions secondaires.

CONCLUSION

I/ L'analyse phénoménologique des interactions dans un liquide lourd nous a conduit à une méthode de détermination de sections efficaces partielles σ_a à partir d'un lot partiel d'interactions particulièrement propres. La formule que nous proposons est:

$$\sigma_a = \sigma_i \frac{N_a^0 + N_a^- - \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_a^+}{N_i^0 + N_i^- - \frac{1+2\gamma}{\gamma^2} N_i^+}$$

- σ_i : section efficace totale d'interaction des particules incidentes

- N_a^0, N_a^-, N_a^+ : nombre d'évènements du type a dont on veut calculer les sections efficaces et qui sont produits dans des interactions sans évaporations avec les charges finales respectives : $\sum Q = 0$, $\sum Q = -1$ et $\sum Q = +1$.

- N_i^0, N_i^-, N_i^+ : nombre d'interactions sans évaporations dont les charges finales sont respectivement 0, -1 et +1.

- $\gamma = \frac{\text{Nombre de protons dans les noyaux complexes}}{\text{Nombre de neutrons}}$

Cette estimation correspond à prendre toutes les interactions sur les nucléons en éliminant les évènements où il y a eu une interaction primaire suivie d'une secondaire à l'intérieur du même noyau.

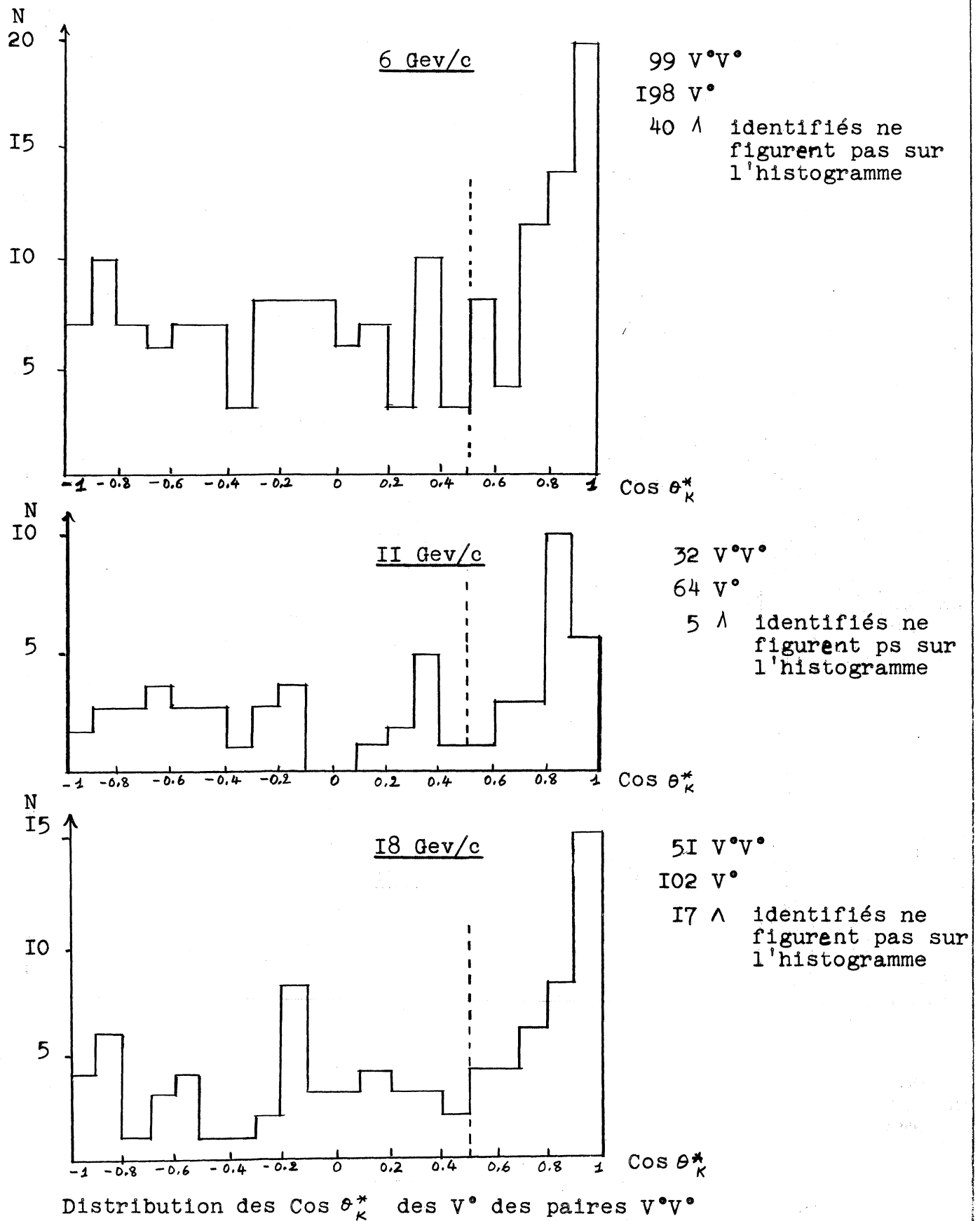
2/ L'application de cette méthode au calcul des sections efficaces de production de particules étranges par des π^- de 6.1, 11.6 et 18.1 GeV/c a fourni des résultats suivants :

$\begin{matrix} P_{\pi^-} \text{ GeV/c} \\ \text{mb} \end{matrix}$	6.1	11.6	18.1	Moyenne pond sur trois énergies
$\sigma [\Lambda^0 (\Sigma^0) K^0]$	0.53 ± 0.12	0.64 ± 0.24	0.53 ± 0.15	0.55 ± 0.12
$\sigma [\Lambda^0 (\Sigma^0) K^+]$	0.56 ± 0.16	0.44 ± 0.26	0.02 ± 0.14	0.28 ± 0.12
$\sigma (\Sigma^- K^0)$	0.13 ± 0.13	0.17 ± 0.48	0.33 ± 0.36	0.15 ± 0.12
$\sigma (K^0 \bar{K}^0)$	0.51 ± 0.16	0.94 ± 0.37	0.31 ± 0.14	0.45 ± 0.12
$\sigma (K^0 K^\pm)$	0.60 ± 0.37	1.26 ± 0.70	1.09 ± 0.39	0.89 ± 0.12

	6.1 GeV/c	11.6 GeV/c	18.1 GeV/c
$\sigma (Y^0 K)_{mb}$	1.09 ± 0.22	1.08 ± 0.30	0.55 ± 0.16
$\sigma (K \bar{K})_{mb}$	1.62 ± 0.44	2.96 ± 0.83	1.71 ± 0.48
$\frac{Y^0 K}{K \bar{K}}$	0.67 ± 0.12	0.36 ± 0.09	0.32 ± 0.09

Le résultat essentiel de cette étude est de montrer que les sections efficaces de production des particules étranges ne varient pas d'une manière significative dans la bande d'énergie de 6 à 18 GeV.

