

Série A, N° 4274

N° D'ORDRE 5125

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

DANIEL DRIJARD

1^e THÈSE : Etude des Résonances dans les Interactions
de Hautes Energies

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 29 Avril 1964 devant la Commission d'examen

MM. AUGER

Président

D'ESPAGNAT
LEPRINCE-RINGUET

} *Examineurs*

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.	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	PIAUX	T Chimie (M.P.C.).
PONCIN	T Mécanique générale.	BRUN	T Mécanique théorique des Fluides.
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay).
QUELET	T Chimie organique.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	COTTE	T Physique électricité.
JUNG	T Géologie	DUBOIS J.-E.	T Chimie organique.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).	OLMER	T Energétique générale.
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
DESTOUCHES	T Théories physiques.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
AMIEL	T Chimie générale.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	BROSSEL	T Physique atomique.
J.-P. MATHIEU	T Physique optique.	BUSER	T Physiologie comparée.
COUTEAUX	T Cytologie.	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
MAY	T Zoologie (Orsay).	CASTAING	T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	CURIEN	T Minéralogie et Cristallographie.
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).	NOIROT	T Evolution des êtres organisés.
JOST	T Physiologie comparée.	PANNETIER	T Chimie générale.
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathématique		

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

Le Secrétaire Général : R. POUILLAIN

ETUDE DES RESONANCES DANS LES INTERACTIONS DE
HAUTE ENERGIE

CHAPITRE I

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

1 - Matériau Disponible

L'étude suivante a été faite d'après des photographies d'interactions prises fin 1960 dans la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique BP3. La chambre était placée, au CERN, dans un faisceau de pions π^- auprès du Synchrotron à protons de 25 Gev. Un run préliminaire en Août 1960 a permis de choisir le liquide de la chambre et le nombre moyen de particules du faisceau. Il avait également été décidé d'utiliser un faisceau de pions π^- (à 3 énergies : 6, 11 et 18 Gev afin d'étudier la variation des phénomènes avec l'énergie) plutôt qu'un faisceau de protons. En effet, on sait que dans les interactions proton-proton de haute énergie les 2 baryons semblent "se souvenir" de leurs directions avant l'interaction donc sont l'un lent, l'autre rapide, au laboratoire, (1). On peut d'ailleurs signer plus précisément les particules incidentes en observant les interactions $\bar{p} + p$ où l'on trouve un antibaryon rapide au laboratoire, le proton-cible recevant un faible transfert de moment (2). Si donc on veut comparer les interactions $\pi^- p$ et $p p$ on constate que l'on a toujours un proton lent mais en plus, dans le 2ème cas, un proton rapide qui sera difficilement discernable d'un π^+ (ou un neutron rapide dont on aura parfois la direction quand il interagit dans la chambre et plus rarement une évaluation sensée du moment).

Nous nous sommes concentrés sur la production des particules étranges, ce qui était la destination prévue de ces photos, mais plusieurs autres études ont été faites à partir de ces interactions : étude des résonances $\pi^+\pi^-$ dans les interactions $\pi^+\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-N$ (3) qui a donné lieu à la confirmation de l'existence de la résonance $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (4) ; étude du spectre des protons émis dans les interactions $\pi^-p \rightarrow n\pi^+p$ (5) ; étude de l'échange de charge $\pi^+p \rightarrow \pi^0N$ (6) ; étude phénoménologique des interactions $\pi^+p \rightarrow n\pi^+ + \text{Nucléon}$ (7) ; section efficace d'absorption et sections efficaces de production de particules étranges (8). En fin l'étude des particules étranges a déjà donné lieu à des publications (9); nous verrons plus loin, à quel domaine particulier (en fait continuation des études précitées de particules étranges) l'étude suivante est restreinte.

2 - Autres Etudes de Particules Etrangées à Haute Energie

Lorsque ces photos furent prises, peu d'expériences avaient été faites pour étudier la production de particules étranges à haute énergie. Les expériences en rayons cosmiques (10) avaient permis la découverte des particules étranges mais l'énergie des particules incidentes n'étant pas connue aucune étude cinématique de l'interaction primaire n'était possible (les particules secondaires sont rarement toutes observées donc il faut connaître l'énergie initiale pour passer dans le système du centre de masse de l'interaction) si ce n'est l'étude des moments transverses ou l'étude statistique de l'inélasticité de l'interaction. Les premiers accélérateurs ont permis la construction de faisceaux de particules d'énergie (et d'identité) connue, tandis qu'était mis au point un puissant outil d'étude des interactions : la Chambre à bulles. Avant celle dont nous parlons ici, deux expériences avaient été faites qui associaient un accélérateur autorisant des faisceaux de haute énergie et une chambre à bulles : l'une en 1959 avec une chambre à bulles

à liquide lourd de 24ℓ auprès de l'accélérateur soviétique de 7 Gev (11), l'autre en mars 1960 avec une chambre à bulles à hydrogène de 15 ℓ auprès de l'accélérateur de 25 Gev du CERN (12). Remarquons que ces deux accélérateurs ont respectivement été mis en service en 1959 et en fin 1959.

Ces deux expériences étaient faites dans des faisceaux de π^- de 7 Gev/c à Dubna et de 16 Gev/c au CERN. A telles énergies les particules étranges chargées sont difficiles à distinguer des pions π^+ ou π^- aussi se limite-t-on à l'étude des particules étranges neutres K^0 , Λ^0 , Σ^0 , Ξ^0 (pratiquement K^0 et Λ^0 car $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ n'était pas distingué d'une production directe de Λ^0 et Ξ^0 correspond à une section efficace si faible que pour les nombres de photos prises dans ces expériences aucun Ξ^0 n'était observé). On sait que, pour conserver l'étrangeté à la production (interactions fortes), les particules étranges sont produites par paires (en fait au moins 2 particules étranges mais comme c'est de loin le cas le plus fréquent nous ne considérons que celui-ci). Aux énergies considérées les longueurs moyennes de désintégration des K^0 et Λ^0 (sensiblement proportionnelles au moment, 6,02 cm/ Gev/c pour les K^0 et 6,75 cm/ Gev/c pour les Λ^0) sont de l'ordre de grandeur des dimensions des chambres à bulles précitées, aussi l'efficacité de détection des paires $K^0\bar{K}^0$ ou $K^0\Lambda^0$ est-elle faible et le plus souvent une seule particule, K^0 ou Λ^0 , était observée (K^0 et \bar{K}^0 sont indiscernables). Ainsi les K^0 de paires $K^0\bar{K}^0$ et ceux de paires $K^0\Lambda^0$ étaient mélangés et la reconstitution de l'ensemble de l'interaction n'était pas possible (le plus souvent).

Les deux expériences (et dans certains cas les rayons cosmiques) montraient de façon très nette les résultats suivants : les Λ^0 ont un moment voisin de celui du proton cible (faible transfert de quadrimoment) donc, dans le centre de masse, vont vers l'arrière (l'avant étant par définition la direction du π^- incident) ceci de façon très marquée, tandis que les K^0 vont vers l'avant mais cet effet est moins net ; les moments transverses des particules émises sont faibles

(devant les moments dans le centre de masse) et semblent varier peu avec l'énergie incidente (pour ceci justement par comparaison avec les rayons cosmiques). Le premier effet a suscité le nom de "collisions frolantes" (qui est devenu "interactions périphériques" après études théoriques, nous utiliserons dorénavant ce dernier terme, dans le sens vague qui était donné au premier plutôt que dans le sens précis qui lui a été donné par les théoriciens). On conçoit en effet que le π^- et le proton, se "frolant" s'excitent mutuellement en passant à des couches de masse plus élevée sans changer sensiblement de moment (supposons une particule de masse M , d'énergie E , de moment p , $M^2 = E^2 - p^2$, une variation relative $\frac{\Delta E}{E}$ petite de son énergie sans changement de son moment entraîne une variation $\Delta M = \frac{E^2}{M} \frac{\Delta E}{E}$ qui peut être importante à grande énergie où E est grand) puis se décomposent en particules stables (devant le rayon de l'interaction). La ^{loi de} conservation des baryons implique que le Λ^0 sera émis à partir du proton excité, donc vers l'arrière ; l'ensemble des autres particules sera émis en moyenne vers l'avant et on constatait que le K^0 , de façon individuelle, était émis vers l'avant. Selon le même schéma les nucléons associés aux paires $K^0 \bar{K}^0$ seraient émis vers l'arrière (cela était constaté sur quelques protons identifiés).

Il semblait donc à ce moment intéressant d'observer l'ensemble des deux V^0 (on verra dans le chapitre Efficacité de détection que la probabilité d'observation dans notre chambre de 2 particules étranges neutres, qui se décomposent en mode chargé, calculée à posteriori pour des π^- de 6 Gev/c, est de 70 à 80%), en particulier pour distinguer les K^0 de $K^0 \Lambda^0$ des K^0 (ou \bar{K}^0) de $K^0 \bar{K}^0$. Nous pensions tirer des renseignements utiles de l'étude des δ produits grâce à leur matérialisation fréquente dans le liquide lourd. Nous voulions évidemment étudier les π^+ et π^- produits dans ces mêmes interactions et nous avons constaté (bien que pas prévu) que nous identifions une fraction importante des neutrons émis grâce à leurs interactions dans le liquide en s'aidant du bilan de quadri-

moment à la production. Enfin, depuis la prise de ces photos, d'autres expériences ont permis la découverte de résonances et il a semblé intéressant d'étudier la présence (ou l'absence) de telles résonances dans des interactions de haute énergie.

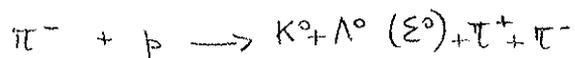
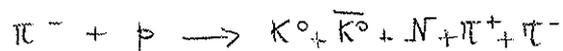
3 - Sujet choisi

Trois lots de photos furent pris : environ 28.000 - 7.000 et 20.000 photos utilisables (respectivement à 6,1 - 11,6 et 18,1 GeV/c).

Une première étude fut faite, sur les particules étranges seules, aux 3 énergies (9). Pour étudier l'ensemble de l'interaction nous sommes limités au premier lot de photos (6,1 GeV/c) car la statistique est plus importante dans ce lot que dans les deux autres et il semble difficile de mélanger les 3 énergies. Une étude distincte à 18,1 GeV/c (à titre de comparaison) n'aurait pas été très utile car l'incertitude de mesure devient assez importante sur les traces chargées (c'était moins grave pour les V^0 où un ajustement sur des mesures surabondantes permettait de réduire ces imprécisions) d'où une incertitude sur les masses des résonances prohibitive. Deux études intéressantes peuvent être faites : étude des résonances d'une part, étude globale de l'interaction d'autre part, utilisant la présence éventuelle de résonances.

a - Étude des résonances

Parmi les résonances actuellement connues quelles sont celles que l'on peut escompter trouver dans ces photos ? Nous verrons qu'une fraction importante des interactions (à 6,1 GeV/c) où sont produites des paires $K^0 \bar{K}^0$ ou $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) est de la forme



Classons maintenant les résonances connues suivant les valeurs de l'étrangeté S et du nombre baryonique B.

$S = B = 0$	$\eta - \rho - \omega - f - \psi$
$S = 0 \quad B = 1$	N^*
$ S = 1 \quad B = 0$	K^*
$ S = 1 \quad B = 1$	Y_0^* et Y_1^*

η et ω pourraient être vus suivant le mode $\pi^+ \pi^- \pi^0$ mais nous n'avons que 4 événements de ce type.

ρ et f peuvent être vus en $\pi \pi$. Le ρ étant généralement produit en abondance cette étude est intéressante.

ψ serait vu en $K_1^0 K_2^0$ mais nous n'observons que les modes $K_1^0 K_1^0$ car il est illusoire de rechercher un K^0 par la cinématique de l'interaction à cette énergie.

N^* Plusieurs résonances du système Nucléon-pion ont été observées et nous pouvons déceler la production de l'une d'elles si elle est prépondérante.

K^* Le K^* à 885 Mev peut être vu dans les modes $K^0 \pi^+$ et $K^0 \pi^0$ dans les paires $K^0 \Lambda^0$ (l'identité du K^0 est connue) ou suivant les modes $K^0 \pi^+$, $K^0 \pi^0$, $\bar{K}^0 \pi^0$, $\bar{K}^0 \pi^-$ dans les paires $K^0 \bar{K}^0$ (où on ne sait discerner K^0 de \bar{K}^0).

Le K^* à 730 Mev peut également être vu bien que, étant de faible valeur Q il soit défavorisé par l'espace de phase par rapport à l'autre K^* .

Il a de plus été constaté qu'il est produit avec une section efficace beaucoup plus faible que le précédent.

Y_0^* Les 3 Y_0^* peuvent a priori être vus suivant tous leurs modes $\Sigma^0 \pi^0$, $\Lambda \pi^+ \pi^-$, $\Lambda \pi^0 \pi^0$, $\bar{K}^0 N$ (seuls 2 Y_0^* suivant ce mode) mais nos statistiques ne seront importantes que dans les voies $\Lambda \pi^+ \pi^-$ et $\bar{K}^0 N$

Y_1^* Les 2 Y_1^* , peuvent être vus en $\Lambda \pi^+$, $\Lambda \pi^0$, $\Lambda \pi^-$.

b - Etude globale de l'interaction

Plusieurs modèles théoriques ont été proposés mais jusqu'à présent aucun n'est pleinement satisfaisant. Le modèle statistique est certainement mal adapté aux hautes énergies car il ne fournit aucune prévision sur les distributions angulaires. Si cependant nous introduisons le fait observé de baryon émis vers l'arrière peut-être le modèle statistique appliqué à l'ensemble des autres particules émises donnera des résultats intéressants. Le modèle périphérique des théoriciens est hélas difficile à tester sur de telles interactions où le grand nombre de voies offertes implique un grand nombre de paramètres ajustables à priori inconnus. On ne doit donc s'attendre qu'à des idées très grossières sans interprétations très sûres. D'ailleurs trop peu de choses sont actuellement bien comprises en haute énergie, à fortiori dans un canal déterminé (particules étranges) de section efficace faible devant la section efficace totale, pour qu'il soit concevable d'expliquer par le calcul, à l'aide d'un modèle théorique, les phénomènes observés.

CHAPITRE II

APPAREILLAGE

1 - Le Détecteur

Le détecteur utilisé est la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique, BP3 (13). Le volume de la chambre est de 250 l (100 x 50 x 50cm). L'éclairage est réalisé par des tubes flash qui illuminent la chambre par les faces haut et bas. Les faces arrière et avant sont utilisées pour le système d'expansion et la glace principale. Dans un réservoir de sécurité trois caméras prennent, à travers la glace, trois photos du volume sensible permettant la reconstitution dans l'espace des trajectoires des particules. Un électroaimant autour de la chambre produit dans celle-ci un champ magnétique de 1,75 T (l'induction maximum que peut fournir cet aimant est 2,2 T) de direction normale à la glace, uniforme dans le volume utile à mieux de 5%. Le liquide utilisé est un mélange propane-fréon (68,2% C₃H₈ et 31,8% CF₃Br en masse) de densité 0,55 et de longueur de radiation 52cm. Ce liquide permet d'obtenir une probabilité de matérialisation pour $\omega \approx 1$ d'environ 50% et des incertitudes dues au scattering multiple non prohibitives (incertitude relative sur le flèche projetée sur la glace avant d'environ 5% pour une particule relativiste dont on utilise pour la mesure une longueur de trace de 50cm).

La figure II-1 est une reproduction de cliché obtenu au cours de cette expérience. Les particules incidentes (π^-) sont injectées par l'entrée de faisceau à gauche. Le champ magnétique donne aux trajectoires une forme circulaire (sensiblement une hélice dans l'espace, projetée presque orthogonalement, parallèlement à son axe). Le signe du rayon de courbure est lié au sens du champ magnétique et au signe de la particule considérée (dans cette expérience les particules négatives "tournent" dans le sens trigonométrique). Les quatre "dents" aux quatre coins de la chambre

sont des repères, placés vers le fond de la chambre, destinés à la mesure de l'indice du liquide. Les croix dont le réseau quadrille la photo sont des repères tracés sur la glace (face en contact avec le liquide) utilisés lors de la mesure d'un évènement.

2 - Le Faisceau

La chambre était placée à une centaine de mètres du synchrotron à protons du CERN, dans le Hall Sud. Le faisceau, dont le plan est donné figure II-2, est d'un principe simple : les protons accélérés à l'intérieur du synchrotron frappent une mince cible d'Al; parmi les particules émises dans les interactions proton-cible, on choisit les particules négatives de moment fixé grâce à un système de collimateurs et de deux aimants défecteurs (outre le champ de fuite de la machine). Les signes des champs magnétiques des aimants fixent le signe des particules, leurs intensités et les positions des collimateurs fixent le moment. L'extension en moment du faisceau est essentiellement due à la taille des collimateurs elle-même conditionnée par l'intensité désirée pour le faisceau.

La contamination en \bar{p} et K^- dans le faisceau est nulle car la cible était interposée sur le faisceau lorsque les protons accélérés avaient un moment de 8 GeV/c. On calcule les moments maximaux des particules émises : 5,5 GeV/c pour K^- et 4,0 GeV/c pour \bar{p} . Les aimants défecteurs étant réglés pour un moment de 6,1 GeV/c il faut imaginer un trajet compliqué, avec scatterings sur les collimateurs par exemple, pour que des K^- ou \bar{p} parviennent dans la chambre. C'est ce que l'on peut appeler une contamination nulle.

Seule subsiste une contamination en η^- et ρ^- provenant de la désintégration des η^- le long du faisceau. Des calculs sur le faisceau et une mesure directe (par absorption) montrent que cette contamination est de l'ordre de 5%.

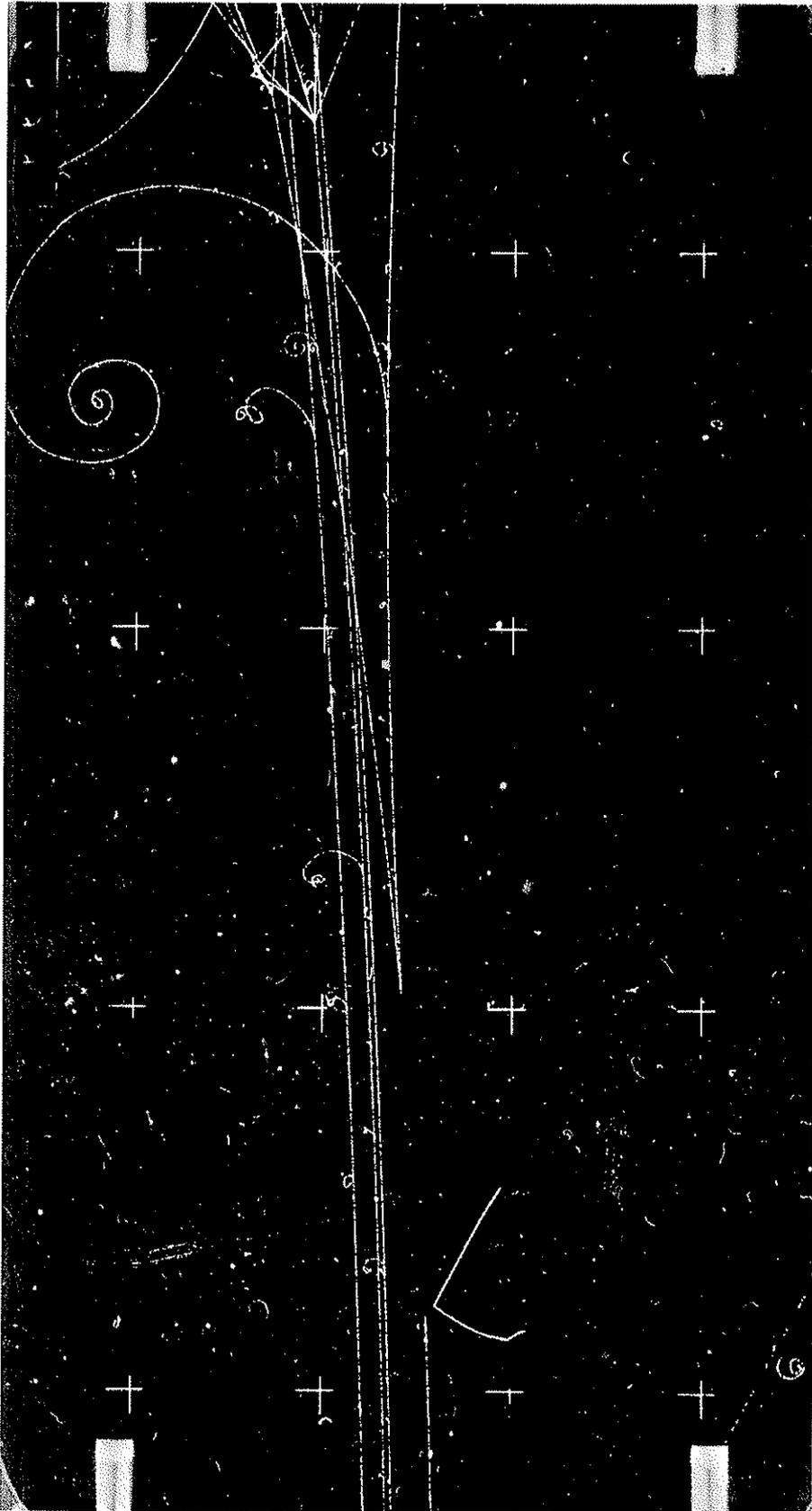


Figure II - 1 - Exemple de production associée $\pi + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$