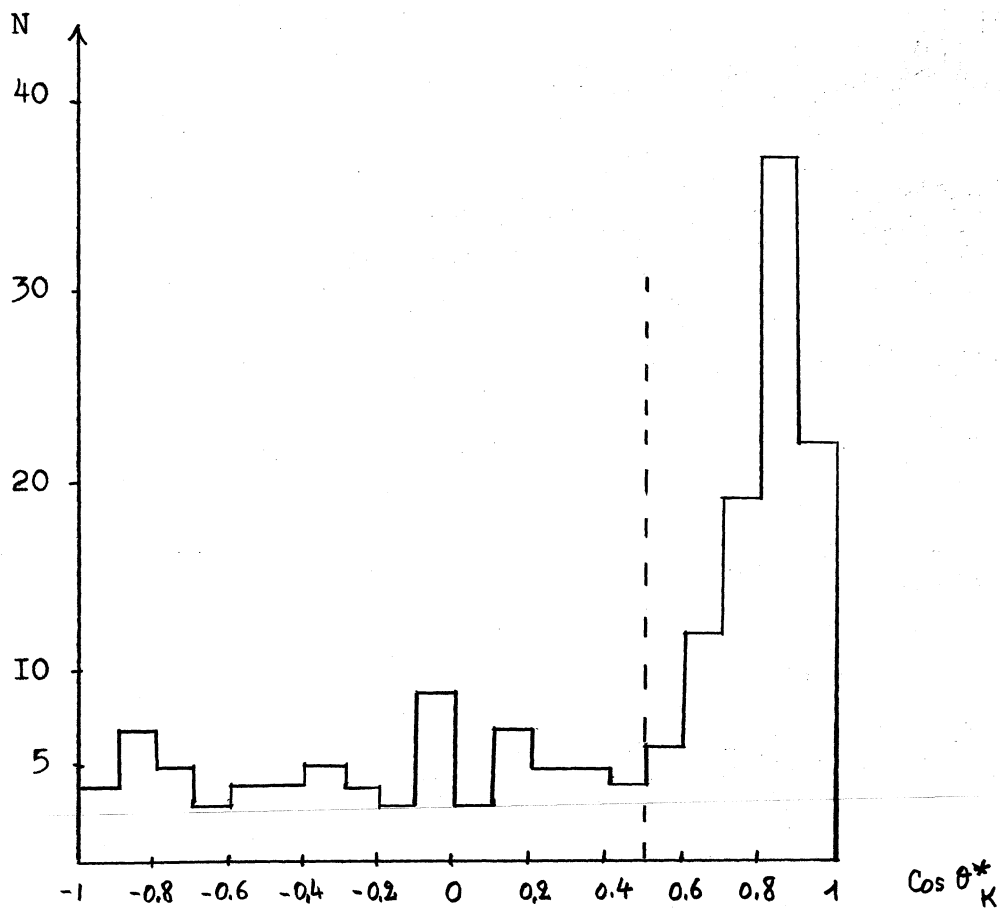
P L A N C H E S



Distribution des
 $\cos \theta_K^*$ des V^0 isolés
à 6,1 GeV/c

202 V^0 isolés

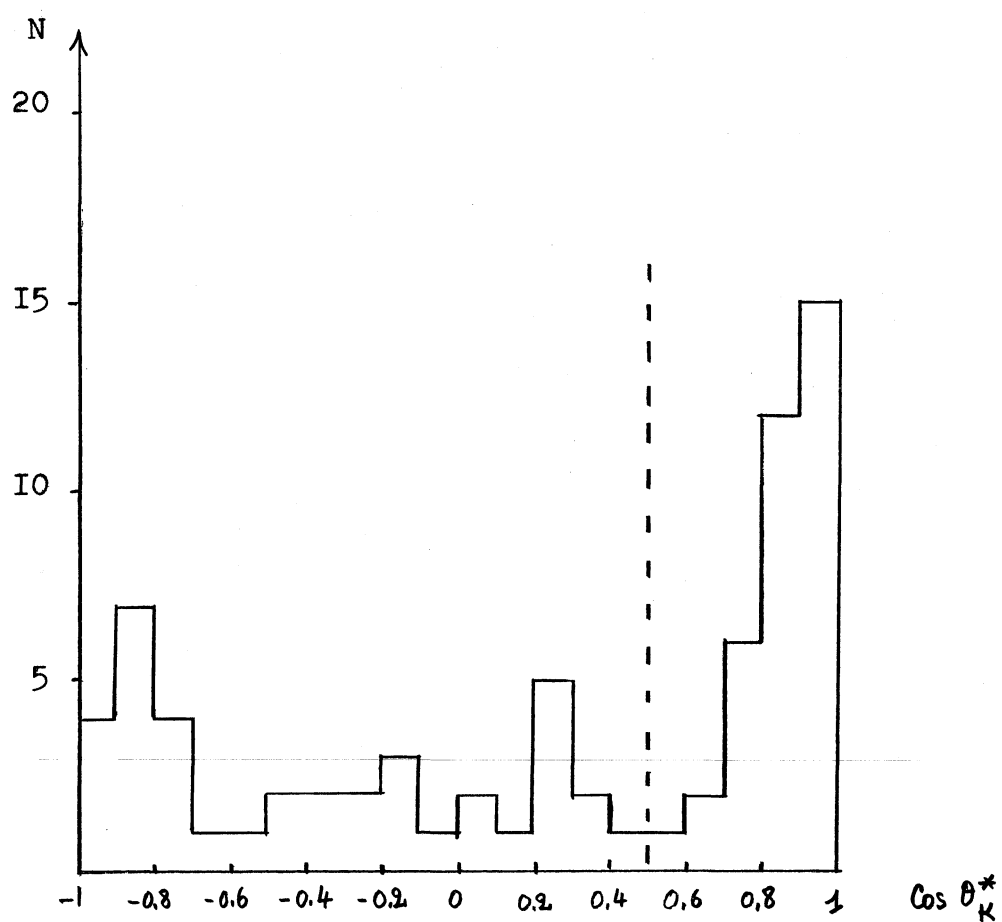
34 Λ identifiés ne
figurent pas sur
l'histogramme



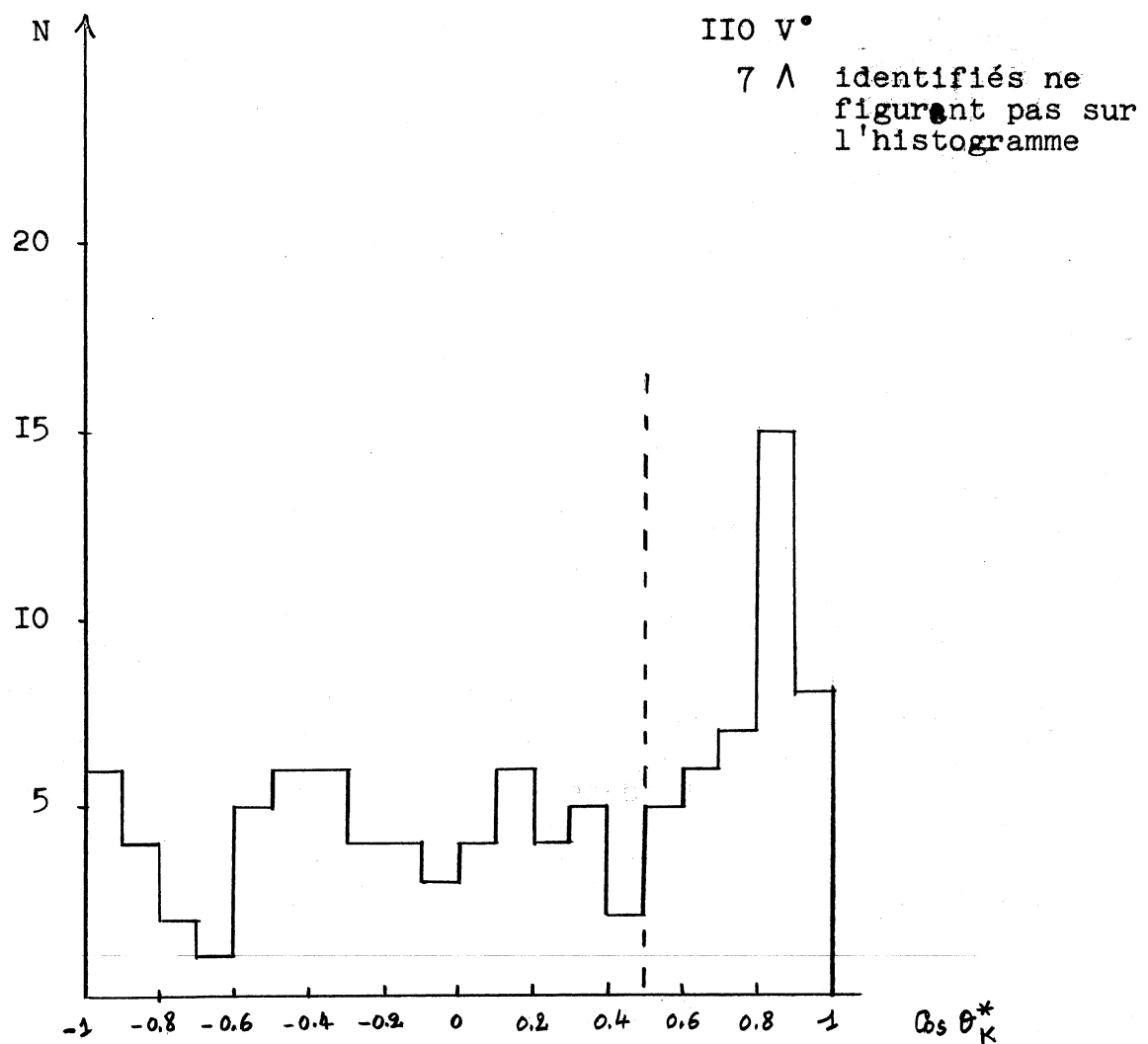
Distribution des
 $\cos \theta_K^*$ des V^0 isolés
à 11.6 GeV/c