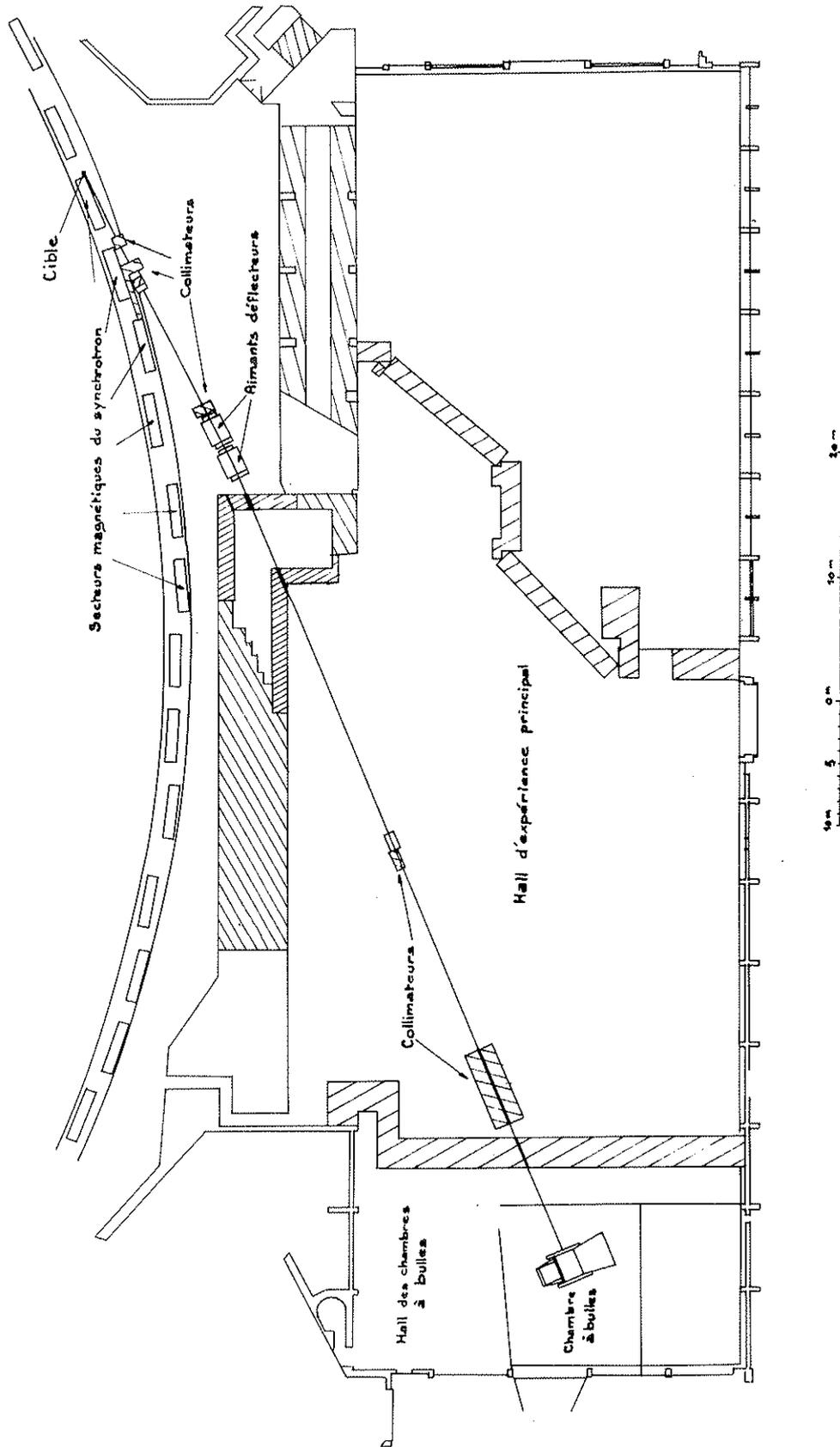


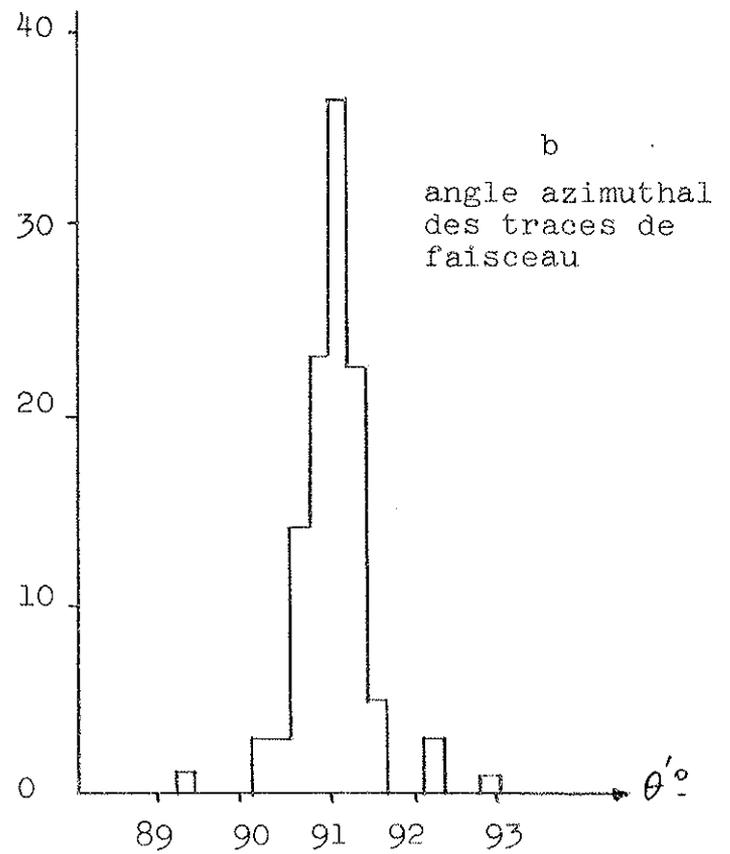
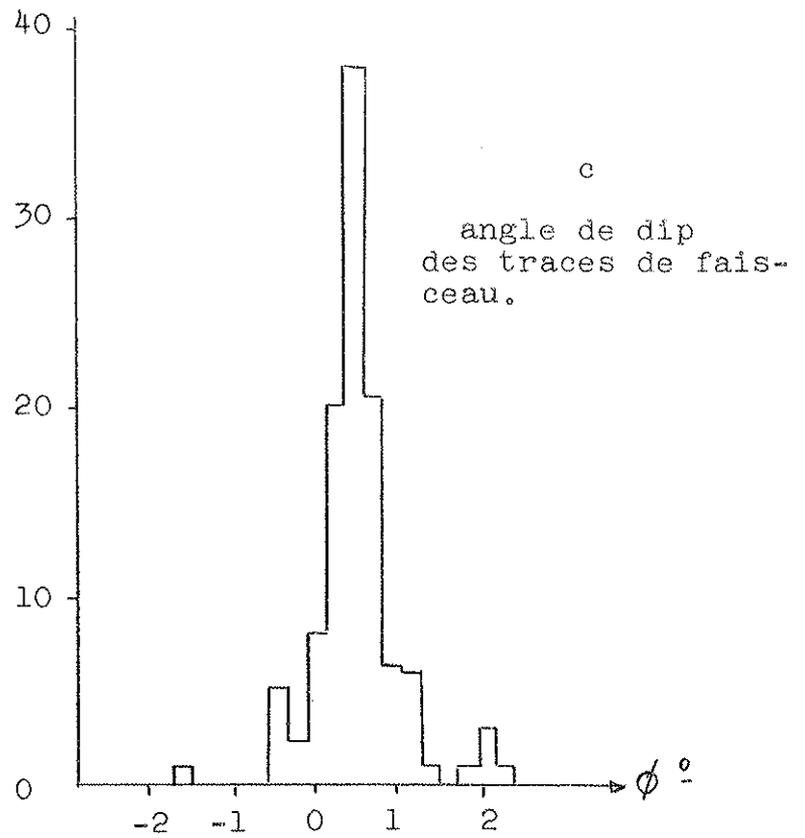
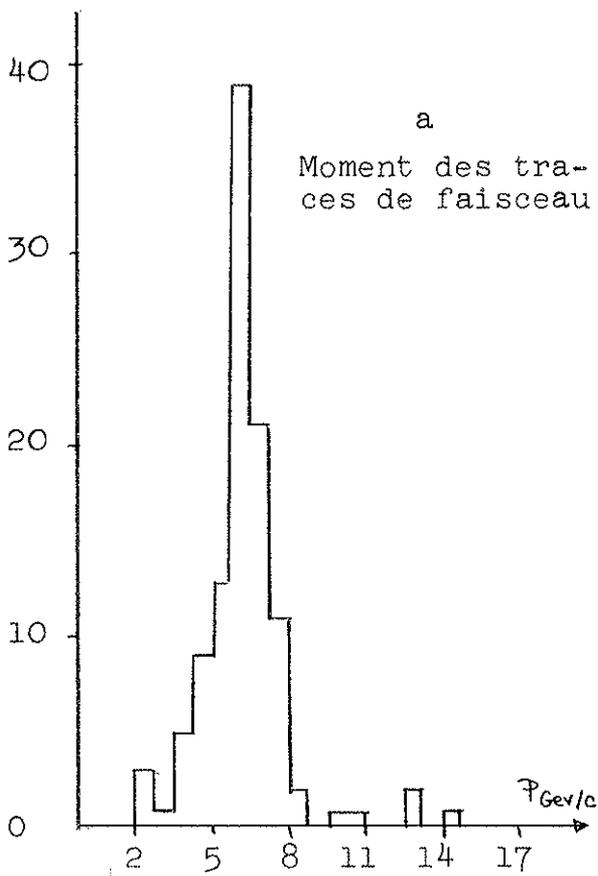
Figure II - 2 - Plan du faisceau

Le moment du faisceau mesuré par la méthode du fil est $p = 6,1 \text{ GeV}/c$ $\frac{\Delta p}{p} = 4\%$. Le même faisceau avait été utilisé pour les autres énergies de 11,6 et 18,1 GeV/c (en changeant l'instant de déclenchement de la cible et les intensités des aimants défecteurs) et l'on pourrait s'étonner de la différence des incertitudes en moment sur le faisceau ($\frac{\Delta p}{p} = 2\%$ à 11,6 et 18,1 GeV/c). Nous avons dû élargir les collimateurs pour le faisceau de 6,1 GeV/c, par rapport aux deux autres énergies, pour obtenir un nombre de particules dans la chambre suffisant, d'où une augmentation de l'extension en moment (remarquons qu'à cette époque l'intensité de l'accélérateur était d'environ 10^{10} proton par pulse alors qu'elle est actuellement de $5 \cdot 10^{10}$ proton par pulse).

3 - Les Mesures

En principe 2 photos suffisent pour reconstituer les trajectoires dans l'espace et, utilisant deux des croix repérées (dont les coordonnées dans l'espace sont connues), on évite la mesure précise de la position d'une photo par rapport à sa caméra. Chaque photo étant successivement projetée sur une table, avec grandissement approximativement un par rapport aux dimensions véritables, on mesure les positions (relatives) de 2 croix et des points désirés sur la photo en coordonnées cartésiennes (~~elles~~) ou bipolaires (14). A partir de l'ensemble des mesures correspondantes à deux vues d'un même évènement un calculateur électronique détermine les grandeurs physiques intéressantes attachées à chaque trace (moment en amplitude et directions). Deux types de programmes étaient utilisés, l'un à Paris sur calculateur Bull (15) l'autre au CERN sur calculateur IBM (16). Le premier programme utilise 2 vues par trace (les 2 vues, parmi 3, qui réalisent le plus grand effet stéréoscopique, n'oublions pas que l'on ne mesure pas le même point sur plusieurs vues mais des points au hasard sur une trace, différents d'une vue à l'autre) tandis que le second utilise systématiquement les 3 vues et fait un ajustement sur plusieurs mesures surabondantes.

Figures II - 3



L'incertitude de mesure sur un point est de l'ordre de 150 μ parallèlement à la glace et 350 μ perpendiculairement à celle-ci. L'incertitude globale sur la flèche d'une trace, projetée sur la glace, est de la forme :

$$\left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)^2 = \frac{1}{\omega^2 \phi} \left[\left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_p^2 + \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_s^2 \right]$$

ϕ angle de dip. (angle de la trace avec la glace).

Terme de pointé $\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_p = \frac{P_{\text{mev/c}}}{(L \text{ cm})^2} \cdot 4,43\% \quad L \text{ Longueur de mesure.} \\ L = 30 \text{ cm} \quad \left\{ \begin{array}{l} p = 1 \text{ Gev/c} \quad \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_p = 4,9\% \\ p = 6 \text{ Gev/c} \quad \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_p = 29,5\% \end{array} \right. \end{array} \right.$

Terme de scattering $\left\{ \begin{array}{l} \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_s = \frac{37,4\%}{\beta \sqrt{L \text{ cm}}} \quad \beta = \frac{p}{E} \\ L = 30 \text{ cm} \quad \beta \neq 1 \quad \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)_s = 6,8\% \end{array} \right.$

Les figures II-3 a, b, c montrent les histogrammes de p , θ' , ϕ , pour les traces de faisceau respectivement moment, angle azimuthal (par rapport à la normale à la glace) et angle de dip (c'est à dire complément à $\frac{\pi}{2}$ de l'angle polaire par rapport à cette même normale à la glace). Le moment p varie peu le long de la trace et ϕ ne varie en principe pas tandis que l'angle azimuthal θ est lié à la rotation des traces dans le champ magnétique. Pour tenir compte de cet effet nous avons déduit de θ la rotation apportée par le champ magnétique, et ainsi calculé θ' à l'entrée de la chambre. Finalement les courbes obtenues résultent de la combinaison des incertitudes de mesure et des extensions en moment et en directions du faisceau.

Le moment moyen est de l'ordre de 6 Gev/c mais l'incertitude de mesure est ici assez importante car les traces de faisceau sont souvent assez courtes.

Nous avons donc utilisé systématiquement le moment et son incertitude déterminés avant l'expérience par les mesures de $6,1 \text{ GeV}/c \pm 4\%$.

Les valeurs moyennes de Θ' et ϕ montrent que le faisceau est aligné dans l'axe de la chambre (avec nos notations cet axe a $\Theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 0$). Les largeurs de ces courbes sont de l'ordre de $\pm 0,3^\circ$.

CHAPITRE III

CHOIX DES EVENEMENTS

Outre l'hydrogène, le liquide de la chambre comprend des noyaux lourds de C, F, Br pouvant donner lieu à des interactions avec les particules du faisceau. Nous ne pouvons escompter d'interprétations simples que dans le cas d'interactions qui ne font intervenir que deux particules : le π^- incident et un nucléon cible. Nous sommes donc conduits à sélectionner les interactions sur proton libre, donc les interactions sur les noyaux d'hydrogène. Cependant une certaine fraction des interactions sur noyau lourd ne met en cause qu'un nucléon, celui-ci pouvant en première approximation être considéré comme libre. Ces dernières interactions étant peu différentes de celles qui ont lieu sur l'hydrogène (le nucléon cible a un moment de Fermi au Laboratoire inférieur à 200 Mev/c donc petit devant le moment des particules incidentes 6.1 Gev/c) nous avons décidé de les utiliser au même titre.

Nous voulons donc sélectionner les interactions pion-nucléon, le nucléon cible (proton ou neutron) étant libre ou quasi-libre, où sont produites des paires de particules étranges $K^0 \bar{K}^0$ ou $K^0 \Lambda^0$ (ou Ξ^0). Il n'est pas possible de sélectionner toutes les interactions correspondant à cette définition aussi nous sommes-nous efforcés d'isoler un lot d'évènements partiel, aussi représentatif du lot complet que possible, tout au moins vis à vis des effets que nous voulons observer. Ceci est un problème important qu'il faut traiter avec soin car on risque de confondre un fait physique avec une pure conséquence des choix faits dans la sélection des évènements. Nous allons donc développer les critères que nous avons adoptés et les raisons qui ont motivé ces choix. Cette partie sera résumée à la fin du chapitre III - 1.

1 - Critères de dépouillement

a - Le faisceau est assez bien défini en direction à l'entrée de la chambre et a une extension latérale de quelques centimètres. Nous avons fixé des limites admissibles sur ces quantités (angle azimuthal et position dans un plan verti-

cal car les informations de profondeur sont difficilement évaluables lors du dépouillement). Ceci nous a permis d'éliminer la plupart des traces parasites qui proviennent d'interactions le long du faisceau ou dans le métal à l'entrée de la chambre.

b - Nous avons éliminé les photos à trop grand nombre de traces ou à trop grand nombre d'interactions. Ces critères nous garantissent d'une efficacité de détection des V^0 fonction de leur configuration (angle d'ouverture au laboratoire par exemple, donc énergie) en effet un V^0 mélangé à un grand nombre de traces de faisceau sera d'autant plus difficile à détecter que son angle d'ouverture sera petit. Nous avons de même rejeté les photos où des interactions trop proches introduiraient une indétermination sur l'origine des V^0 .

c - Les interactions retenues doivent être dans une région de la chambre telle que, d'une part la trace de faisceau initiale soit assez longue pour que l'on puisse avec une bonne précision la distinguer d'une trace parasite (critère a) d'autre part elle ne soit pas trop près de la face de sortie de la chambre afin que les V^0 disposent d'une longueur potentielle raisonnable pour se décomposer dans le liquide.

d - Nous voulons étudier les interactions $\pi^- + p$ et $\pi^- + N$ et éliminer les interactions $\pi^- + \text{noyau}$. Nous avons donc rejeté les interactions telles que la somme des charges des particules produites soit différente de 0 ou de -1 (en unité de charge électronique). De même nous avons éliminé les interactions où plus d'un baryon est identifié (proton ou Λ^0 car certains V^0 peuvent être identifiés au dépouillement) car nous verrons par la suite que le nombre d'antibaryons produits est négligeable. Nous avons également rejeté les interactions où un baryon est émis vers l'arrière au Laboratoire car ceci est incompatible avec une interaction sur un seul nucléon.

e - Nous pouvons parfois identifier les particules. En effet dans l'hypothèse où les 2 V^0 observés sont des K^0 ou Λ^0 (ce que l'on vérifiera après mesure) les particules chargées observées sont des π^+ ou π^- , p , e^+ ou e^- , à la rigueur \bar{p} à la décomposition d'un $\bar{\Lambda}^0$, car nous n'avons pas rejeté cette hypo-

thèse car nous avons voulu conserver une certaine symétrie dans l'analyse des V^0 (ceci sera expliqué dans le chapitre analyse des V^0). Nous avons, au dépouillement, une idée approximative du moment de chaque trace en mesurant au calibre son rayon de courbure donc, en utilisant les tables moment-parcours calculées pour ce liquide, ou on déduit un parcours moyen pour chaque hypothèse de masse. Comparant ce parcours à la longueur observée on peut en déduire une limite supérieure pour la masse de la particule ce qui rejette certaines hypothèses (les particules qui s'arrêtent dans la chambre sont donc identifiées). L'observation de la matérialisation de γ de Bremsstrahlung permet d'identifier la plupart des électrons. L'observation des électrons de knock-on permet de fixer une limite inférieure sur la masse de la particule (à moment p d'une particule de masse m le moment maximum de l'électron émis est, en Mev/c $\frac{(p_{\text{Gev/c}})^2}{m_{\text{Gev}}}$). Enfin l'étude de l'ionisation des traces est un renseignement supplémentaire pour l'identification (nous pouvons distinguer un π^+ d'un proton jusqu'à 700 Mev/c au dépouillement, des mesures d'ionisation pourraient repousser cette limite jusqu'à environ 1,5 Gev/c).