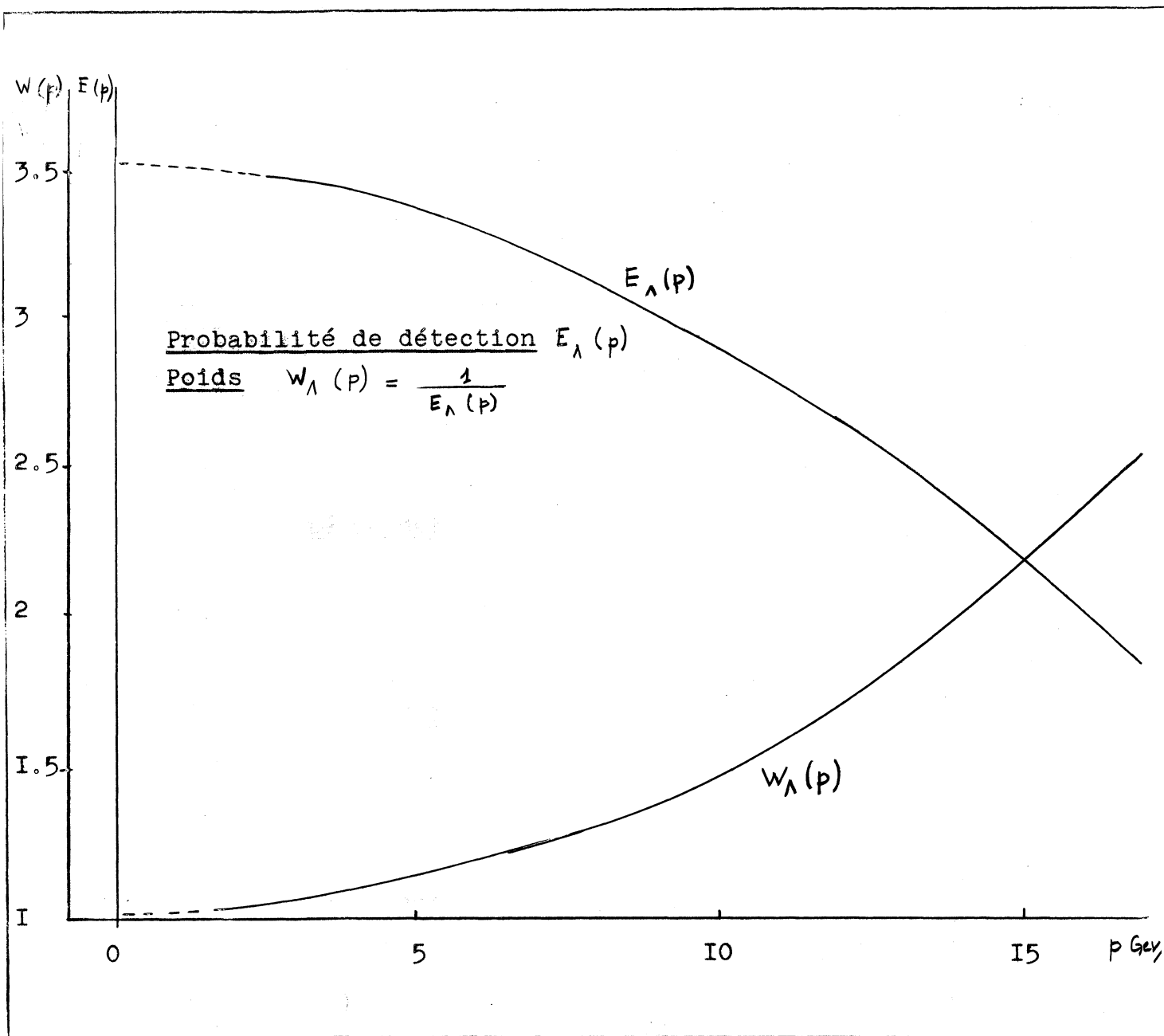
79 V^0 isolés

5 identifiés ne
figurent pas sur
l'histogramme



Distribution des
 $\cos \theta_K^*$ des V^0 isolés
à 18.1 GeV/c





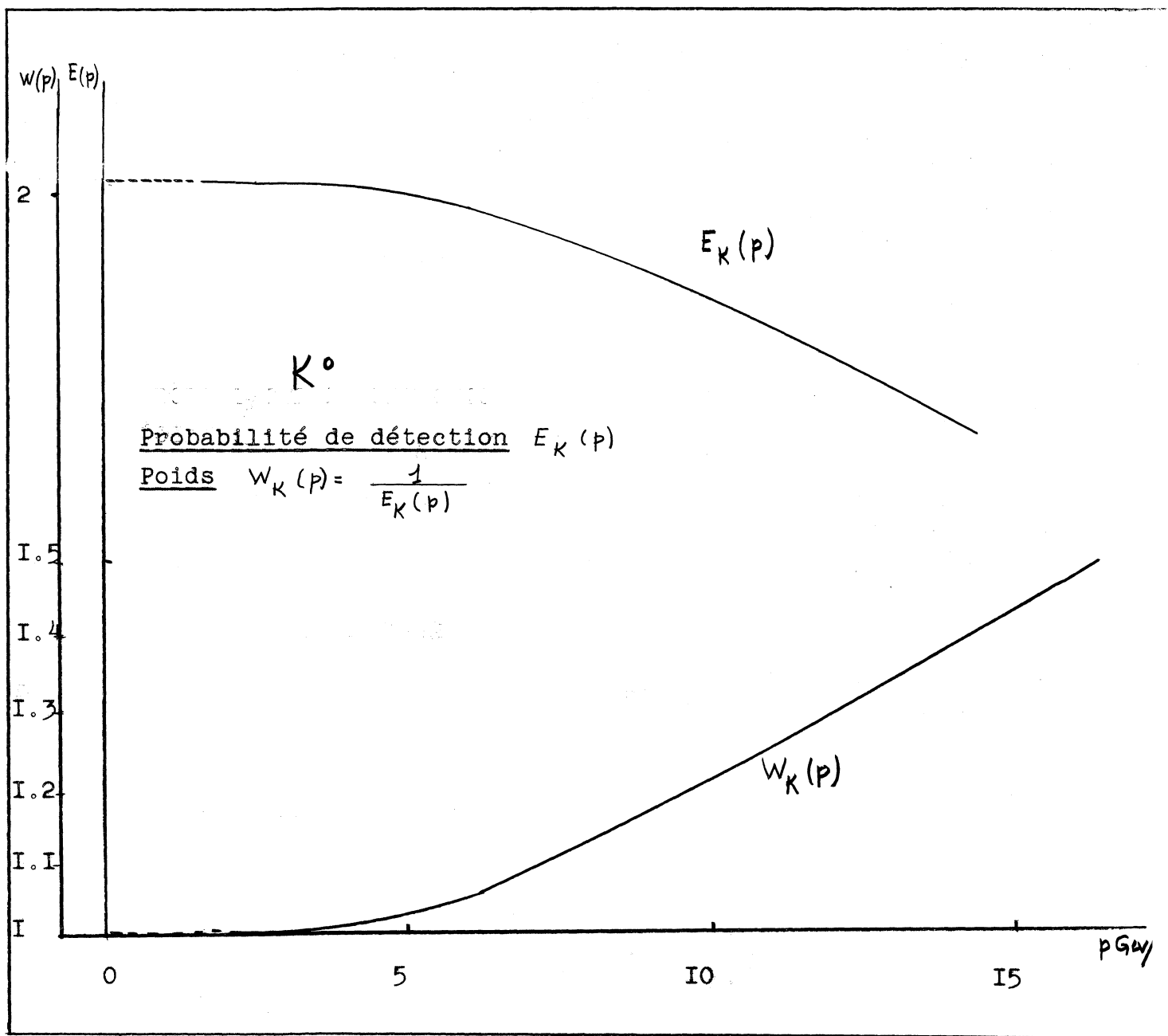


Planche n° V bis

$$\sigma [\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 (\Sigma^0) + K^0 + n\pi]$$

mb
1.5
1.4
1.3
1.2
1.1
1.0
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1

B Bologna
Br Brookhaven
Be Berkeley
M Michigan
P Pisa
C Columbia
* Rogozinski et al
● nos résultats

1 1.2 1.4 1.6 1.8 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 π^- -GeV

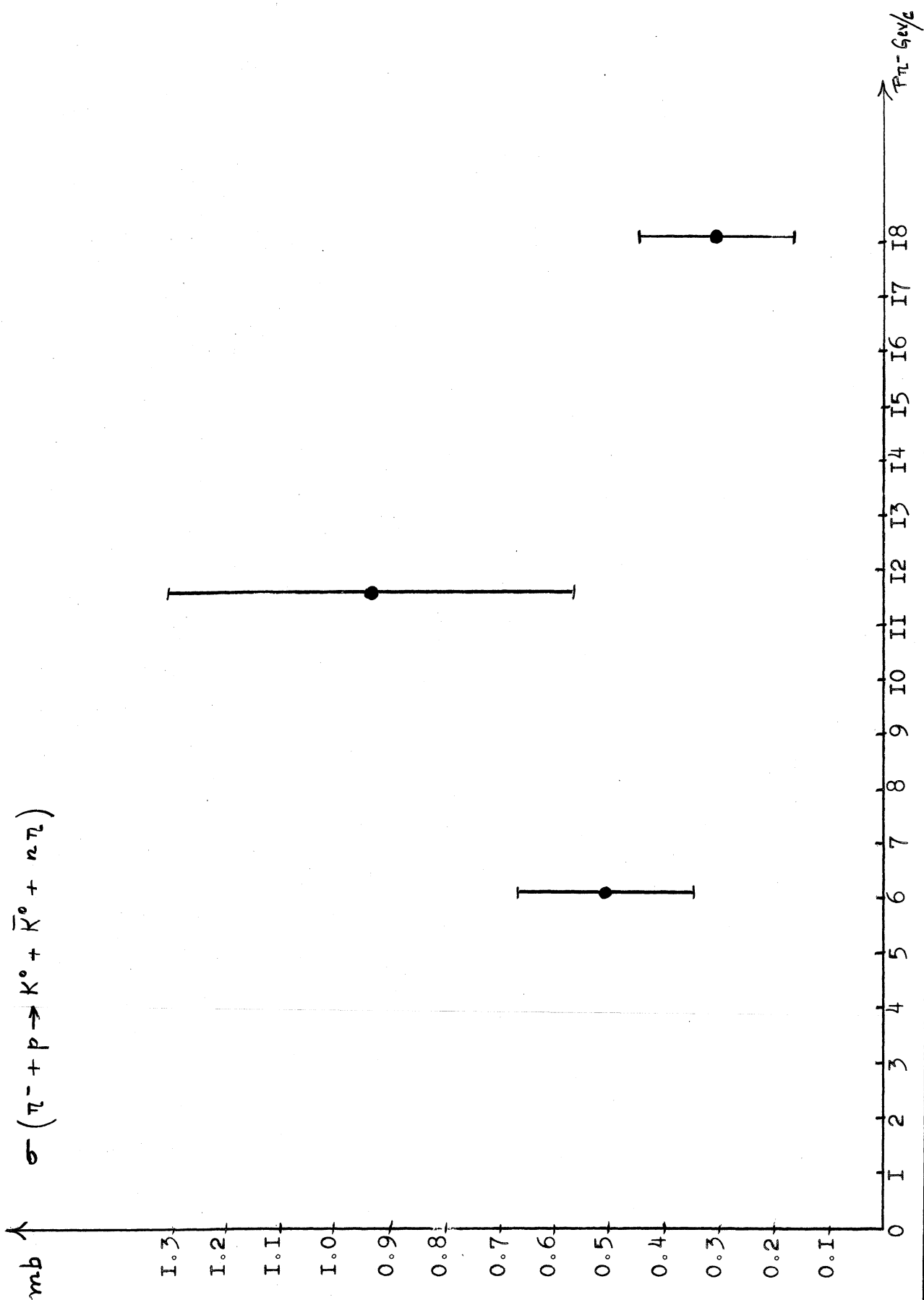