Le cliché II-1 est une illustration de ces méthodes d'identification. Le V^0 énergétique à droite n'est pas un $\bar{\Lambda}^0$ car la trace la plus énergétique est la trace positive (ce V^0 a un moment de l'ordre de 6 Gev/c or au-delà de 0,3 Gev/c pour un $\bar{\Lambda}^0$ la trace négative est la plus énergétique et par symétrie pour un Λ^0 la trace positive est la plus énergétique). Ce n'est pas non plus un Λ^0 car la trace positive n'est pas un proton car pour un moment de l'ordre de 3 Gev/c elle donne lieu à un knock-on d'environ 80 Mev/c ($\frac{p^2}{m_p} \simeq 10$ Mev/c et $\frac{p^2}{m_\pi} \simeq 64$ Mev/c l'hypothèse proton est nettement rejetée, l'hypothèse π^+ est conservée car le moment de l'électron, mesuré au calibre, a une incertitude qui englobe largement 64 Mev/c). Ce V^0 est donc un K^0 (sous réserve que la mesure confirme qu'il ne s'agit pas d'une étoile neutre). Dans ce cas particulier on peut également utiliser une table de désintégration qui montre qu'un Λ^0 de 6 Gev/c doit avoir des moments des traces positive et négative dans un rapport au moins 3

or dans ce cas ce rapport est de l'ordre de 1 (pour un $\overline{\Lambda^0}$ ce rapport serait plus petit que $1/3$). L'autre V^0 , près de l'interaction en début de chambre est un Λ^0 dont les 2 traces s'arrêtent dans la chambre (remarquer la grande différence des rayons de courbure $\rho_+ > \rho_-$ alors que les parcours sont en raison inverse). Le τ^- fait probablement une interaction nucléaire en fin de trace après absorption dans un noyau. La trace positive qui s'arrête ne donne pas lieu à une désintégration en μ^+ puis e^+ (les particules neutres ne seraient pas observées) ce qui serait peu fréquent pour un τ^+ qui s'arrête. Finalement cette photo est un exemple d'interaction périphérique $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda^0$ où K^0 et Λ^0 sont émis en avant et en arrière au centre de masse, donc sont rapide et lent au laboratoire.

f - Le moment d'un V^0 est la somme vectorielle des moments des produits de désintégration. Donc dans une projection conique, qui est le cas de nos photos, la direction de la ligne de vol du V^0 doit être comprise dans l'angle d'ouverture du V^0 . Ce test appliqué sur les trois vues à chacun des deux V^0 , a permis d'éliminer les origines ambiguës et un grand nombre d'étoiles de neutron. Ce test rejette également tout V^0 ayant subi un scattering dans le liquide avant de se désintégrer. Nous verrons au chapitre Efficacité de détection que nous avons tenté de corriger cet effet (la section efficace de scattering, et d'interaction de façon plus générale, dépend de l'énergie du V^0).

g - Les V^0 de très petit angle d'ouverture, s'ils sont très énergiques, peuvent être confondus avec des paires $e^+ e^-$ résultant de la matérialisation de γ . Cette confusion subsiste après mesure et analyse cinématique. Pour éviter cet inconvénient nous avons systématiquement éliminé tout V^0 d'angle d'ouverture petit (en fait c'est un critère simple au dépouillement qui est choisi, donc il s'agit d'angle d'ouverture projeté) et calculé une correction (voir chapitre Efficacité de détection).

h - Résumé des critères

- Trace de faisceau définie en position et en direction à l'entrée de la chambre.
- Photo conservée si le nombre de traces de faisceau est < 8 , si le nombre de traces parasites est < 5 , si le nombre d'interactions est < 4 , si les interactions ne sont pas distantes de moins de 2cm.
- Interaction conservée si la trace de faisceau correspondante a moins de 80cm et plus de 10cm.
- Interaction conservée si la somme des charges des particules émises est 0 ou -1, si un seul baryon est identifié dans les particules émises (ou aucun) et s'il est émis vers l'avant au laboratoire (tout amas de bulles sur l'interaction est considéré comme un proton dès que sa longueur atteint 1mm).
- Interaction conservée si elle donne lieu à la production de 2 V^0 se désintégrant à plus de 5cm des parois de la chambre (pour avoir une précision de mesure raisonnable sur les branches du V^0) et "pointant" sur cette interaction (ligne de vol à l'intérieur de l'angle d'ouverture du V^0).
- Les V^0 sont conservés s'ils ont un angle d'ouverture projeté sur l'une au moins des trois vues supérieur à 2° .

2 - Analyse des V^0

Après mesure et passage au programme de géométrie nous disposons, pour chaque trace issue du V^0 , de son moment et de sa direction, au point de désintégration, par 2 angles, et de la direction de la trace neutre. Les seuls cas possibles sont $\bar{\Lambda}^0 \rightarrow \bar{p} + \pi^+$, K^0 (ou \bar{K}^0) $\rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, ou bien étoile de neutron ou toute autre chose différente des trois premiers cas. Le test co-planarité élimine pratiquement toutes les étoiles neutres ou V^0 ne pointant pas, qui n'avaient pu être décelés lors du dépouillement. La co-planarité étant maintenant supposée vérifiée il reste 4 quantités mesurées (2 moments et 2 des 3 angles entre les traces neutres, positive et négative) liées par 2 équations si l'on fixe la masse du V^0 . Il s'ensuit un ajustement des mesures puisqu'elles

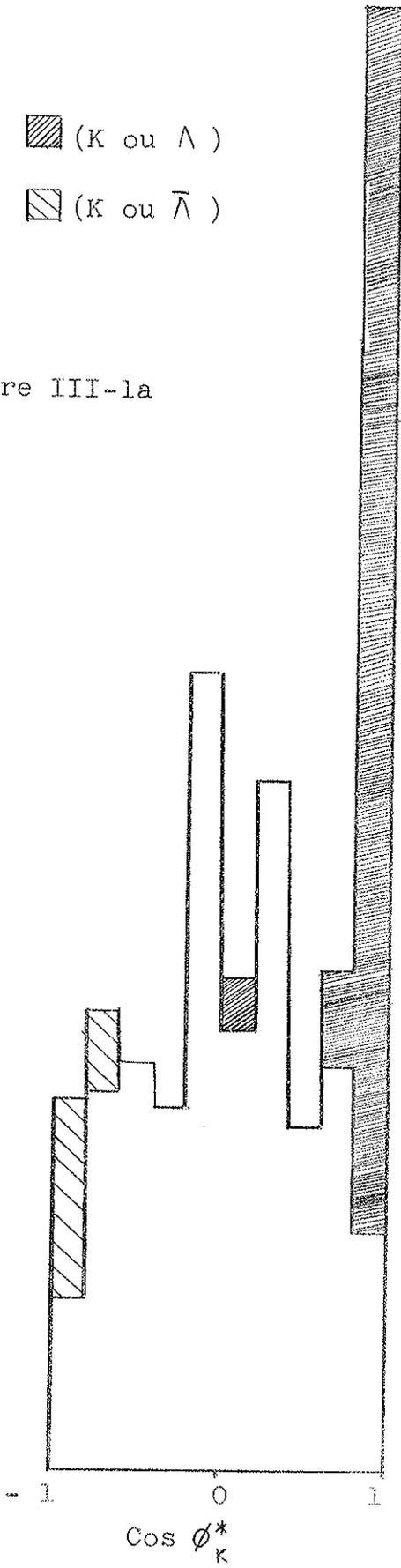
sont surabondantes. Ceci a été obtenu grâce à un programme général de "fit" au CERN sur ordinateur IBM (17) ou de façon manuelle à Paris. Certains événements analysés par les 2 méthodes montrent qu'elles coïncident dans la limite des incertitudes (ces événements avaient en fait subi des traitements différents dès la mesure).

Après avoir appliqué ce procédé d'analyse les V^0 se répartissent dans 5 catégories car ils ne sont pas tous identifiés : $\bar{\Lambda}^0$, (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$), K^0 , (K^0 ou Λ^0), Λ^0 (nous écrivons K^0 pour K^0 ou \bar{K}^0). L'identification de traces au dépouillement dont nous avons parlé (parcours, ionisation, knock-on) permet de lever un certain nombre des ambiguïtés (K^0 ou Λ^0) et (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$). Remarquons que les procédés d'analyse et d'identification de traces traitent de façon symétrique les $\bar{\Lambda}^0$ et les Λ^0 car ils ne différencient un proton d'un anti-proton que par la charge (nous n'avons pas utilisé les interactions des branches du V^0 qui sont très différentes pour ces 2 particules). Comme par ailleurs aucun $\bar{\Lambda}^0$ n'a été détecté (ceci n'est pas restreint aux seules paires de V^0 mais comprend également les V^0 isolés aux trois énergies) on en déduit que pratiquement toutes les ambiguïtés (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) représentent en fait des K^0 . On peut montrer qu'après analyse un même nombre de K^0 se présenteront sous la forme de (K^0 ou Λ^0) ou (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) or nos procédés d'identification de traces sont faits de telle manière qu'ils préservent cette symétrie. Finalement, le nombre de (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) est égal au nombre de K^0 présents dans la catégorie (K^0 ou Λ^0), les autres ^(K^0 ou Λ^0) sont des Λ^0 .

Si l'on regarde (Fig III-1-a) l'histogramme des angles de décomposition des V^0 des catégories (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$), K^0 et (K^0 ou Λ^0) (ϕ_k^* angle dans le centre de masse du V^0 entre la direction d'émission de la particule positive et la ligne de vol du V^0) on constate que les V^0 ambigus sont dans les intervalles $\cos \phi_k^* < -0,60$ pour (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) et $\cos \phi_k^* > +0,60$ pour (K^0 ou Λ^0) (sauf un événement particulièrement mal mesurable). Ceci s'explique par des raisons purement cinématiques (18). Dès maintenant chaque événement est affecté d'un poids dont la signification sera donnée dans le chapitre Efficacité de détection. Les K^0 de spin nul se décomposent

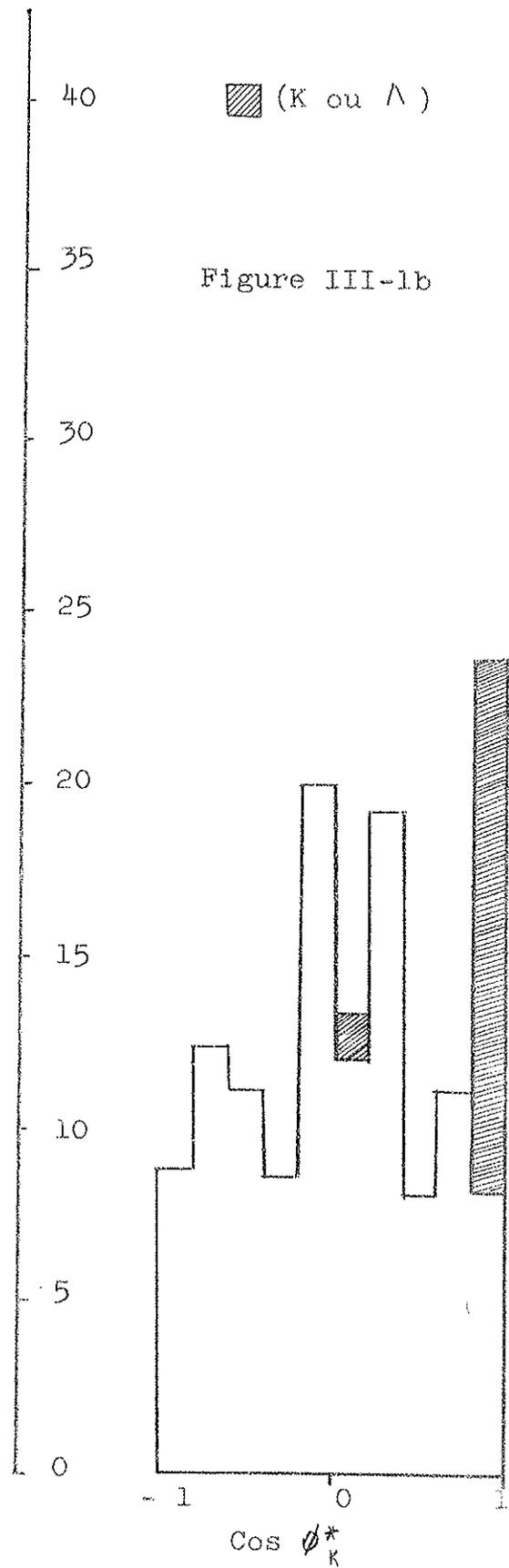
▨ (K ou Λ)
▩ (K ou $\bar{\Lambda}$)

Figure III-1a



▨ (K ou Λ)

Figure III-1b



de façon isotrope donc correspondent dans l'histogramme à une courbe $\frac{dN}{d\cos\phi^*} = \text{Cte}$. Cette constante peut être calculée en utilisant les intervalles dépourvus de (K^0 ou Λ^0) (les (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) étant assimilés à des K^0). On en déduit le nombre de K^0 dans le dernier intervalle puis le nombre de K^0 se présentant sous la forme (K^0 ou Λ^0) en déduisant les K^0 identifiés. Le calcul fait à partir des (K^0 ou $\bar{\Lambda}^0$) est en accord avec le précédent, aux erreurs statistiques près. Nous ferons un calcul précis à la fin du chapitre suivant où de nouvelles ambiguïtés sont levées.

3 - Etude globale de l'interaction

Le système d'analyse des V^0 que nous venons d'exposer avait été utilisé dans les études déjà présentées (9) mais aucune information relative aux autres particules émises n'était utilisée. Si l'on tient compte de ces dernières on peut espérer résoudre encore des ambiguïtés (K^0 ou Λ^0) en utilisant les contraintes qu'imposent la conservation du quadrimoment énergie-impulsion à la production. De même certaines particules produites dans l'interaction sont π^+ ou p quand elles n'ont pu être identifiées par les critères de parcours, knock-on et ionisation (la majorité des particules négatives sont identifiées, ce sont toutes des π^- , celles qui sont douteuses entre π^- et \bar{p} sont assimilées à des π^- , ce avec une chance d'erreur négligeable).

Les V^0 sont maintenant classés en 3 catégories donc les paires de V^0 en 6 catégories. La catégorie $\Lambda^0 \Lambda^0$ est éliminée car elle contient des événements certainement d'origine complexe, il reste alors 5 catégories. Les autres particules produites sont π^- , π^+ , (π^+ ou p), p , γ (π^0 et Σ^0 ne sont pas observés directement), quelques neutrons sont identifiés par leurs interactions dans le liquide. Nous pouvons dresser le bilan d'énergie et de moment de l'ensemble des particules observées, éventuellement dans plusieurs hypothèses si toutes ces particules ne sont pas identifiées, et en étudier la compatibilité avec une interaction $\pi^- + \text{nucléon}$. Quatre équations doivent être vérifiées qui correspondent aux quatre composantes d'énergie et de moment initiaux. Pour les 3 équations de moment

on peut utiliser un axe le long de la direction du moment de la particule initiale et deux axes transverses par rapport au précédent. Comme des particules neutres peuvent avoir échappé à la détection il ne s'agit pas d'équation mais d'inéquations dont la combinaison donne lieu à 2 tests

Soient E, \vec{p} l'énergie et le moment

Les indices f pour faisceau, i pour les particules observées, m pour l'ensemble des particules manquantes
 M est la masse du nucléon cible.

$$M_m^2 = (E_f + M - \sum E_i)^2 - (\vec{p}_f - \sum \vec{p}_i)^2$$

$$M_c = \sum_i (E_i - p_{Li}) - (E_f - p_f)$$

$$p_{Li} = \frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_f}{|\vec{p}_f|} \quad \text{moment longitudinal}$$

$M_m^2 = E_m^2 - p_m^2$ représente la masse effective de l'ensemble des particules manquantes ou "masse manquante".

$M_c = M - (E_m - p_{Lm})$ serait la masse de la cible si toutes les particules étaient observées. Remarquons que chaque terme $(E - p_L)$ est positif donc $M_c < M$

Les seules informations physiques que l'on peut introduire sur les particules manquantes viennent de la conservation du nombre de baryon. Les 2 tests sont donc

- $M_m^2 \gg M^2$ si l'on a pas observé de baryon

ou $M_m^2 \gg 0$ dans le cas contraire

- $M_c \ll M$

En fait nous connaissons les quantités qui figurent dans ces équations par l'intermédiaire de mesures donc à ces tests doit être joint un calcul d'erreur qui tienne compte de l'imprécision de celles-ci. Il s'agit d'un calcul long mais qui ne présente pas de difficulté particulière. Nous avons utilisé pour ceci (ainsi que pour de nombreux autres calculs) les programmes mis au point sur calculateur Bull par un physicien du laboratoire.

Nous avons supposé que le nucléon cible était au repos au laboratoire mais en fait nous avons étendu la sélection de nos événements aux interactions sur noyau complexe où participe un seul nucléon. Dans ce dernier cas le nucléon est

animé d'un moment de Fermi dont on doit tenir compte. Ce moment est inférieur à 200 Mev/c donc toujours très faible devant le moment du faisceau. On peut à partir d'une distribution du moment de Fermi (isotropie dans l'espace et loi quadratique en amplitude) calculer les termes supplémentaires que l'on doit ajouter à M_m^2 et Mc . Les valeurs moyennes de ces termes sont des corrections systématiques ($\delta M_m^2(\text{Gev}^2) = 0,03 \text{ Em}(\text{Gev})$ et $\delta Mc = 0,017 \text{ Gev}$ sont des termes faibles) et leurs écarts quadratiques doivent être combinés avec les incertitudes dues aux mesures.

Nous avons représenté Mc , Mm et $(\frac{M_m^2 - M_s^2}{\Delta M_m^2})$ (M_s masse manquante minimum, 0 si un baryon est identifié ou une masse de nucléon dans le cas contraire) pour toutes les interactions conservées jusqu'ici. Nous avons divisé les interactions en 2 groupes suivant la valeur de M_s , figures III-2a, b, c pour les interactions à baryon (p ou Λ^0) mesuré, III-3a, b, c pour les autres. L'erreur sur Mc peut très difficilement atteindre 200 Mev, nous avons donc défini les 2 tests de la façon suivante.

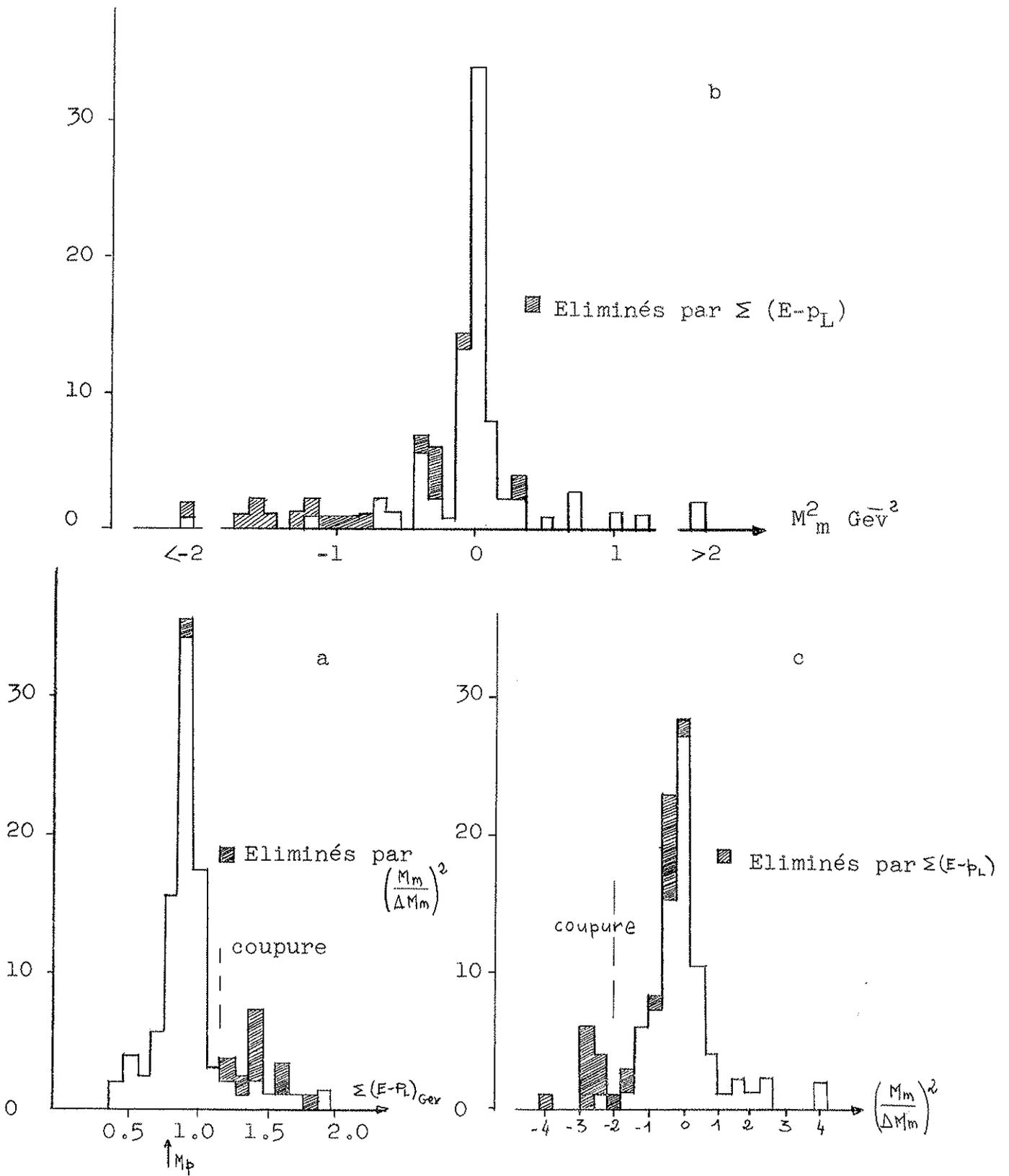
$$Mc < 1,15 \text{ Gev et } \frac{M_m^2 - M_s^2}{\Delta M_m^2} > - 2$$

Dans chaque figure les événements hachurés sont ceux qui ont été rejetés par l'autre critère.