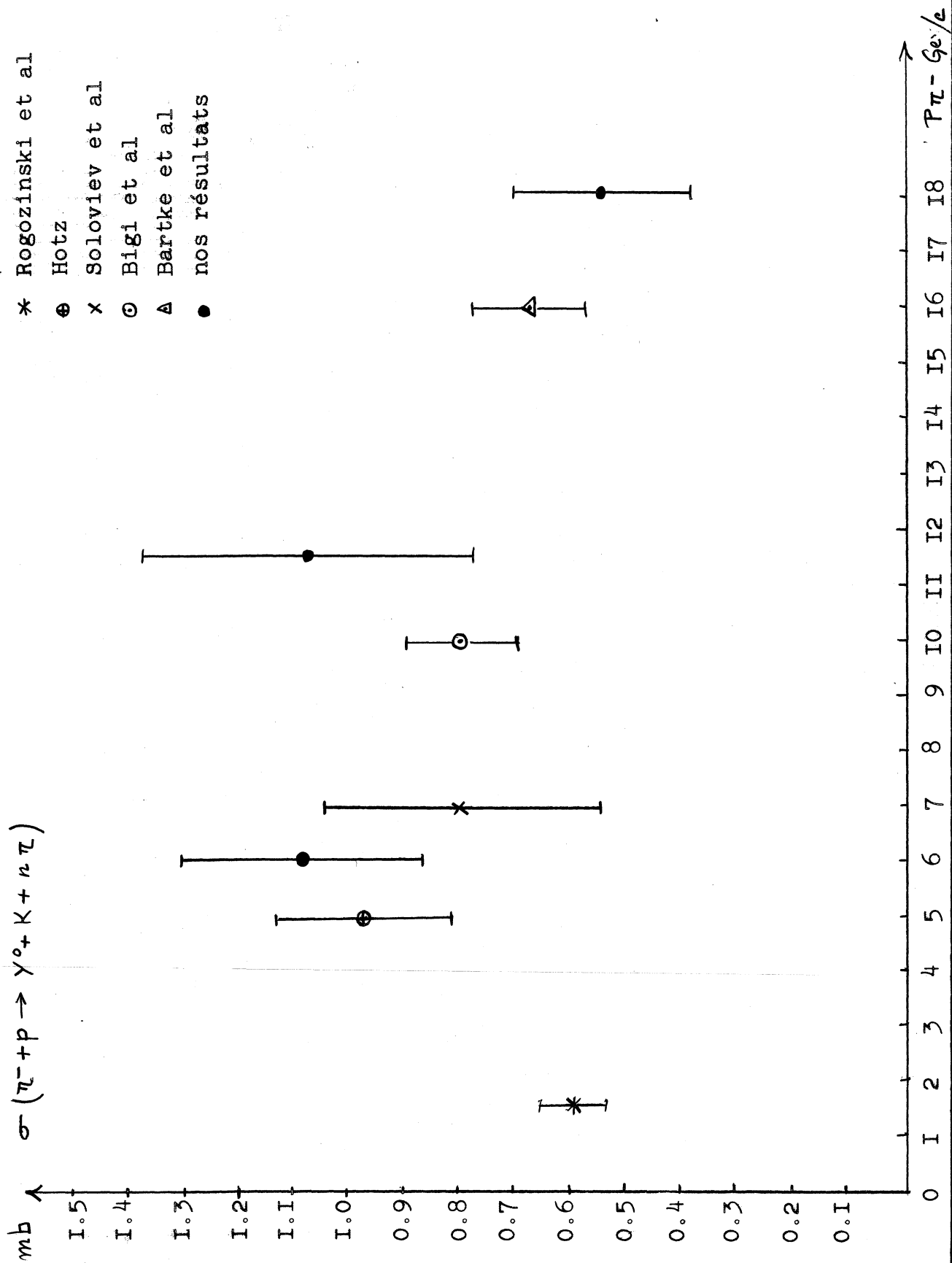
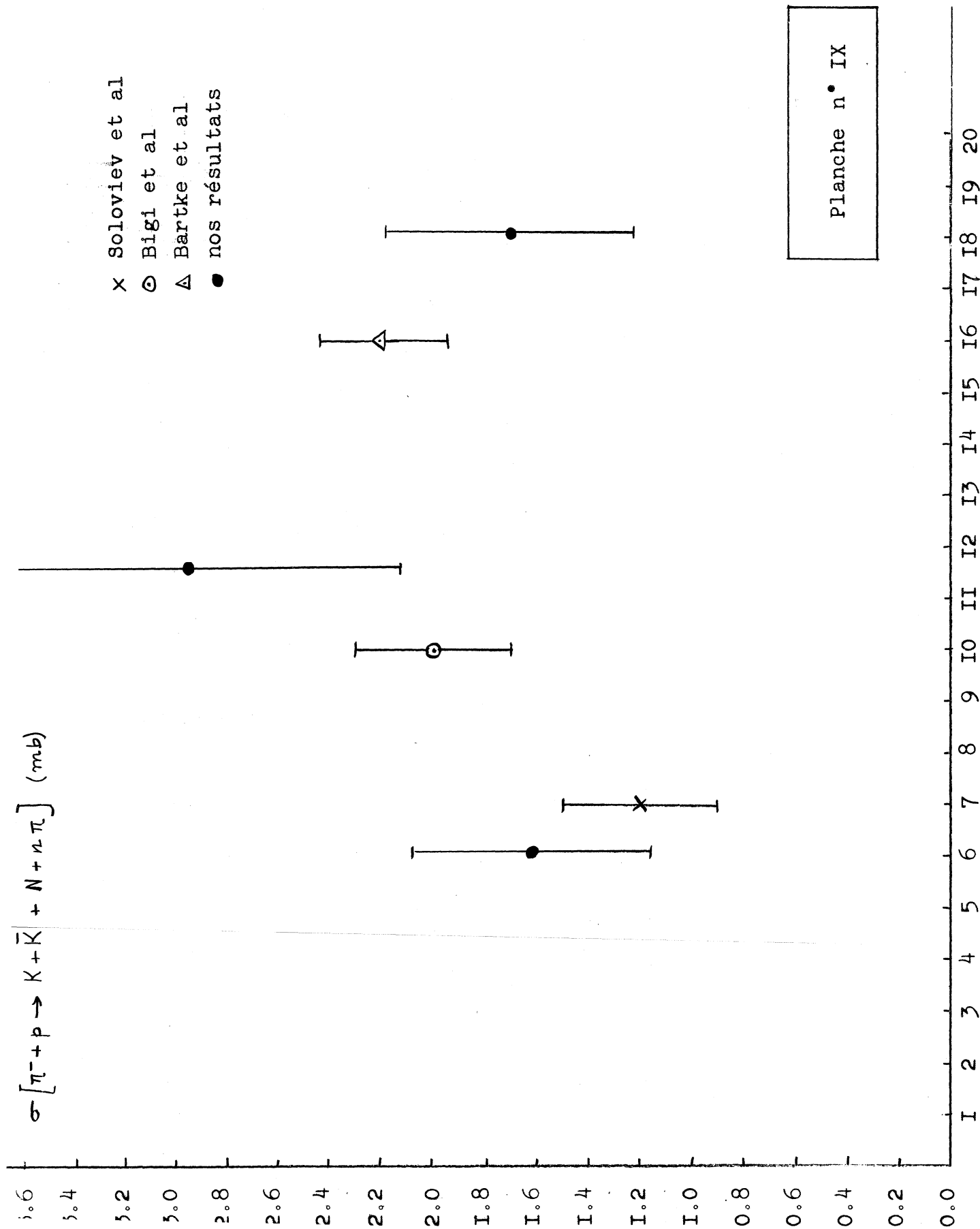


Planche n° VII

$$\sigma(\pi^- + p \rightarrow \gamma^0 + K + n\pi)$$

- * Rogozinski et al
- ⊕ Hotz
- x Soloviev et al
- ⊙ Bigi et al
- Δ Bartke et al
- nos résultats