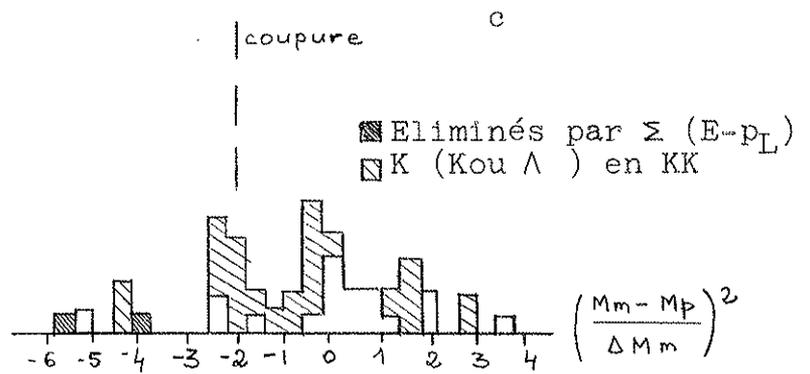
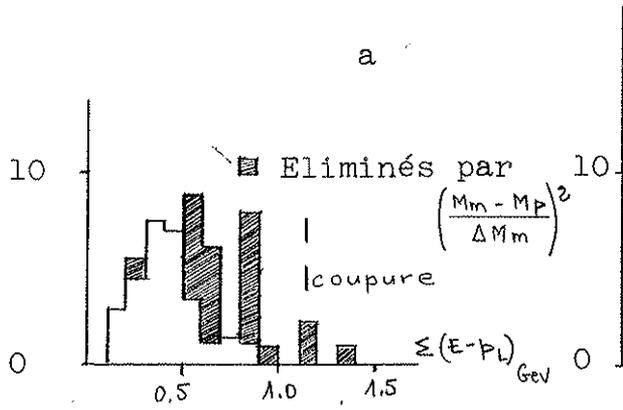
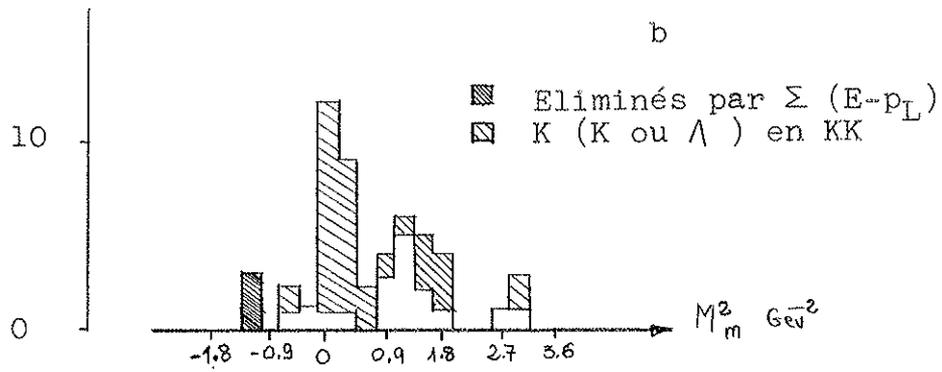
Dans les interactions à baryon mesuré (III-2a, b, c,) une fraction importante des événements correspondent à $Mc \sim M$ et $Mm^2 \sim 0$. 9 événements sont rejetés par le critère sur Mc seul, 1 par le critère sur $\frac{M_m^2}{\Delta M_m^2}$ seul, 9 sont rejetés par les deux critères. La répartition dans chaque histogramme des événements rejetés par l'autre critère et des événements conservés justifie les coupures adoptées. La coupure sur Mc pourrait paraître plus sévère que l'autre coupure (puisque'elle élimine un plus grand nombre d'événements) mais en fait il n'en n'est rien. En effet, l'incertitude de mesure sur $\sum(E_i - P_{Li})$ est faible (on prévoit qu'il y a compensation partielle des erreurs en moments) et seule l'incertitude due au moment de Fermi est importante or son maximum est 200 Mev et sa valeur moyenne 100 Mev. De plus une grande partie des interac-

.../...

Figures III - 2



Figures III - 3



tions se fait sur hydrogène, donc sans moment de Fermi (voir chapitre contamination).

Dans les interactions sans baryon mesuré les histogrammes se présentent de façon assez différente des précédents. La majorité des événements correspond à $M_c < 500$ Mev et la coupure correspondante n'élimine que 2 événements (qui sont également rejetés par l'autre critère). Ceci provient du fait que les baryons étant lents au laboratoire correspondent à un terme $(E - p_L)$ prépondérant parmi les autres particules. Or ici nous n'observons pas le baryon, il s'ensuit un décalage de M_c qui rend ce critère inopérant. L'autre critère rejette 12 événements. Il semble que l'on aurait pu adopter une coupure plus stricte car les événements de la zone -2 à -1 sont en majorité (K^0 ou Λ^0) et l'analyse des V^0 nous a montré que ceux-ci sont pour la plupart des Λ^0 et sont donc étudiés ici avec la mauvaise hypothèse K^0 .

Finalement un nouveau classement des événements s'opère, certaines ambiguïtés sont levées, certains événements sont éliminés. Cependant, il subsiste une contamination d'événements complexes, ou plus de un nucléon a participé. Nous tâcherons plus loin d'évaluer le nombre de tels événements mais nous pouvons prévoir que ce nombre sera faible. Il est difficile d'avoir des critères plus stricts sans éliminer des événements que nous voudrions conserver, les incertitudes de mesure les faisant paraître complexes. Par contre nous verrons que la contamination est actuellement si faible que nous gagnerions peu à le réduire.

On peut maintenant étudier l'histogramme des angles de décomposition des V^0 subsistants (Fig. III-1-b). Hormis un V^0 , tous les cas ambigus (K^0 ou Λ^0) sont dans le dernier intervalle $\cos \phi_K^* > 0,8$. Les autres intervalles ne contiennent que des K^0 et nous pouvons calculer la constante $\frac{dN}{d\cos \phi^*}$ moyenne par intervalle. Il s'agit d'un problème classique d'ajustement où nous avons 9 mesures indépendantes de cette quantité. Le calcul classique fournit le nombre de K^0 par intervalle $11,3 \pm 1,3$ avec $\chi^2 = 7,3$ pour 8 degrés de liberté ($\chi^2 = \sum \left(\frac{n_m - \bar{n}}{\Delta n_m} \right)^2$)
.../...

n_m nombres mesurés d'incertitudes Δn_m , \bar{n} valeur cherchée). Or le dernier intervalle contient $8,1 \pm 3,4 K^\circ$ identifiés par suite les $16,0 \pm 4,7 (K^\circ \text{ ou } \Lambda^\circ)$ se répartissent entre $3,2 \pm 3,6 K^\circ$ et $12,8 \pm 5,9 \Lambda^\circ$.

Nous avons maintenant épuisé toutes les vérifications possibles et nous postulerons que les V° ambigus sont tous des Λ° . Le calcul précédent montre qu'une faible partie de ce que nous appelons Λ° (Λ° identifiés et (K° ou Λ°)) sont des K° . Donc le lot K° est pratiquement complet et le lot Λ° n'est pratiquement pas contaminé.

La contamination de K° dans les Λ° est en fait légèrement surestimée. En effet, les K° ont bien une décomposition isotrope mais il n'en n'est pas de même pour ceux que nous avons conservés. Nous avons éliminé les V° d'angle d'ouverture, au laboratoire, inférieur à 2° et les poids affectés à chaque V° corrigent cet effet vis à vis de la production des V° et non vis-à-vis de leur décomposition. Un petit angle d'ouverture correspond à la fois à une grande énergie et à $\cos \varphi^*$ voisin de ± 1 . Donc les K° éliminés par ce critère non seulement manquent dans les intervalles extrêmes mais encore, grâce aux poids que nous avons affectés, provoquent un renforcement du nombre apparent de K° dans les intervalles intermédiaires, ainsi $\frac{dN}{d \cos \varphi^*}$ pour les K° serait non pas une constante mais serait représenté par une courbe à concavité dirigée vers le bas. L'aspect de la figure III-1-b semble confirmer cette explication. On vérifie aisément que dans ce cas le calcul précédent surestime le nombre de K° présents dans les (K° ou Λ°). Il semble donc bien légitime de négliger cette contamination.

4 - Efficacité de détection

Les K° ou Λ° produits n'ont pas tous été détectés, ceci pour plusieurs raisons : certaines sont indépendantes de la physique que nous voulons étudier et ne nous gênent donc pas, d'autres en sont dépendantes et doivent dans la mesure du possible être corrigées.

..../....

Les V^0 produits peuvent se décomposer en dehors de la chambre ou bien interagir dans le liquide de la chambre. Dans les deux cas nous avons perdu ces V^0 , or cet effet dépend fortement de l'énergie des V^0 et doit donc être corrigé. Ceci a donné lieu au poids de "longueur potentielle".

Les V^0 peuvent se décomposer en particules neutres $K^0 \rightarrow \bar{\nu}^0 + \nu^0$ et $\Lambda^0 \rightarrow N + \bar{\nu}^0$ (ou encore en modes leptoniques) et ainsi échapper à nos critères mais ceci se produit pour une proportion des V^0 définie (rapport de branchement) indépendante de toute quantité physique relative à la production que nous étudions.

Nous avons convenu d'éliminer tout V^0 d'angle (projeté) inférieur à 2° au laboratoire pour éviter un grand nombre d'ambiguïtés (V^0 ou γ) que nous n'aurions pu lever. Cet effet dépend évidemment de l'énergie du V^0 c'est pourquoi nous avons introduit le poids de visibilité.

Enfin les dépouilleurs ont parfois des moments d'inattention et certains V^0 peuvent avoir échappé au scanning. Nous recherchions en fait des paires de V^0 et dès qu'un V^0 était découvert dans une photo l'éventuel second était particulièrement recherché. D'ailleurs toute photo présentant un V^0 isolé a été revue par le physicien dans ce but. L'efficacité de scanning des paires de V^0 a été constatée supérieure à 90%. De plus cette efficacité varie certainement très peu avec les quantités mesurées.

a - Poids de longueur potentielle

La probabilité pour qu'un V^0 de moment fixé se décompose à l'intérieur de la chambre dépend de ce moment et de la longueur disponible, ou "longueur potentielle". Nous avons besoin d'au moins 5cm sur chaque trace pour mesurer les moments et angles des produits de décomposition des V^0 . Nous avons donc imposé que le point de désintégration soit à l'intérieur d'un volume déduit du volume de la chambre en retirant 5cm dans chacune des 6 directions. Par suite la longueur potentielle est la distance, le long de la ligne de vol du V^0 , de l'interaction à la première des faces (du volume défini précédemment) rencontrée.

La longueur moyenne de désintégration est $l_d = \left(\frac{pc}{mc^2} \right) c \tau$,
 p moment et m masse de la particule, τ vie moyenne,
 c vitesse de la lumière, soit encore $l_d = \lambda p$ avec $\lambda_{K^0} = 6,02 \text{ cm}/600/c$

Définissons la longueur moyenne d'interaction l_i . et $\lambda_{K^0} = 6,75 \text{ cm}/600/c$

Nous avons calculé celle-ci à partir de la longueur moyenne d'interaction des π -dans le liquide (8) et des sections efficaces d'interaction des K^0 (moyenne entre K^+ et K^- car on a un mélange de K^0 et de \bar{K}^0) et des Λ^0 (choisie égale à celle des protons). $l_{iK} = 250 \text{ cm}$ et $l_{i\Lambda} = 130 \text{ cm}$. Ces valeurs dépendent un peu de l'énergie du V^0 mais nous verrons que la correction que nous calculons n'est jamais très importante donc un calcul au premier ordre est justifié. (dans la formule finale $\frac{1}{l_i}$ intervient devant $\frac{1}{l_d}$ donc est peu important).

On sait que la probabilité pour qu'une désintégration ait lieu à une distance l , à dl près, est $\pi(l) dl = e^{-l/l_d} d\left(\frac{l}{l_d}\right)$ où $\frac{1}{l_d} = \frac{1}{l_i} + \frac{1}{l_d}$. Or nous observons les désintégrations entre une longueur minimum l_m (que nous avons fixée égale à 0.2 cm) et une longueur maximum l_p (longueur potentielle). Il s'ensuit que nous devons affecter chaque V^0 d'un "poids" égal à l'inverse de la probabilité d'observation.

$$W_p = \frac{l_d / l_i d}{e^{-\frac{l_m}{l_d}} - e^{-\frac{l_p}{l_d}}}$$

Ce poids atteint rarement 1,5 pour nos évènements.

b - Poids de visibilité

Le calcul complet qui permet d'obtenir la probabilité pour qu'un V^0 de moment fixé qui se désintègre en un point de la chambre ait un angle d'ouverture projeté sur les 3 vues inférieur à 2° est long mais nous avons pu le simplifier à l'aide d'approximations justifiées dans un cas de correction. Essentiellement, nous avons supposé que le V^0 est émis à un angle nul au laboratoire (cette correction n'intéresse que les V^0 très énergiques où cette hypothèse est plausible) dans l'axe

.../...

de la chambre et que les Λ^0 se décompose de façon isotrope dans leur centre de masse (voir calcul en annexe). Donnons un exemple numérique d'application de ce calcul :

$$\begin{array}{lll} \text{à } 5 \text{ Gev/c} & (W_V)_{K^0} = 1,03 & (W_V)_{\Lambda^0} = 1,11 \\ \text{à } 10 \text{ Gev/c} & (W_V)_{K^0} = 1,23 & (W_V)_{\Lambda^0} = 1,48 \end{array}$$

c - Poids Total

Chaque paire de V^0 est affectée d'un poids qui est le produit des 4 poids précédents (2 poids de longueur potentielle et 2 poids de visibilité). Ces poids ont été utilisés pour tous les histogrammes présentés et dans tous les calculs d'erreurs qui ont pu en être déduits. Le poids moyen correspondant aux paires $K^0 \bar{K}^0$ est 1,22 ; celui correspondant aux paires $K^0 \Lambda^0$ est 1,44 (seul un évènement a un poids 3).

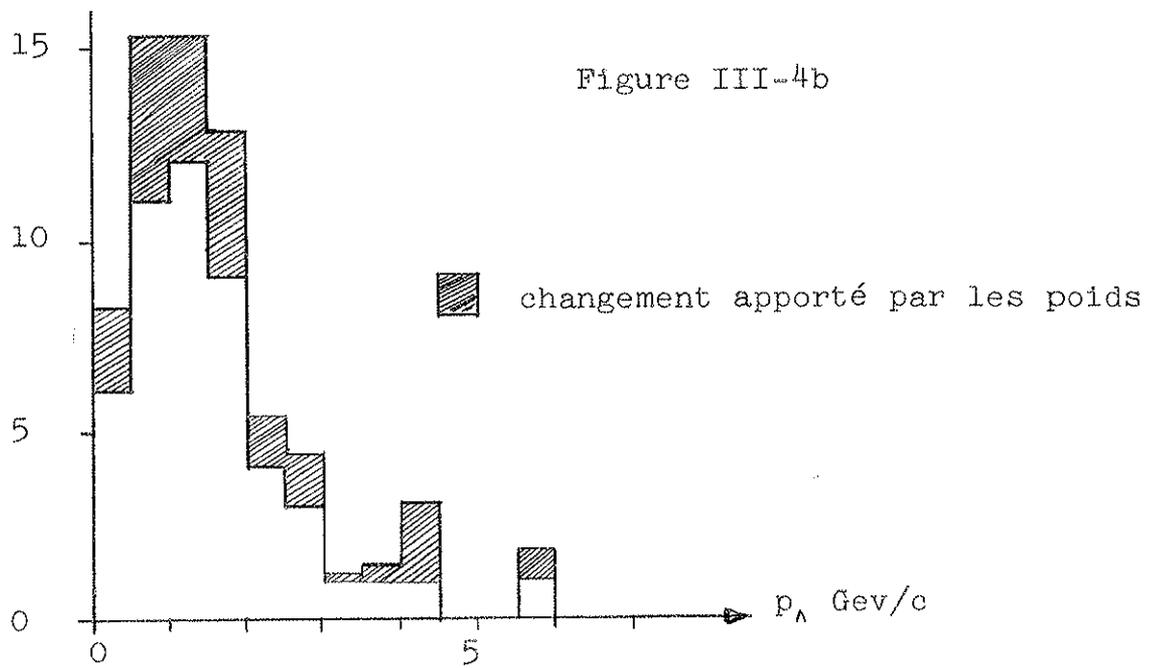
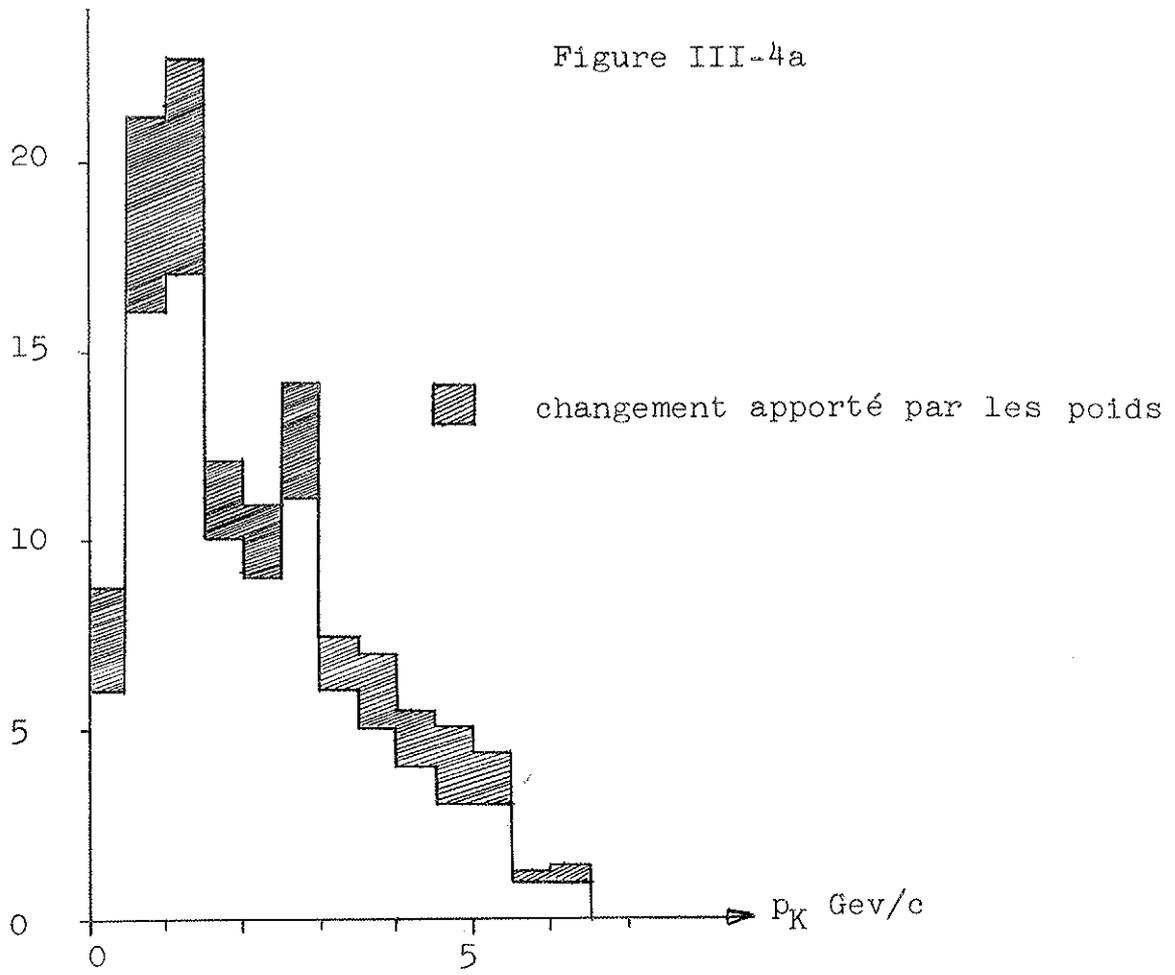
Les figures III-4a et b montrent les histogrammes des moments au laboratoire des K^0 et Λ^0 conservés. Les hachures montrent les corrections introduites par les poids. On constate bien que ces corrections ne sont pas très importantes, même pour les V^0 de moment voisin du maximum cinématiquement possible. On peut donc admettre qu'après corrections l'efficacité de détection est constante et voisine de 100 %.

5 - Etude des γ .

La longueur de radiation de notre mélange est 52cm donc la longueur de matérialisation d'environ $\frac{9}{7} \times 52 \approx 70$ cm. La longueur potentielle est environ de 50cm, cela conduit à une probabilité de matérialisation à l'intérieur de la chambre $1 - e^{-\frac{50}{70}} \sim 0,5$. Ainsi on détecte dans 25% des cas les 2 γ d'un π^0 .

Nous avons voulu tirer le maximum de renseignements de ces interactions c'est pourquoi nous avons essayé, lorsque cela était compatible dans les erreurs, d'ajuster à 0 la masse manquante. Ceci a cependant été fait uniquement lorsque l'énergie (et le moment) manquante est supérieure à 500 Mev afin

.../...



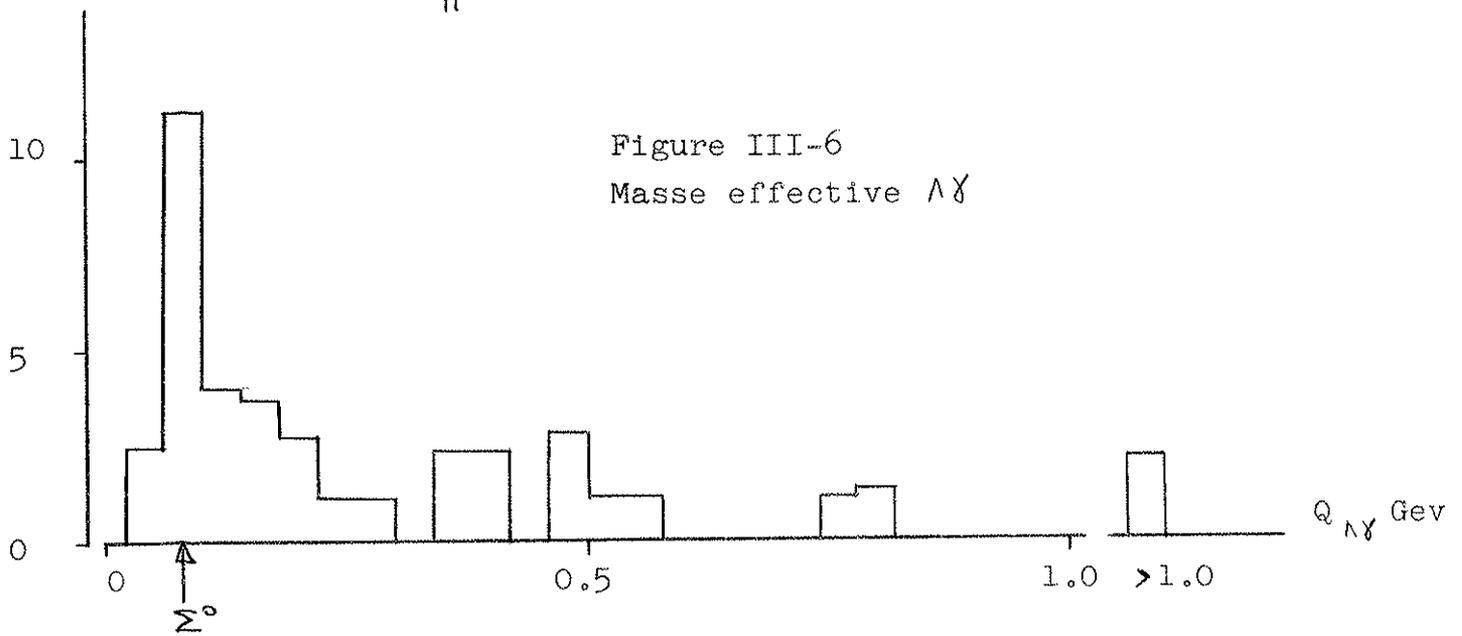
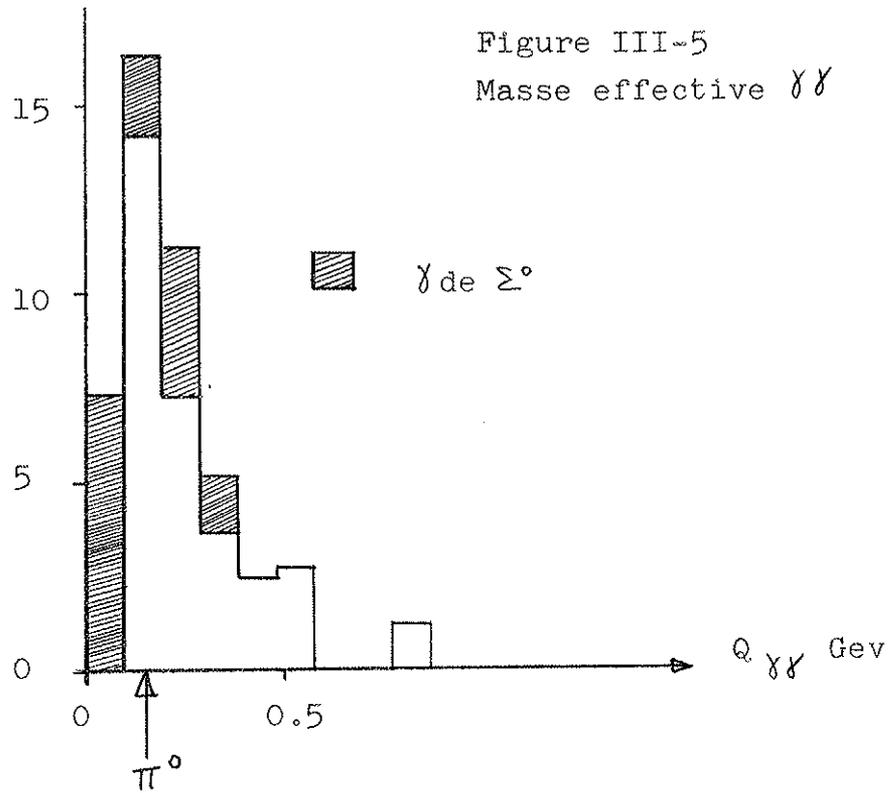
d'avoir une précision raisonnable sur le moment du γ hypothétique. Donc dans les interactions où un baryon est mesuré, si les conditions précédentes sont vérifiées, nous postulons qu'il ne manque qu'un γ (seuls 4 événements vérifient ces conditions). La direction de ce γ est celle du moment manquant et nous avons une mesure du moment de cette particule à partir de l'énergie manquante. Celle-ci est en effet, contrairement au moment manquant, très peu affectée par le moment de Fermi éventuel du nucléon-cible. Remarquons que l'incertitude introduite par celui-ci n'a pas disparu totalement car nous l'avons utilisée pour vérifier que la masse manquante est compatible avec 0. Ainsi le moment de Fermi n'influe que sur la validité de l'hypothèse mais ne nous interdit pas une mesure précise du moment de ce γ . D'ailleurs cette incertitude se retrouve dans la précision avec laquelle les directions du γ sont définies.

Dans les interactions où au moins 2 γ sont mesurés, nous avons calculé les masses effectives $\gamma\gamma$ (figure III-5). Dans les interactions où au moins 1 γ et 1 Λ^0 ont été mesurés nous avons calculé les masses effectives $\Lambda\gamma$ (figure III-6).

La première figure montre un pic aux environs de la masse du π^0 . Les intervalles choisis ont une largeur de 100 Mev car chaque γ est pratiquement toujours bien mesuré en direction mais les incertitudes sur les moments sont souvent très importantes (30 à 50%). La seconde figure par contre montre un pic très net pour la masse du Σ^0 . On peut montrer que l'incertitude sur la masse effective $\Lambda\gamma$ est de la forme $\Delta M_{\Lambda\gamma} \approx (M_{\Lambda\gamma} - M_{\Lambda}) \frac{\Delta P_{\gamma}}{P_{\gamma}}$ soit $\Delta M_{\Lambda\gamma} \approx (76 \text{ Mev}) \times \frac{\Delta P_{\gamma}}{P_{\gamma}}$ au voisinage de la masse du Σ^0 . Ainsi pour une incertitude relative ^{importante} sur le moment du γ , l'incertitude sur $M_{\Lambda\gamma}$ reste petite (nous avons négligé $\frac{\Delta P_{\Lambda}}{P_{\Lambda}}$ car les Λ^0 étant obtenus après un ajustement ce terme est petit devant $\frac{\Delta P_{\gamma}}{P_{\gamma}}$).

Nous appelons π^0 les événements du pic de la première figure ($M_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0} \pm 50 \text{ Mev}$) et Σ^0 les événements du pic de la deuxième figure ($M_{\Lambda\gamma} = m_{\Sigma^0} \pm 20 \text{ Mev}$).

Il reste encore quelques γ non utilisés, soit que plusieurs π^0 aient été émis, soit qu'il n'y ait pas qu'un γ manquant (neutron accompagnant une production $K^0 \bar{K}^0$) soit enfin



qu'ils fassent partie d'un π^0 ou d'un Σ^0 éliminé par nos coupures dans chacun de ces histogrammes.

6 - Lot Final

Tous les tests possibles étant maintenant épuisés nous pouvons classer les événements en diverses catégories :

a - Après l'analyse des V^0 nous avons éliminé les paires de V^0 incompatibles avec une interaction ν^- nucléon (Λ^0 et proton identifiés) et conservé les événements suivants :

19 $K^0 K^0$	
2 $K^0 (K^0 \text{ ou } \bar{\Lambda}^0)$	donc 22 $K^0 \bar{K}^0$
1 $(K^0 \text{ ou } \bar{\Lambda}^0) (K^0 \text{ ou } \bar{\Lambda}^0)$	
34 $K^0 \Lambda^0$	
1 $(K^0 \text{ ou } \bar{\Lambda}^0)$	donc 35 $K^0 \Lambda^0$
24 $K^0 (K^0 \text{ ou } \Lambda^0)$	
2 $(K^0 \text{ ou } \bar{\Lambda}^0) (K^0 \text{ ou } \Lambda^0)$	donc 26 $K^0 (K^0 \text{ ou } \Lambda^0)$
3 $(K^0 \text{ ou } \Lambda^0) \Lambda^0$	
1 $(K^0 \text{ ou } \Lambda^0) (K^0 \text{ ou } \Lambda^0)$	

Au total 87 $V^0 V^0$

b - Après analyse de l'interaction, les critères sur Mm^2 et Mc ont éliminé 18 paires de V^0 et résolu quelques ambiguïtés. Nous obtenons alors, en tenant compte maintenant des poids de chaque V^0

21 $K^0 \bar{K}^0$	soit 25,7 avec poids
12 $K^0 (K^0 \text{ ou } \Lambda^0)$	} 48 $K^0 \Lambda^0$ soit 69,1 avec poids (comprenant moins de 3,2 $K^0 \bar{K}^0$ mal identifiés)
36 $K^0 \Lambda^0$	

./...

c - L'étude des masses effectives $\gamma\gamma$ et $\Lambda\gamma$ a permis d'identifier quelques π^0 et Σ^0 . Nous donnons ci-après les nombres de γ observés et les nombres de π^0 ou Σ^0 déduits des histogrammes correspondants :

$$21 K^0 \bar{K}^0 \left\{ \begin{array}{l} 13 \text{ avec } 0 \gamma \\ 2 \text{ avec } 1 \gamma \\ 5 \text{ avec } 2 \gamma \quad \text{dont } 5 \text{ avec } 1 \pi^0 \\ 1 \text{ avec } 3 \gamma \quad \text{dont } 1 \text{ avec } 1 \pi^0 \end{array} \right.$$

$$48 K^0 \Lambda^0 \left\{ \begin{array}{l} 26 \text{ avec } 0 \gamma \\ 14 \text{ avec } 1 \gamma \quad \text{dont } 4 \text{ avec } 1 \pi^0 \text{ et } 5 \text{ avec } 1 \Sigma^0 \\ 5 \text{ avec } 2 \gamma \quad \text{dont } 1 \pi^0, 2 \Sigma^0, 1 \Sigma^0 \pi^0 \\ 2 \text{ avec } 3 \gamma \quad \text{dont } 1 \pi^0, 1 \Sigma^0 \pi^0 \\ 1 \text{ avec } 4 \gamma \end{array} \right.$$

Remarquons ici que les 9 Σ^0 observés correspondent en appliquant à la fois les poids des V^0 et les poids des γ (nous avons tenu compte de la variation de la longueur de matérialisation avec l'énergie, nous avons utilisé les paires $e^+ e^-$ et les électrons compton, il s'agit donc de la longueur de matérialisation correspondant à ces deux effets) à $24,4 \Sigma^0$. Nous avons par ailleurs observé $69,1 \Lambda^0$. Jusqu'à présent toutes les sections efficaces de production de Λ^0 , à haute énergie, confondaient Λ^0 et Σ^0 . Il est intéressant, puisque nous le pouvons ici, de différencier ces deux phénomènes. Nous avons les relations évidentes $\sigma_{\Sigma^0} = \sigma_{\Lambda\Sigma} \times \frac{24,4}{69,1}$ et $\sigma_{\Lambda^0} = \sigma_{\Lambda\Sigma} \times \frac{44,7}{69,1}$ où $\sigma_{\Lambda\Sigma}$ est la section efficace de production calculée pour l'ensemble Λ^0 et Σ^0 . Il n'est pas question de calculer ici ce terme puisqu'il a fait l'objet d'un travail particulier sur ces photos (8). Si l'on se reporte à ce dernier travail, $\sqrt{\Lambda\Sigma} = 0,53 \pm 0,12 \text{ mb}$ (il s'agit de production $K^0 \Lambda^0$ ou $K^0 \Sigma^0$ et non pas la section efficace totale pour Λ^0 et Σ^0). On en déduit par un calcul d'erreur simple tenant compte des poids :

$$\sqrt{K^0 \Lambda^0} = 0,34 \pm 0,14 \text{ mb}$$

$$\sqrt{K^0 \Sigma^0} = 0,19 \pm 0,08 \text{ mb}$$

$$\frac{\sqrt{K^0 \Sigma^0}}{\sqrt{K^0 \Lambda^0} + \sqrt{K^0 \Sigma^0}} = 0,65 \pm 0,20$$

$\sigma_{K^0 \Xi^0}$ peut être comparée avec $\sigma_{K^0 \Xi^+}$ et $\sigma_{K^0 \Xi^-}$ obtenues dans le travail précité ($\sigma_{K^0 \Xi^-}$ est mesuré et on postule que la multiplicité est suffisamment grande pour que l'application de l'indépendance de charge conduise à $\sigma_{K^0 \Xi^+} = \sigma_{K^0 \Xi^-}$) c'est-à-dire $\sigma_{K^0 \Xi^\pm} = 0,13 \pm 0,13$ mb. De même d'autres études fournissent pour ces sections efficaces $\sigma_{K \Xi^+} = 0,36 \pm 0,06$ mb et $\sigma_{K \Xi^-} = 0,28 \pm 0,05$ mb (20).

Ces derniers chiffres se rapportent à des interactions dans l'hydrogène de τ^- de 16 Gev/c. La chambre correspondante étant assez petite une seule particule étrange était le plus souvent observée par conséquent les sections efficaces de production ΞK^0 et ΞK^+ ne sont pas obtenues de façon séparée.

On déduit de ces comparaisons qu'il n'y a pas d'évidence que l'indépendance de charge appliquée dans ce cas particulier soit infirmée. Les incertitudes de mesure sont cependant suffisamment grandes pour que l'on puisse ne pas attacher un grand poids à ces résultats.

d - Utilisons maintenant toute l'information obtenue après l'étude des particules produites. Nous donnons ci-dessous le classement des évènements suivant tous les modes observés (la notation $K \Lambda \pi^+ \pi^-$ signifie qu'outre les particules observées il manque des particules, dans la plupart des cas une, sur lesquelles il a été impossible, compte tenu des incertitudes, de faire un ajustement; cela comprend également les γ observés qui n'ont pu être ajustés π^0 ou Ξ^0)

- 1 $K^0 \bar{K}^0 N$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 \Lambda b^+ (N)$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 N \pi^0$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 \Lambda b \pi^- (P \text{ ou } N)$
- 3 $K^0 \bar{K}^0 p \pi^-$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 \Lambda b \pi^0 + (N)$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 N \pi^0 +$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 \Lambda b \pi^- + (P \text{ ou } N)$
- 1 $K^0 \bar{K}^0 N \pi^- +$
- 2 $K^0 \bar{K}^0 p \pi^- +$

.../...

$$\begin{array}{l}
 2 \text{ K}^\circ \overline{\text{K}}^\circ \quad \frac{1}{16} \pi^+ \pi^- \quad (N) \\
 21 \text{ K}^\circ \overline{\text{K}}^\circ \quad 1 \text{ K}^\circ \overline{\text{K}}^\circ \quad N \pi^+ \pi^- \\
 3 \text{ K}^\circ \overline{\text{K}}^\circ \quad \frac{1}{16} \pi^+ \pi^- \quad + \quad (N) \\
 2 \text{ K}^\circ \overline{\text{K}}^\circ \quad \frac{1}{16} \pi^+ \pi^- \quad \pi^0 + \quad (N)
 \end{array}$$

$\frac{1}{16}$ signifie nucléon. Cela correspond aux évènements où ni proton ni neutron n'ont été identifiés. Cependant tous les tests que nous avons appliqué nous font prévoir qu'il ne doit rester qu'un petit nombre d'évènements complexes, ceci sera vérifié au chapitre Contamination. Il s'ensuit que la somme des charges des particules émises doit être 0 ou 1 donc la plupart des nucléons inconnus sont des neutrons. (pour qu'un proton n'ait pas été observé il faudrait qu'il corresponde à un parcours très petit donc à un moment inférieur à 200 Mev/c au laboratoire). Les 21 nucléons se répartissent alors en 5P - 14N et 2 (P ou N). Par ailleurs l'étude de la somme des charges des particules émises montre que les identités des nucléons cibles se répartissent en 18P - 1N - 2 (P ou N). Donc dans la majorité des cas l'interaction a lieu sur un proton (voir chapitre contamination) et le nucléon émis est un neutron.

$$\begin{array}{l}
 3 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \\
 7 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ + \quad 2 \text{ K}^\circ \Sigma^\circ + \\
 4 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^\circ \quad 1 \text{ K}^\circ \Sigma^\circ \pi^\circ \\
 2 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^- \\
 2 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^- + \\
 48 \text{ K}^\circ (\Lambda^\circ \text{ ou } \Sigma^\circ) \quad 4 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^- \pi^\circ \\
 7 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \quad 2 \text{ K}^\circ \Sigma^\circ \pi^+ \pi^- \\
 9 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^+ \pi^- + \quad 3 \text{ K}^\circ \Sigma^\circ \pi^+ \pi^- + \\
 \quad 1 \text{ K}^\circ \Sigma^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ \\
 1 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ + \\
 1 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \pi^- + \\
 2 \text{ K}^\circ \Lambda^\circ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- +
 \end{array}$$

L'étude de la somme des charges des particules émises montre que 42 interactions ont lieu sur proton et 6 sur neutron.

.../...

7 - Contamination

Toutes les particules émises n'étant pas nécessairement observées les critères que nous avons adopté pour sélectionner les événements n'ont pu éliminer toutes les interactions complexes. L'analyse des V^0 puis les coupures adoptées pour la masse manquante et la masse de la cible avaient pour but d'éliminer la plupart des interactions complexes subsistantes. Nous allons ici évaluer le nombre de telles interactions qui peuvent cependant rester encore dans le lot d'événements finalement conservés. Nous prévoyons que cette contamination doit être faible aussi pouvons nous faire des approximations grossières.

Nous utilisons des résultats relatifs aux interactions sans particules étranges (8). Dans un lot d'interactions de 6.1 Gev/c où les événements avec protons d'évaporation sont soustraits (en première approximation les protons d'évaporation sont isotropes au laboratoire donc il y a un nombre égal de protons émis vers l'arrière, qui sont certainement des protons d'évaporation, que de protons d'évaporation émis vers l'avant) les nombres d'interactions où la somme des charges des particules émises est -1 , 0 ou $+1$ sont respectivement $128 - 290 - 66$ ($\pm \sqrt{130}$, $\sqrt{326}$, $\sqrt{84}$). Supposons qu'au premier ordre les interactions sur noyaux, sans évaporations, peuvent se représenter phénoménologiquement comme des interactions sur un nucléon ou sur deux nucléons quasi libres (c'est à dire qu'une des particules produites dans la première interaction fait une interaction secondaire à l'intérieur du noyau). Nous représenterons ces interactions par l'identité des nucléons utilisés : N, P, NN, NP, PN, PP. Enfin certaines interactions ont lieu sur l'hydrogène que nous noterons H. Dans le liquide utilisé les noyaux complexes ont avec une bonne approximation des nombres égaux de neutrons et protons, et on peut confondre les sections efficaces d'interactions sur proton et sur neutron. Si donc les notations précédentes représentent des nombres d'événements, nous avons les égalités :

$$N = P \quad NN = NP = PN = PP$$

.../...