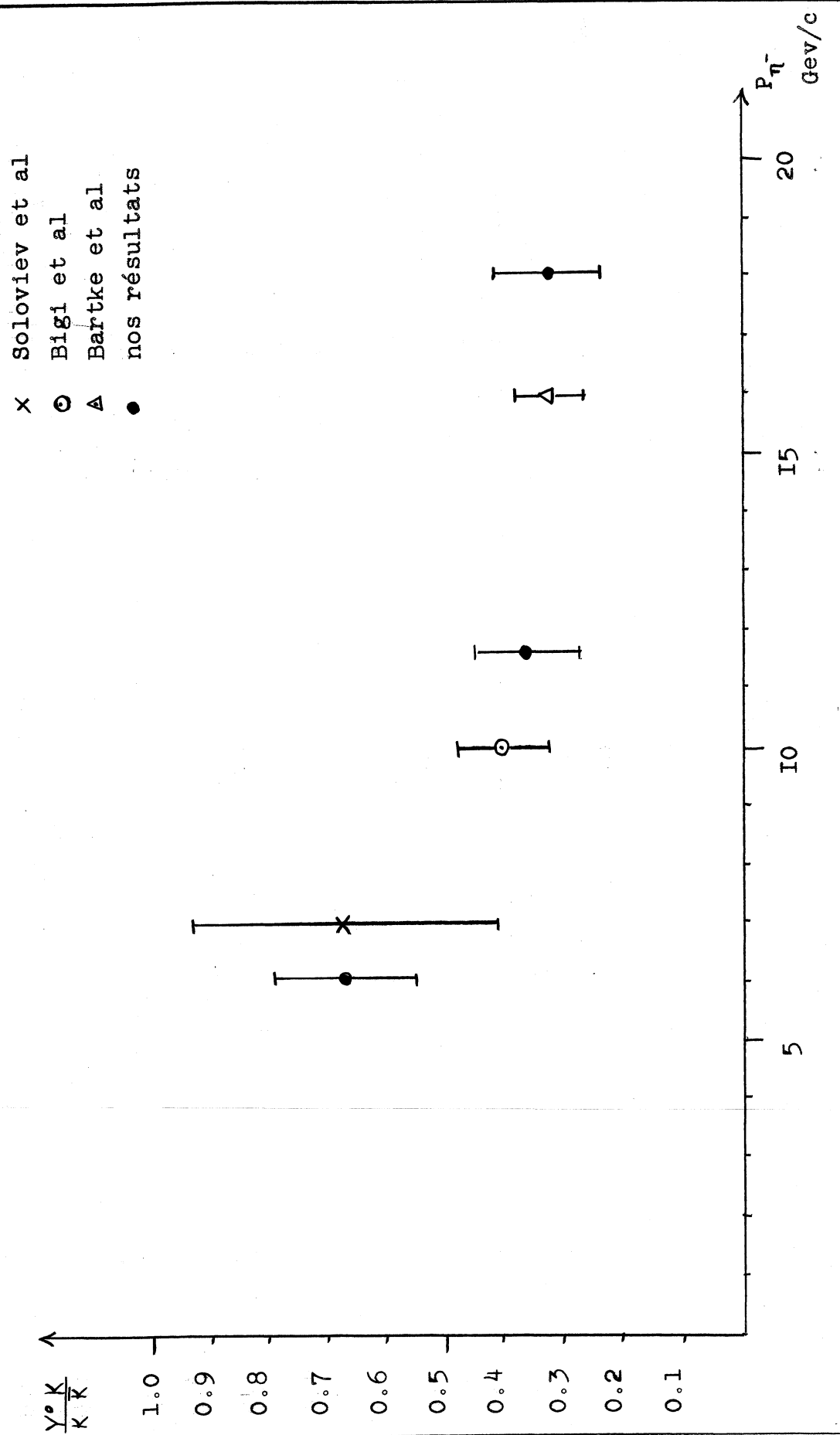


Planche n° X

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur Louis Leprince-Ringuet qui m'a accueilli avec une bienveillante hospitalité dans son Laboratoire en tant que jeune chercheur. J'ai tout particulièrement apprécié l'esprit d'amicale collaboration et la conception de la recherche en équipe qu'il a su donner à son Laboratoire.

Je tiens à remercier vivement, Monsieur André Lagarrigue qui m'a reçu dans son groupe et a inspiré ce travail. C'est grâce à ses encouragements et à la clarté de ses conseils que ce travail a pu être mené à bien.

Je remercie chaleureusement Monsieur André Rousset qui a dirigé la marche de mes travaux de thèse. Son active participation et son enseignement au cours de fructueuses discussions ont été une aide précieuse et essentielle dans l'exécution de cette étude.

Mademoiselle Agnès Orkin-Lecourtois et Messieurs L. Jauneau D. Morellet, M. Bloch, D. Drijard et J. J. Veillet ont suivi pas à pas ce travail. Je les remercie vivement pour toutes les suggestions qu'ils m'ont amicalement prodiguées.

Je tiens à remercier très particulièrement Monsieur A. Bézauguet qui a été mon compagnon de travail et m'a fourni une aide inestimable dans les moments les plus difficiles.

Messieurs J. Hennessy, P. Mittner et P. Bellière se sont chargés de la mise au point des différents programmes pour la calculatrice Bull. Je leur exprime ici toute ma reconnaissance.

Les photographies ont été étudiées en collaboration avec des groupes du CERN, de Milan, de Turin et de Padoue. Je remercie les physiciens de ces laboratoires qui m'ont aimablement communiqué les résultats nécessaires à cette étude.

Ont participé au dépouillement des photographies et à la réalisation de divers calculs Mesdemoiselles Madeleine Ducros et Mercedes Obiol, Mesdames Christiane Picou et Tchou Joulia et Messieurs H.Marrel, G.Simon, Ch.Plas et J.Raguet. L'organisation des mesures et le contrôle des résultats fournis par la calculatrice électronique sont dus à Mesdemoiselles Adeline Krieg et Marie-José Barrat. Je tiens à exprimer ici mes remerciements pour leur dévouement et leur efficacité.