Puis les nombres d'évènements à $\Sigma Q = -1, 0, +1$ sont respectivement

$$N + NN, \quad H + P + PN + NP, \quad PP$$

Connaissant ces trois sommes nous pouvons déduire tous les résultats. Cette méthode tirée de l'étude citée plus haut étant rappelée nous allons supposer que les pourcentages d'interactions complexes où un nucléon intervient sont indépendants de la production de particules étranges donc les calculer à partir des chiffres précédents et les appliquer à notre cas.

Le seul nombre dont nous avons besoin est $\frac{N}{NN} = \frac{(\Sigma Q = -1) - (\Sigma Q = +1)}{(\Sigma Q = +1)}$ on en déduit :

$$\frac{N}{NN} = 0,94 \pm 0,27$$

Revenons maintenant aux interactions avec particules étranges. Si nous mélangeons $K^0 \bar{K}^0$ et $K^0 \Lambda^0$ le lot final comprend 49 évènements correspondant à $\Sigma Q = -1$ et 69 correspondant à $\Sigma Q = 0$ (2 $K^0 \bar{K}^0$ douteux entre les 2 catégories ont été mis dans la première, cela donne une limite supérieure de la contamination comme le montreront les calculs ultérieurs). Après le dépouillement les chiffres correspondant étaient 20 et 84 (donc 10 et 24 ont été éliminés par les divers critères). Remarquons que nous connaissons les nombres d'évènements éliminés par défaut car certains ont été éliminés dès le scanning lorsque un proton et un Λ^0 étaient identifiés directement.

Donc, avec les notations précédentes, $NN \gg 10$ et $N \gg 10,3$. Or nous avons conservé 49 évènements dans cette catégorie. La contamination est donc pratiquement nulle. Utilisant $NN = NP = PN = PP$ nous pouvons déterminer ce nombre, par défaut, de façon statistiquement plus précise $NN \gg \frac{10 + 24}{3} = 11,7$ donc $N \gg 11$ à comparer avec 10,3 obtenu précédemment. Il s'ensuit que la meilleure mesure de la contamination que nous avons est 0. Ainsi les évènements se répartissent en

- 10 sur proton quasi-libre
- 19 sur neutron quasi-libre
- 31 sur hydrogène
- 0 sur deux nucléons

.../...

Plusieurs approximations ont été faites dans ce calcul qui ne permettent pas d'affirmer que la contamination est nulle. Tout au moins nous pouvons être certain qu'elle est très petite.

CHAPITRE IV

RESULTATS

1 - Etude des résonances

Nous nous proposons d'étudier la présence de systèmes résonnants dans ces interactions. Pour cela nous traçons l'histogramme des masses effectives correspondantes et nous comptons comparer cette courbe à l'espace de phase où l'on n'introduit pas l'existence de résonances. Une différence statistiquement significative entre les deux courbes peut avoir plusieurs causes, en particulier la production d'une résonance provoque un renforcement de la courbe au voisinage de la masse de la résonance, mais ce n'est pas la seule cause possible. Si cependant on observe ce phénomène au voisinage de la masse d'une résonance connue il est très probable que ceci soit la bonne explication.

Hélas on ne connaît pas l'espace de phase recherché. Ou plutôt, ce que l'on a coutume d'appeler espace de phase représente mal la courbe en dehors de la résonance dans le cas de ces interactions de haute énergie. Comme il n'existe pas actuellement de calcul plus correct que le précédent, nous utiliserons une méthode approchée. On veut, dans un intervalle contenant la masse moyenne de la résonance, soustraire statistiquement les événements représentant le bruit de fond. Nous admettrons que ce nombre est intermédiaire entre les nombres d'évènements dans les intervalles adjacents. Ceci est d'autant plus vrai que les intervalles sont plus étroits.

Si T évènements sont présents dans l'intervalle central et B dans les intervalles adjacents, si k est le rapport entre les largeurs des intervalles centraux et adjacents, le nombre de combinaisons qui entrent dans la résonance est

$$R = (T - kB) \pm \sqrt{T + k^2 B}$$

B varie comme $1/k$ donc finalement

ΔR croît avec k . On est ainsi conduit à choisir l'intervalle central étroit, afin de rendre k petit et afin que le principe même du calcul soit valable qui exige des intervalles étroits. Mais alors on sait que si l'intervalle central est de l'ordre de grandeur de la largeur de la résonance le calcul précédent

est pessimiste. Si l'on représente la résonance par une gaussienne, on peut calculer de façon plus correcte que précédemment

$$R = \frac{T - k B}{1 - (1+k)\alpha + k\beta}$$

où si σ est la largeur de l'intervalle central et Γ la largeur de la résonance (largeur globale, incertitude de mesure comprise), α et β sont fonctions de $\frac{\sigma}{\Gamma}$

$$\alpha = f\left(\frac{\sigma}{\Gamma}\right) \quad \beta = f\left[\left(1 + \frac{1}{k}\right) \frac{\sigma}{\Gamma}\right]$$

$$f(1) = 0,317 \quad f(1,5) = 0,135 \quad f(2) = 0,045 \quad f(\infty) = 0$$

Dès que k est assez petit $\beta \neq 0$. α varie beaucoup avec $\left(\frac{\sigma}{\Gamma}\right)$ aussi doit-on éviter que α soit important car nous savons que nous ne connaissons pas Γ avec une bonne précision donc α n'est pas très bien connu. Nous avons adopté un compromis entre un intervalle large pour que α soit petit et étroit pour que le principe de calcul soit valable. Nous avons ainsi choisi $\frac{\sigma}{\Gamma} = 2$ et $1,5$ respectivement pour K^* et Y_1^* (dans ce dernier cas la faible valeur Q de la résonance limite encore la valeur que nous pouvons donner à σ)

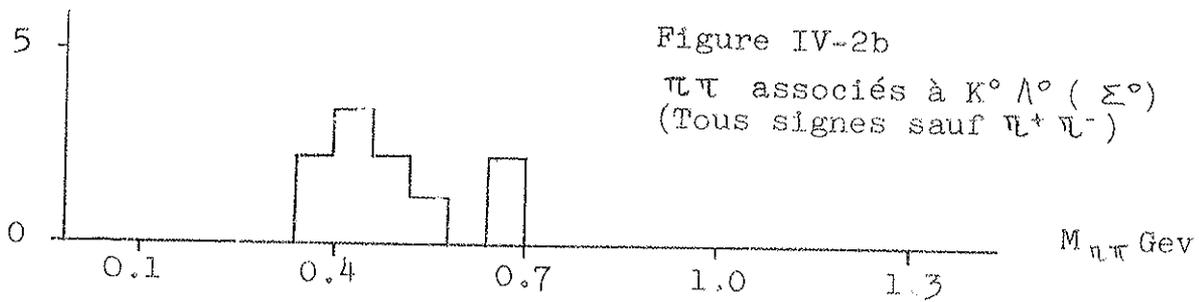
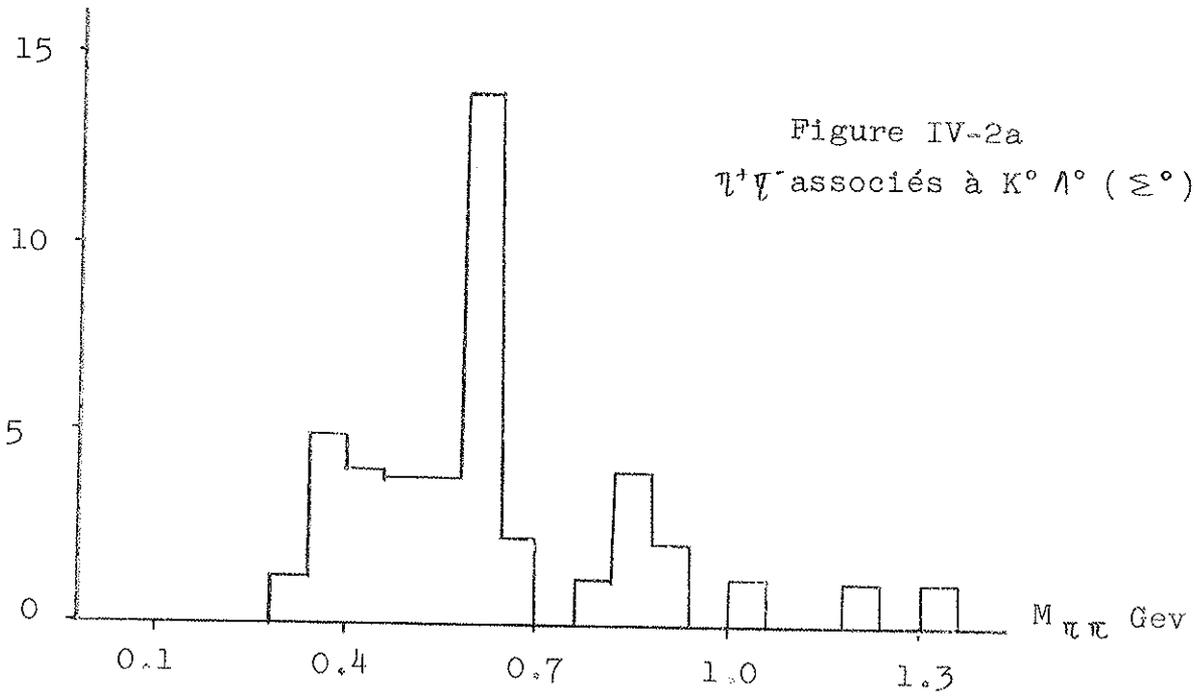
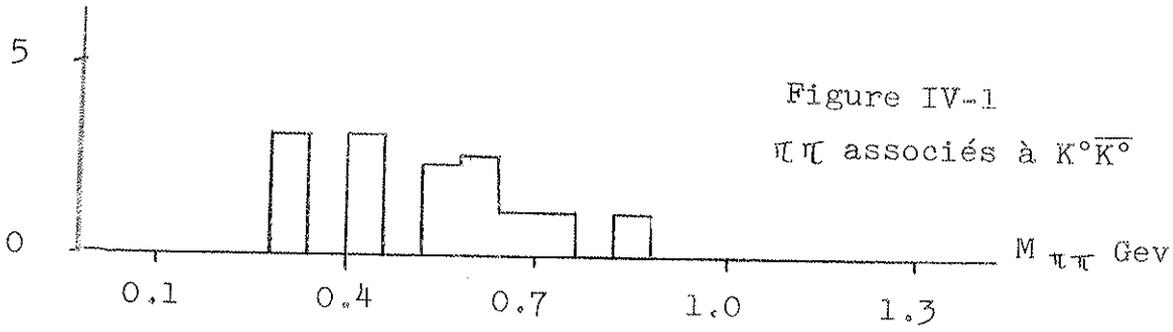
Il n'est pas question que nous puissions affirmer l'existence de résonance non encore découverte. Ceci suppose des statistiques beaucoup plus importantes que celles dont nous disposons et des tests qui nous sont inaccessibles (étude des déphasages). Si par contre une bosse se présente dans un histogramme de masse effective en un point où l'on sait qu'une résonance a déjà été découverte et identifiée nous pouvons pratiquement affirmer qu'il s'agit du même effet donc utiliser les résultats obtenus pour cette résonance.

a) Résonances non étranges

Combinaison $\pi\pi$: La figure IV-1 montre l'histogramme des masses effectives $\pi^+\pi^-$, $\pi^-\pi^0$, $\pi^0\pi^+$. Les statistiques sont trop faibles pour que, même en sommant sur plusieurs états de charges, quelque chose de significatif apparaisse.

.../...

Masses effectives $\pi\pi$



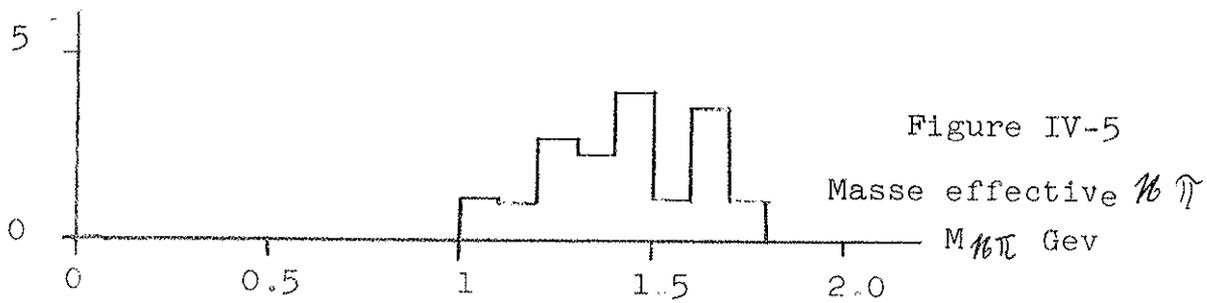
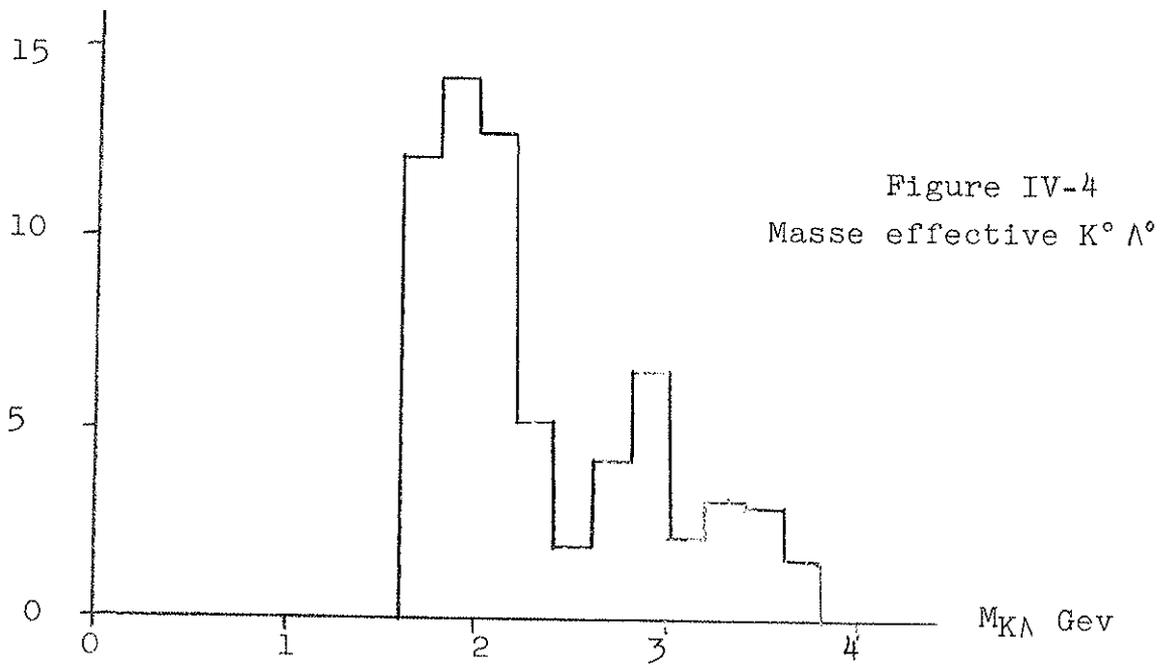
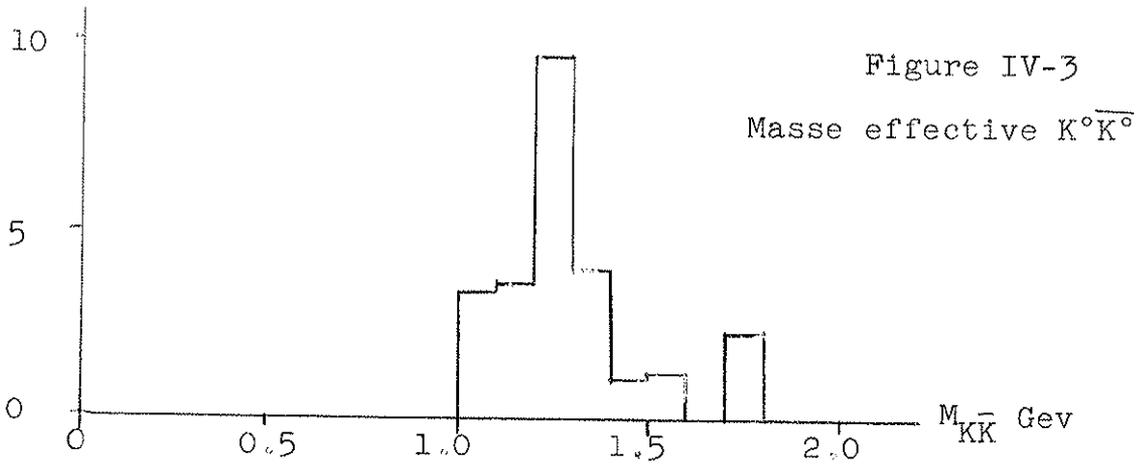
Dans les interactions associées aux paires $K^0 \Lambda^0$ le spectre des masses $\pi^+ \pi^-$ (figure IV-2a) montre un pic net pour une masse d'environ 610 Mev. Jusqu'à présent rien n'a été vu au voisinage de cette masse, aussi nous ne pouvons affirmer qu'il s'agit d'une résonance. Le calcul précédent appliqué ici en faisant $\alpha = \beta = 0$ (c'est à dire largeur faible devant 60 Mev s'il s'agit d'une résonance, s'il n'en est pas ainsi le chiffre obtenu est une mesure par défaut) conduit à $(10,86 \pm 5,15)$ évènements au-dessus du bruit de fond donc 2,11 écarts standards (probabilité d'environ 3,6% pour qu'un effet purement statistique donne lieu à cette configuration).

Les particules ρ et f sont absentes dans ces interactions, ou tout au moins la section efficace de production de ces particules en même temps que les paires $K^0 \bar{K}^0$ et $K^0 \Lambda^0$ est trop petite pour être décelée dans cette expérience. Ceci est apparent pour les dipions associés aux paires $K^0 \bar{K}^0$ (figure IV-1) et pour ceux qui sont associés aux paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ (figures IV-2a pour $\pi^+ \pi^-$ et IV-2b pour les autres états de charge). Si pour l'ensemble de ces interactions on recherche ρ dans l'intervalle 700-800 MeV et f^0 dans l'intervalle 1200-1300 Mev les meilleures estimations que l'on a des nombres d'évènements dans chaque catégorie sont 0 (le procédé de soustraction de bruit de fond conduit même à des nombres négatifs), mais nous pouvons prendre comme résultats extrêmes les nombres absolus d'évènements (sans soustraire le bruit de fond). On trouve

Nombre de ρ	$< 2,4$	Nombre de f	$< 1,2$
------------------	---------	---------------	---------

Combinaisons $K\bar{K}$ et $K\Lambda$: Les histogrammes de moments des paires $K^0 \bar{K}^0$ comparés à ceux des K^0 ou \bar{K}^0 individuels (figures IV-13-c et IV-14-c) montrent que ces particules ont entre elles une forte corrélation. Ceci avait été remarqué aussi bien dans cette expérience (9) que dans d'autres expériences (11 et 20). Si donc on observe l'histogramme des masses effectives $K^0 \bar{K}^0$ (figure IV-3) on constate un pic entre 1200 et 1300 Mev qui correspond (toujours avec $\alpha = \beta = 0$ donc largeur éventuelle faible devant 100 Mev) à $5,72 \pm 3,71$ évènements soit 1,54 écart standard (probabilité de 12% pour qu'il s'agisse d'une malchance statistique.)

.../...



Construit dans les mêmes conditions, l'histogramme des masses effectives $K^0 \Lambda^0$ ne montre aucun effet important (figure IV-4).

Combinaisons $K^0 \pi$: La figure IV-5 montre l'histogramme des masses effectives $K^0 \pi$ pour tous les états de charge. De toutes les résonances $K^0 \pi$ actuellement connues aucune n'apparaît de façon significative, même si l'on trace les histogrammes partiels pour chaque état de charge.

b - Résonances étrangères :

Combinaisons $K \pi$: Les figures IV-6a et b montrent les histogrammes des masses effectives $K^0 \pi^+$ et $K^0 \pi^0$ d'une part, $K^0 \pi^-$ d'autre part. ^{pour les paires $K^0 \pi^0$ (Σ^0)} Il est clair que la résonance K^* de masse 885 Mev apparaît. Nous avons évalué l'incertitude de mesure moyenne sur la masse ($K\pi$) au voisinage de 885 Mev et combiné quadratiquement celle-ci avec la largeur connue de cette résonance pour obtenir la largeur globale (± 38 Mev). L'incertitude de mesure est en fait assez mal connue c'est pourquoi nous avons choisi des intervalles de largeur double de la largeur globale ainsi $\alpha = 0,045$.

Les résultats que fournit le calcul sont :

$$1,49 \pm 2,88 \quad K^0 \pi^0$$

$$14,76 \pm 5,60 \quad K^0 \pi^+$$

soit $16,25 \pm 6,40 \quad K^0 \pi^0$ et $K^0 \pi^+$ donc 2,54 écarts standards probabilité 0,6% pour que ce soit une malchance statistique).

Le nombre d'états résonants dans le mode $K^0 \pi^0$ n'est certainement pas significatif car il est basé sur une faible statistique de π^0 tirée d'évènements à 1% et à 2% et les poids appliqués sont très grands. Cependant il semble certain que le rapport $\frac{(K^0 \pi^0)^*}{(K^0 \pi^+)^*}$ est petit.

L'histogramme des masses effectives ($K^0 \pi^-$) ne montre aucun effet au voisinage du K^* (le calcul appliqué comme précédemment conduit à $-0,21 \pm 4,92$). Ce résultat s'explique aisément si on tient compte du fait que cette résonance a un isospin 1/2 donc ne peut pas se décomposer en $K^0 \pi^-$ (il s'agit ici de K^0 et non de \bar{K}^0).

.../...

Masses effectives $K\pi$

Figure IV-6a
 $K^0 \pi^+$ et $K^0 \pi^0$ associés
à $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$

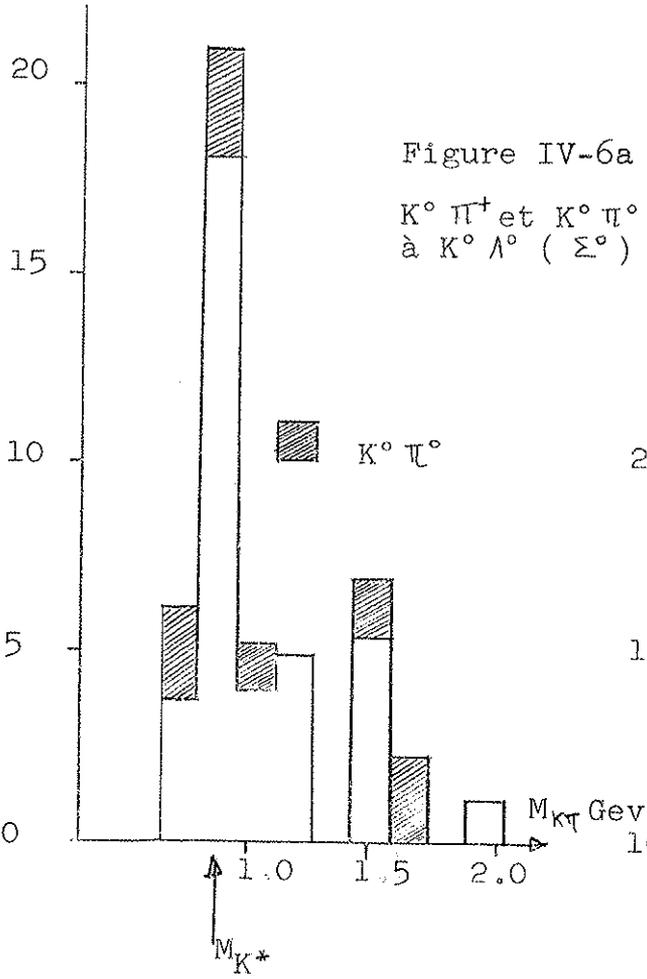


Figure IV-7
 $K\pi$ associés à $K^0 \bar{K}^0$

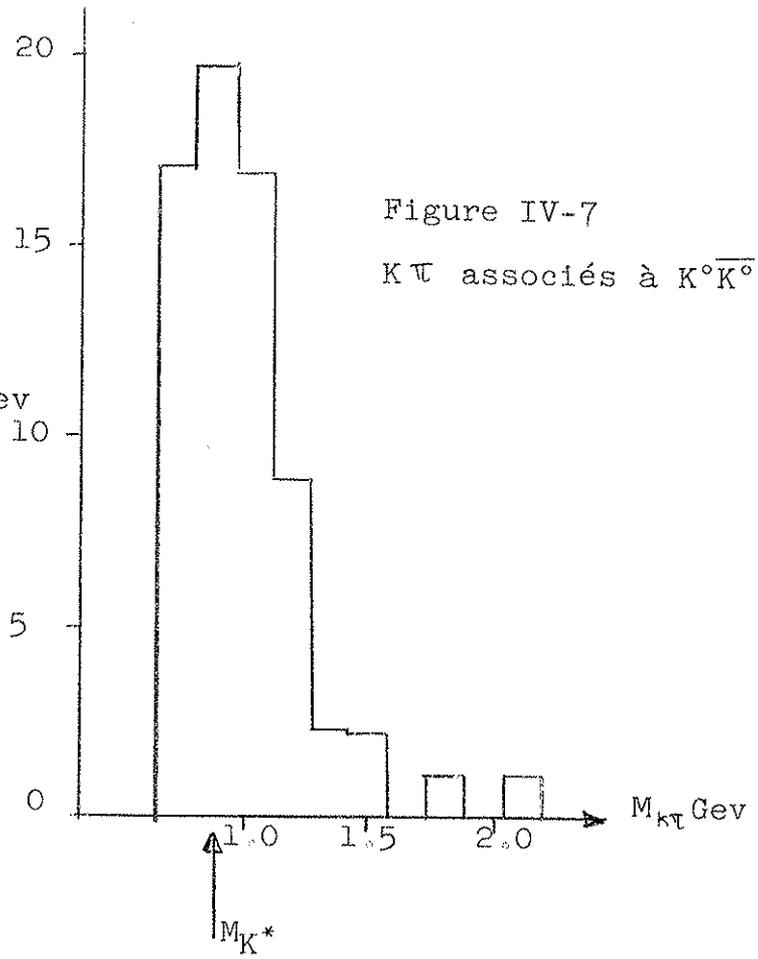
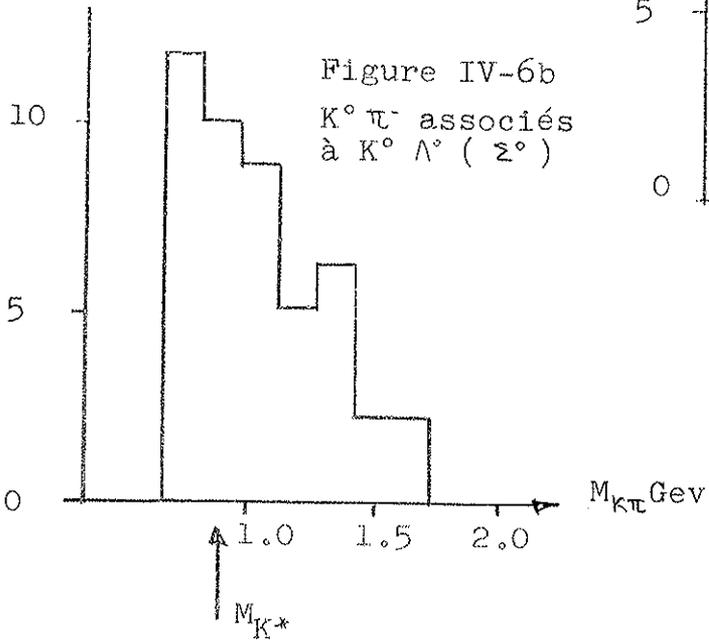


Figure IV-6b
 $K^0 \pi^-$ associés
à $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$



La même étude dans les paires $K^0 \bar{K}^0$ (où les combinaisons avec π^+ , π^- et π^0 sont mélangées puisque l'on ne distingue pas K^0 et \bar{K}^0) conduit au résultat $2,37 \pm 6,35$ (figure IV-7). Il n'y a donc pas une production abondante de K^* dans ces interactions.

Dans aucun des histogrammes de masse $K^0\pi$ n'apparaît d'effet significatif au voisinage de la résonance K^* de masse 730 Mev. Nous avons pour cela réduit les intervalles pour les faibles valeurs Q . Ceci n'est pas particulièrement étonnant car on sait que cette résonance est produite de façon beaucoup moins abondante que l'autre K^* , de masse 885 Mev.

- Combinaison $\Lambda\pi$: Les figures IV-8a, b, c montrent les histogrammes des masses effectives $\Lambda\pi^+$, $\Lambda\pi^-$, $\Lambda\pi^0$. Il semble qu'il y ait une bosse au voisinage de la masse (1385 Mev) de la résonance Y_1^* . Les hachures correspondent aux Λ^0 dont on a vérifié qu'ils proviennent de Σ^0 . Nous avons procédé de la même façon que précédemment pour calculer la largeur globale du pic Y^* (± 36 Mev) mais la valeur Q est trop faible pour que l'on puisse prendre $\frac{\sigma}{\Gamma} = 2$, nous avons donc choisi 1,5. Nous trouvons alors les nombres d'évènements au-dessus du bruit de fond

$$2,10 \pm 4,29 \quad \Lambda^0 \pi^+$$

$$4,42 \pm 4,95 \quad \Lambda^0 \pi^-$$

$$4,19 \pm 3,14 \quad \Lambda^0 \pi^0$$

Soit $10,71 \pm 7,26$ $\Lambda^0\pi^+$, $\Lambda^0\pi^-$ et $\Lambda^0\pi^0$. Cela correspond à 1,48 écart standard (probabilité 13,9% pour que ce soit un effet statistique). Il ne s'agit donc pas d'un effet très important mais nous devons tenir compte de la quantité de Σ^0 qui existent dans ces interactions, dont les Λ^0 de décomposition ne peuvent venir de Y_1^* . Nous verrons plus loin, lorsque nous calculerons les sections efficaces partielles correspondantes, que la production d' Y_1^* n'est pas négligeable, sans être cependant un effet prédominant.

L'histogramme des masses $\Lambda\pi^-$ semble montrer une autre bosse dans l'intervalle 1550 -1660 Mev. Il s'agit peut-être de l'autre Y_1^* (masse probable d'environ 1630 Mev) mais nos

.../...

Masses effectives $\Lambda\pi$

Figure IV-8a $\Lambda^0\pi^+$

 Λ^0 provenant de Σ^0 identifiés

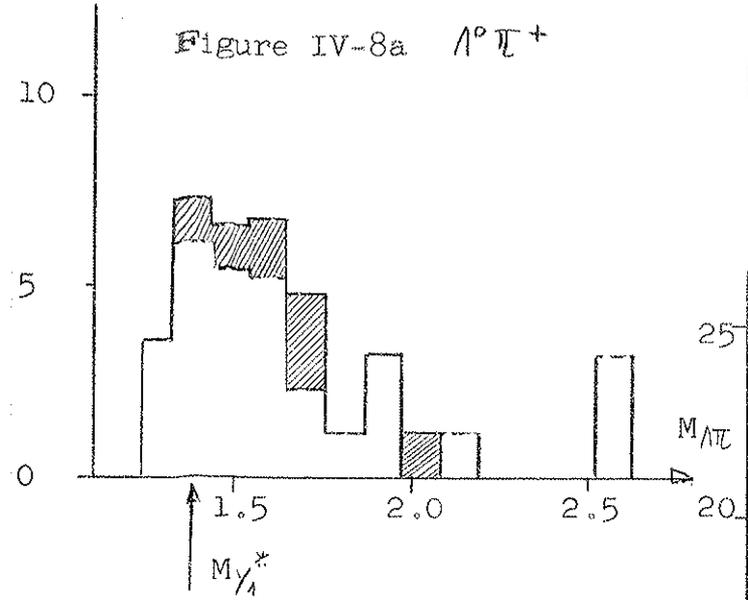


Figure IV-8b $\Lambda^0\pi^-$

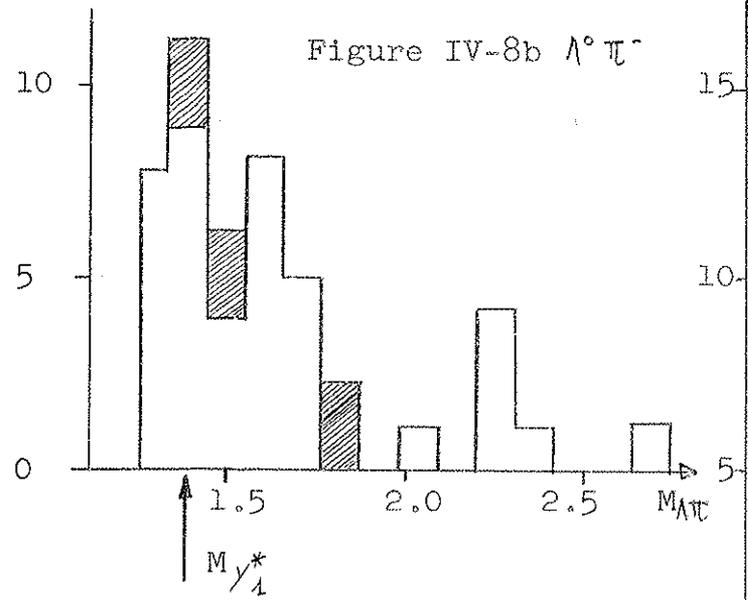


Figure IV-8c $\Lambda^0\pi^0$

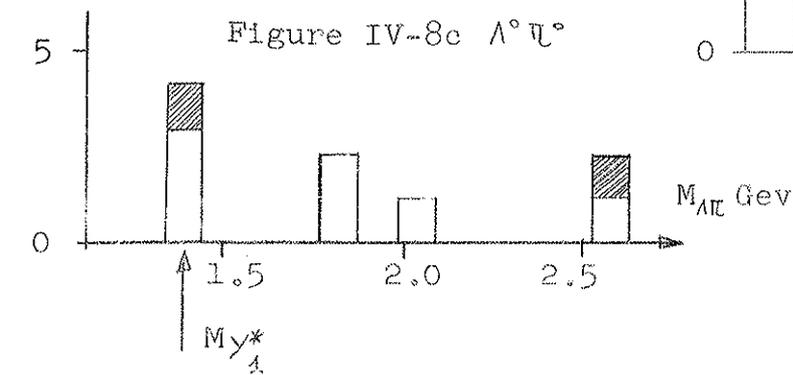
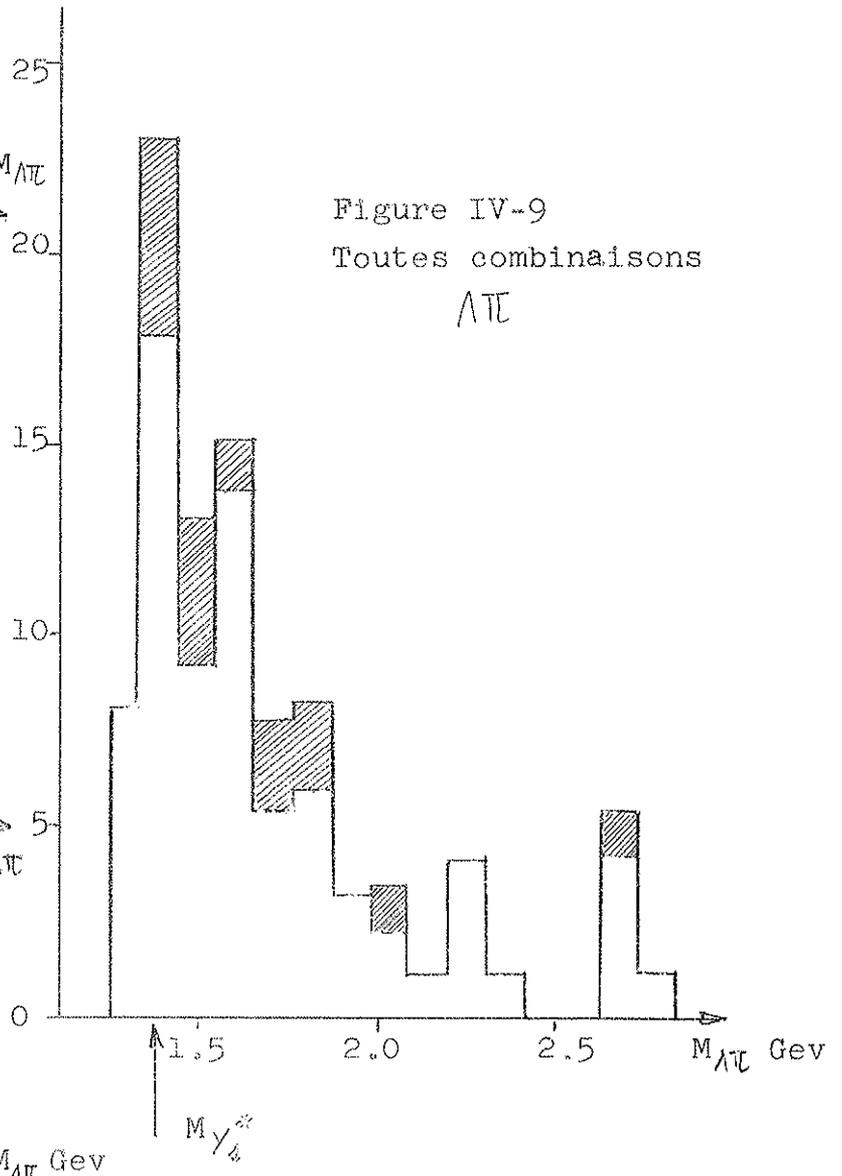


Figure IV-9
Toutes combinaisons
 $\Lambda\pi$



résultats ne sont pas significatifs.

- Combinaisons $\Lambda^0 \pi^+, \Sigma^0 \pi^+, \bar{K}^0 N$: Les figures IV-10 a, b montrent les histogrammes des masses effectives $\Lambda^0 \pi^+ \pi^-$ et $\bar{K}^0 N$ (ces dernières combinaisons dans les paires $K^0 \bar{K}^0$ où un neutron N est mesuré, nous avons évidemment mélangé $K^0 N$ et $\bar{K}^0 N$). La figure IV-10c est la somme des 2 figures précédentes augmentée des combinaisons $\Sigma^0 \pi^0$. Aucune bosse significative n'apparaît au voisinage des masses des résonances Y^0 connues (1405 - 1520 et 1815 Mev).

2 - Etude globale de l'interaction

a - Rappel des résultats relatifs aux V^0

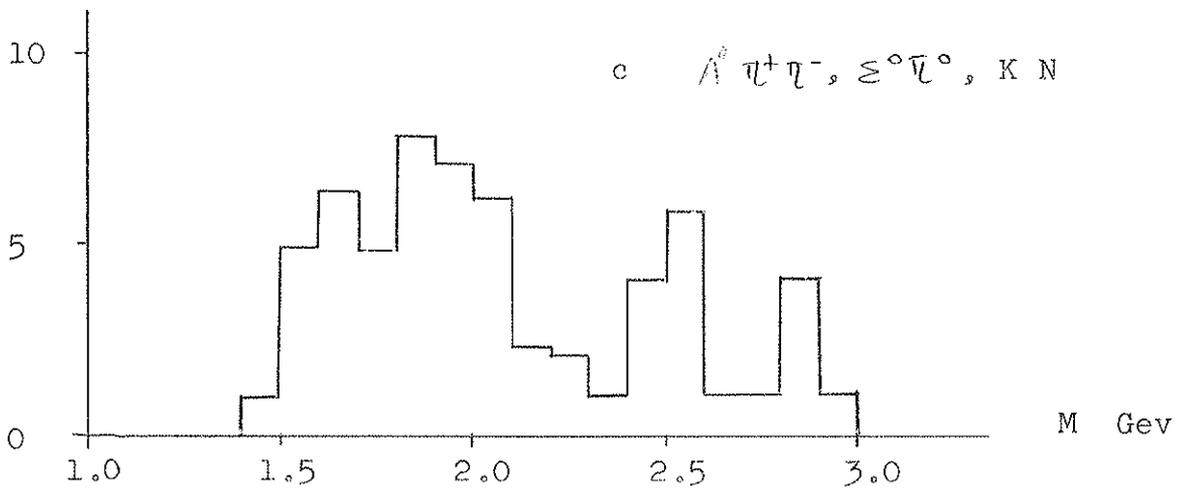
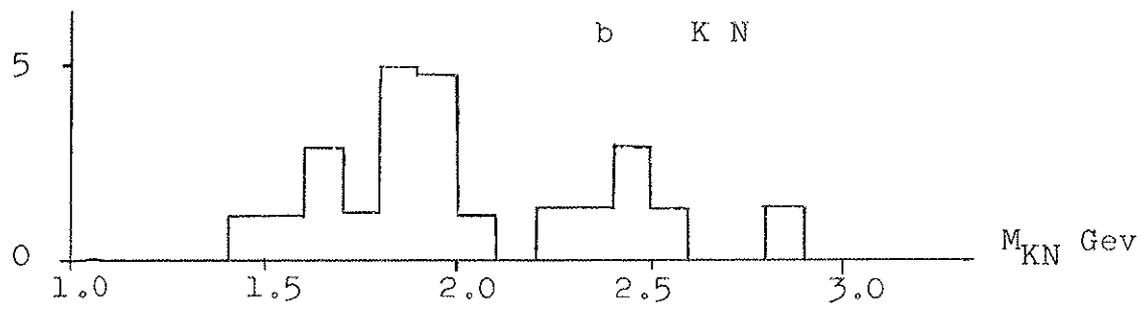
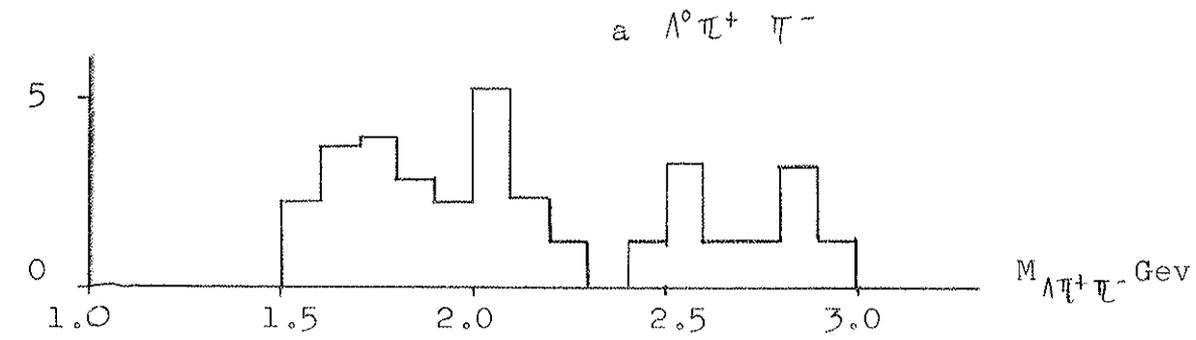
Nous rappelons ici brièvement les résultats déjà publiés (9) relatifs aux paires de V^0 : $K^0 \bar{K}^0$ et $K^0 \Lambda^0$. Les figures IV-11 a, b, c et IV-12 a, b, c montrent ^{les moments} dans le centre de masse, longitudinaux, transverses et totaux des K^0 et Λ^0 de paires $K^0 \Lambda^0$. On retrouve bien les résultats classiques de Λ^0 vers l'arrière et K^0 vers l'avant.