Je remercie Mademoiselle Hélène Noir qui a bien voulu dactylographier mon texte et Monsieur P.Joliclercq qui a préparé les excellentes photographies.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur André Astier qui a guidé mes premiers pas dans la physique, tout en m'enseignant les techniques de la recherche des hautes énergies.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Claude Colin, Attaché Scientifique et Technique à l'Ambassade de France en Espagne dont l'aide et les encouragements me furent très précieux.

Ce travail n'a pu être effectué que grâce à une allocation d'Attaché de Recherche du Centre National de la Recherche Scientifique auquel je suis très reconnaissant.

REFERENCES

- 1-I - G. Von Dardel, R.Mermod, P.A.Piroue, M.Vivargent, G.Weber
and K.Winter
Conference Internationale d'Aix-en-Provence sur les parti-
cules élémentaires
Comptes-rendus Vol.1 p.287 (I96I)
- 2-I - Le Couteur - Proc.Phys.Soc. A63 p. 498 (I950)
- 3-I - J.Six - Thèse, Paris, I96I
- 4-I - R.P.Ely, G.Gidal, L.Oswald, W.Singleton, W.M.Powell,
F.W.Bullock, G.E.Kalmus, C.Henderson and F.R.Stannard
International Conference on high-energy physics at CERN
p.445 (I962)
-
- 1-II - M.Bloch, A.Lagarrigue, P.Rançon, A.Rousset
Rev. of Sc. Instr. Vol.32, N° I2, I302-I307 (Déc.I96I)
- 2-II - X.Sauteron - Thèse, Paris I96I
- 3-II - J.Six - Thèse, Paris I96I
- 4-II - M.Bloch - Nuovo Cimento Vol.28, N°2 p.279 (Avril I963)
- 5-II - J.Bartke, R.Budde, W.A.Cooper, H.Filthuth, Y.Goldschmidt-
Clermont, G.R.MacLeod, A. de Marco, A.Minguzzi-Ranzi,
L.Montanet, D.R.O.Morrison, S.Nilsson, Ch.Peyrou, R.Sosnow
A.Bigi, R.Carrara, C.Franzonetti, I.Mannelli, G.Brautti,
M.Ceschia and L.Chersovani
Nuovo Cimento Vol.24 p.876 (June I962)
-
-
- 1-III - R.Armenteros and J.Podolanski
Phil.Mag. 45, I3 (I954)
- 2-III - H.H.Bingham, M.Bloch, D.Drijard, A.Minguzzi-Ranzi, M.Nicoli
International Conference on high-energy physics at CERN
p.240 (I962)
- 3-III - M. di Corato, E.S.Gelsema, A.Minguzzi-Ranzi, J.Bellièrè,
H.H.Bingham, M.Bloch, D.Drijard, J.Hennessy, P.Mittner,
A.Orkin-Lecourtois, M.I.Ferrero, C.M.Garelli, M.Vigone,
A.Grigoletto, S.Limentani, A.Loria, F.Waldner
Conference Internationale d'Aix-en-Provence sur les parti-

- 4-III - D.Drijard - Communication privée
- 5-III - J.J.Veillet - Thèse, Paris 1962
- 6-III - A.LLoret - Thèse, Barcelone 1963
- 7-III - J.Bartke et al
Nuovo Cimento Vol.24 p.876 (June 1962)
- 8-III - A.Bigi, S.Brandt, R.Carrara, W.A.Cooper, A.de Marco,
G.R.MacLeod, Ch.Peyrou, R.Sosnowski and A.Wroblewski
International Conference on high energy physics at CERN
p.247 (1962)
- 9-III - D.F.Hotz
The production of neutral hyperons by 5 GeV/c η^- mesons
Lawrence Radiation Laboratory (1959)
- 10-III - M.I.Soloviev
Proc.Intern.Conf. on high energy physics at Rochester
p.388 (1960)
- 11-III - J.Steinberger
An.Intern.Conf. on high energy physics at CERN p.147 (1961)
- 12-III - J.Steinberger
Ninth Intern.An.Conf. on high energy physics Moscou
p.443 (1960)
- 13-III - Collaboration : Saclay-Orsay-Bari-Bologne
présenté par A.Rogozinski
Conférence Internationale d'Aix-en-Provence sur les
particules élémentaires; Comptes-Rendus p.375 (1961)

TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I - Méthode générale de détermination des sections efficaces partielles dans un liquide lourd	
1 - Position du problème	4
2 - Cas de la chambre à hydrogène	5
3 - Cas idéal d'une chambre à liquide lourd sans possibilité d'interactions secondaires ni d'évaporations	6
4 - Recherche d'une formule éliminant les interactions secondaires	9
5 - Correction due au fait que le nombre de neutrons n'est pas égal au nombre de protons dans les noyaux du mélange	16
6 - Application de la méthode aux sections efficaces de production des particules étranges par des π^- de grande énergie	18
7 - Calcul du nombre de paires de particules étranges produites par les π^-	18
8 - Interactions des particules étranges	21
CHAPITRE II - L'expérience	
1 - Introduction	25
2 - Description de la chambre BP3	25
3 - Description du faisceau	27
4 - Techniques de mesure et de calcul	28
5 - Dépouillement des clichés et sélection des événements	29
6 - Mesures et calculs cinématiques des événements	34

	Pages
CHAPITRE III - Calcul des sections efficaces	
1 - Détermination du nombre de Λ et de K^0 provenant des paires de V^0 et des V^0 isolés observés	37
2 - Détermination du nombre de $K^0 \Sigma^-$ observés	40
3 - Calcul du nombre de $K^0 \Sigma^-$ produits	43
4 - Corrections. Nombre d'événements produits correspondant aux différents types de productions associées	44
5 - Détermination du nombre total d'interactions	48
6 - Résultats	51
7 - Comparaison de nos résultats avec les résultats d'expériences précédentes	54
CHAPITRE IV - Etude des interactions secondaires dans les noyaux	
1 - Interactions secondaires des π	58
2 - Cas des particules étranges	62
3 - Comparaison du lot total avec des lots partiels	65
CONCLUSION	67
PLANCHES	69
REMERCIEMENTS	
REFERENCES	

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

LES ANNEAUX DE STOCKAGE

Vu et Approuvé :

PARIS, le 28 mai 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,
Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN ROCHE.