Les figures IV-13 a, b, c montrent les moments dans le centre de masse longitudinaux, transverses et totaux des K^0 de $K^0 \bar{K}^0$. Enfin les figures IV-14 a, b, c sont les histogrammes analogues correspondants aux systèmes $(K^0 \bar{K}^0)$. On retrouve encore des résultats connus, les K^0 , et l'ensemble $(K^0 \bar{K}^0)$, vont vers l'avant. La comparaison des figures IV-13c et IV-14c montre bien la corrélation entre les 2 K^0 .

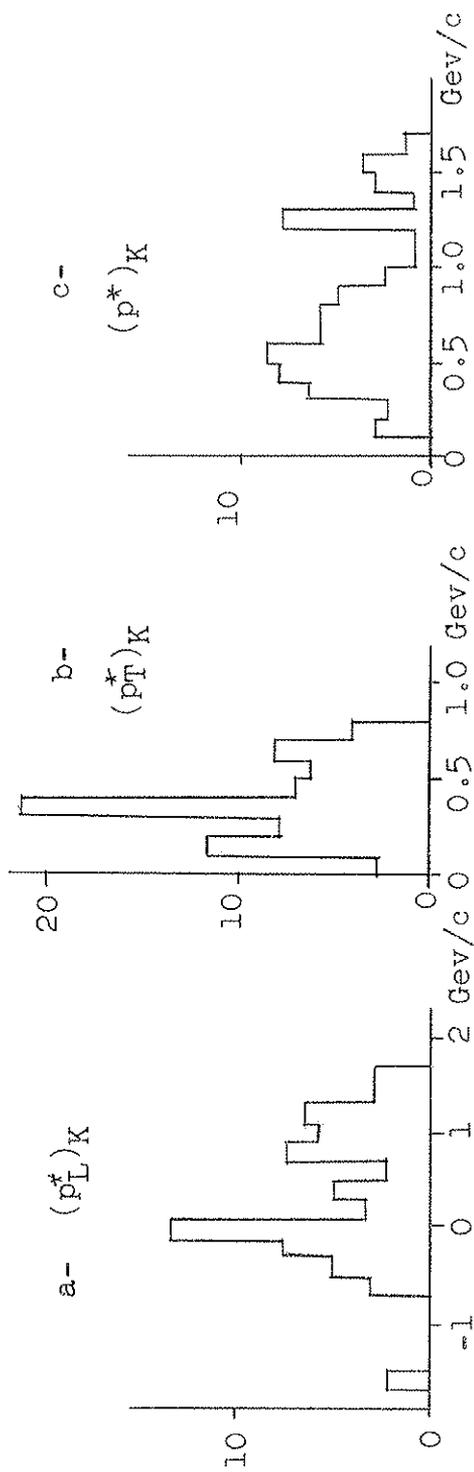
b - Interactions produisant des paires $K^0 \Lambda^0$

Les figures IV-15 -16 et 17 montrent les histogrammes des moments longitudinaux, transverses et totaux (dans le centre de masse) des π^+, π^- et π^0 associés aux paires $K^0 \Lambda^0$. On constate que les histogrammes sont très peu différents quand on considère les divers états de charge des π . Aucun effet important de distribution vers l'avant ou l'arrière n'est présent dans ces courbes, tout au moins cela est beaucoup moins important que pour les V^0 . On trouvera dans le tableau I les valeurs moyennes de ces divers moments. Les π vont très légèrement vers l'avant et on constate l'absence de π^- de moment élevé vers l'avant comme on en trouve dans les interactions

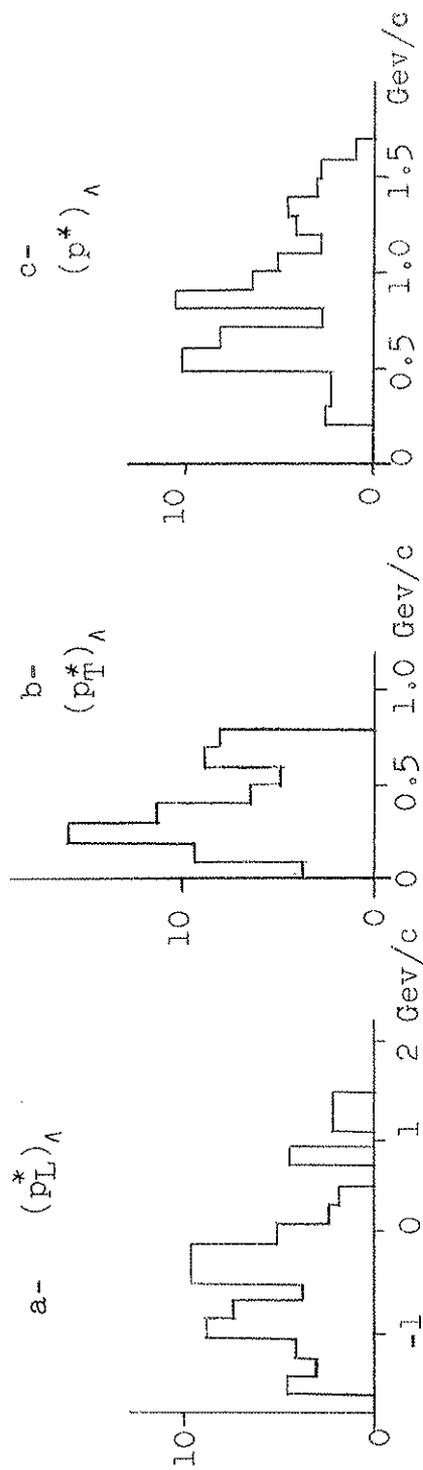
Figures IV - 10



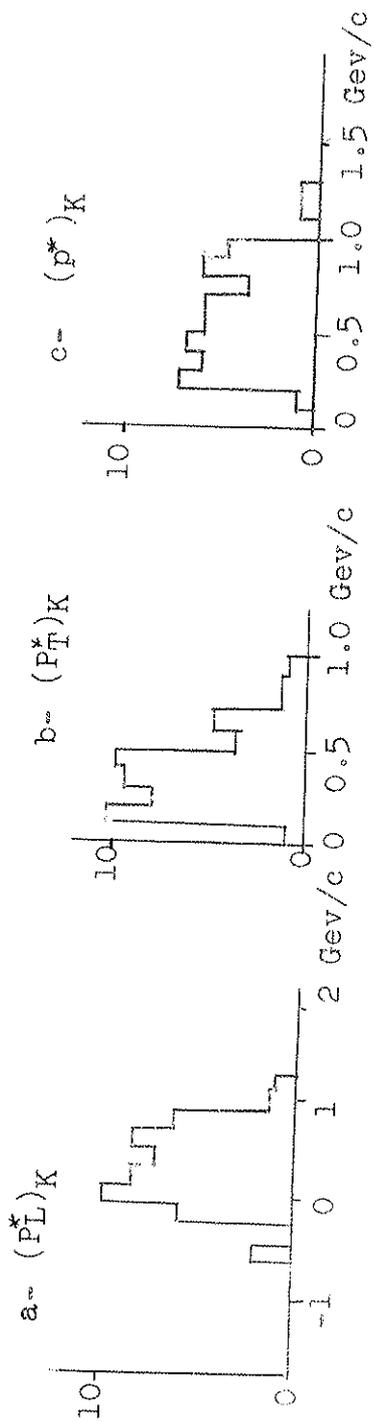
Figures IV-11 - Moments dans le centre de masse des $K^0 \Lambda^0$ des paires $K^0 \Lambda^0$



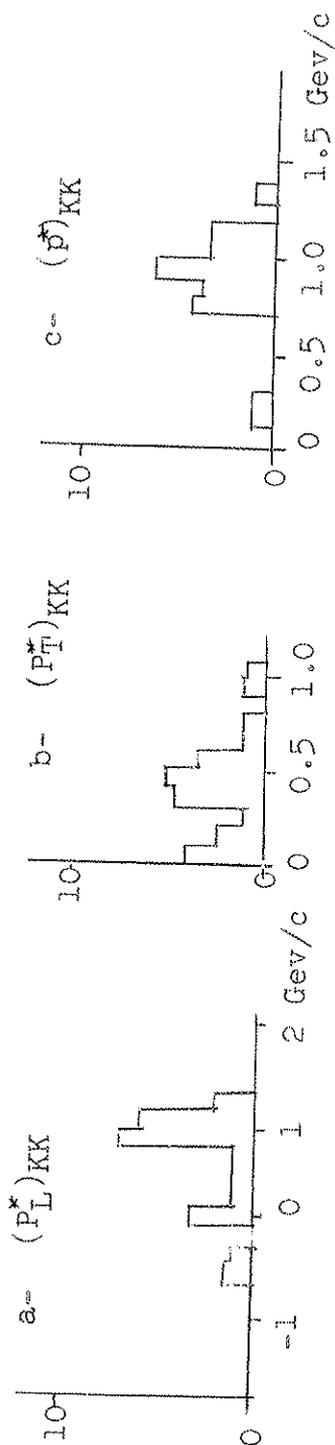
Figures IV-12 - Moments dans le centre de masse des Λ^0 de paires $K^0 \Lambda^0$



Figures IV-13 - Moments dans le centre de masse des K de paires $K^0 \bar{K}^0$

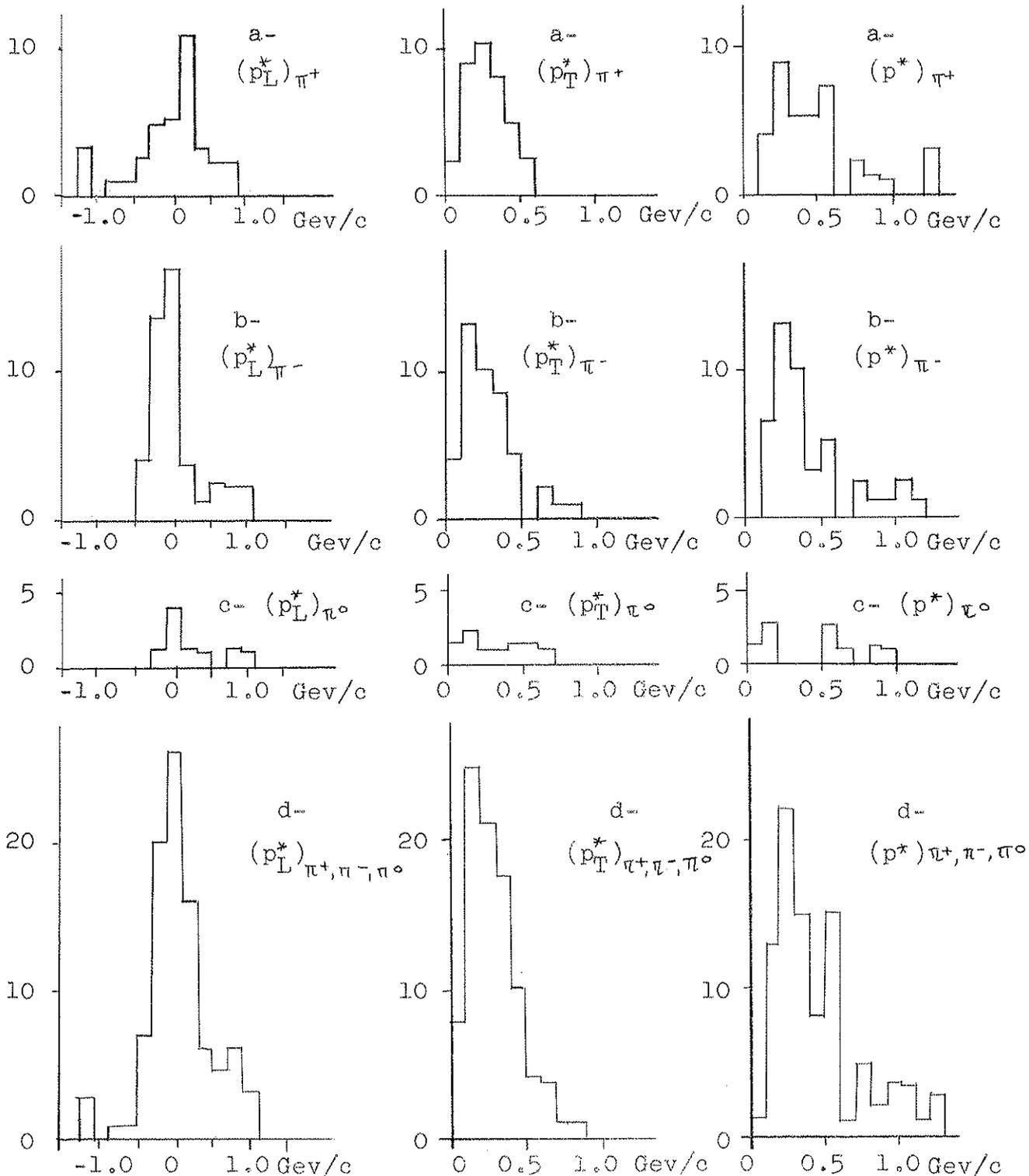


Figures IV-14 - Moments dans le centre de masse des groupes ($K^0 \bar{K}^0$)



Figures IV-15, IV-16, IV-17.

Moments dans le centre de masse des π associés
au paires $K^0 \Lambda^0$



Particule		p_L^*	p_T	p^*
paires $K^0 \Lambda^0$	Σ^0	- 435	460 ± 72	747
	Λ	- 391	384 ± 34	917
	K^0	338	385 ± 28	796
	K^*	320	438 ± 41	791
	π^+	46	292 ± 23	502
	π^-	31	290 ± 31	426
	π^0	258	327 ± 64	501
	γ	85	190 ± 30	268
paires $K^0 \bar{K}^0$	$(K^0 \bar{K}^0)$	515	425	878
	\bar{K}^0	- 669	377 ± 57	879
	K^0	258	386 ± 31	571
	π^+	- 48	238 ± 33	287
	π^-	- 20	284 ± 39	401
	π^0	- 133	258 ± 53	381
	γ	- 56	133 ± 49	190

Tableau I

Valeurs moyennes des moments au centre de masse

de π^- de haute énergie sans production de particules étranges (21).

Les figures IV- 21 a, b, c montrent les mêmes histogrammes de moment pour les Υ associés aux paires $K^0 \Lambda^0$. On observe, dans l'histogramme des moments totaux, un pic entre 50 et 100 Mev/c qui correspond à la présence simultanée de π^0 et de Σ^0 . En effet le spectre des moments des Υ issus de la décomposition en 2 corps ($\Upsilon \rightarrow X$) d'une particule présente dans un système de référence quelconque un pic au voisinage du moment du Υ dans le centre de masse de la particule (cette affirmation suppose que la décomposition est isotrope). Or π^0 et Σ^0 correspondent dans leur centre de masse, à des moments de Υ respectivement de 67,5 et 74,5 Mev/c. Il se présente un autre pic entre 250 et 300 Mev/c qui n'est pas statistiquement significatif mais on peut remarquer que dans les mêmes conditions un pic a été observé au même endroit qui, lui, semblait plus significatif (22). Ce pic semble également présent dans les photos dont nous disposons mais *quand* on étudie les interactions sans particules étranges. Ce travail n'est pas terminé actuellement.

Les figures IV-23 a, b, c montrent les mêmes histogrammes pour les groupements ($K^0 \pi^+$) et ($K^0 \pi^0$) dont la masse est voisine de celle du K^* . Rien de particulier n'apparaît, les K^* sont émis comme les K^0 vers l'avant mais de façon moins prononcée. Ceci se conçoit puisque les π sont à peu près au repos dans le centre de masse, ou tout au moins leur moment longitudinal est petit. Nous ne pouvons obtenir les histogrammes en moment correspondant aux Y^* car l'histogramme des masses $\Lambda \pi$ montre que si l'on choisit les événements dans l'intervalle correspondant à la masse de l' Y^* (comme on l'a fait pour les K^*) il y a une grande contamination de combinaisons $\Lambda \pi$ qui ne sont pas des Y^* .

La figure IV-24 montre l'histogramme des moments de transfert au baryon ($\Delta^2 = (E_p - E_B)^2 - (\vec{p}_p - \vec{p}_B)^2$ P pour le proton cible, B pour le baryon, Λ^0 dans la majorité des cas, Σ^0 lorsqu'une telle particule a été identifiée à l'aide du Υ associé au Λ^0). Le maximum de la courbe se trouve entre

.../...

Figure IV-21

Moments dans le centre de masse des γ associés
aux paires $K^0 \Lambda^0$

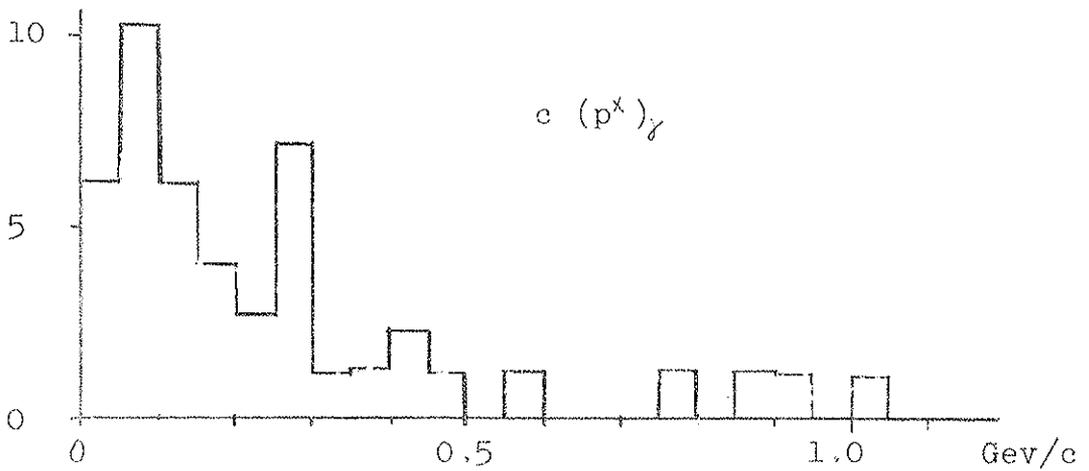
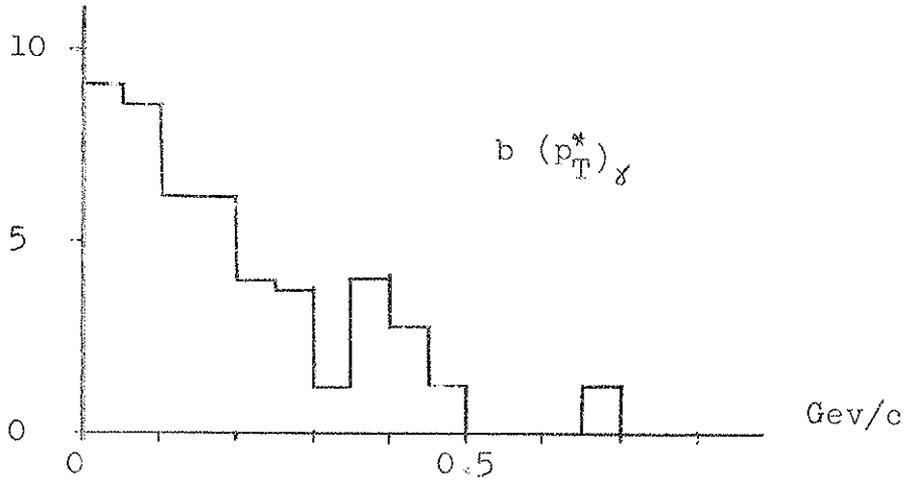
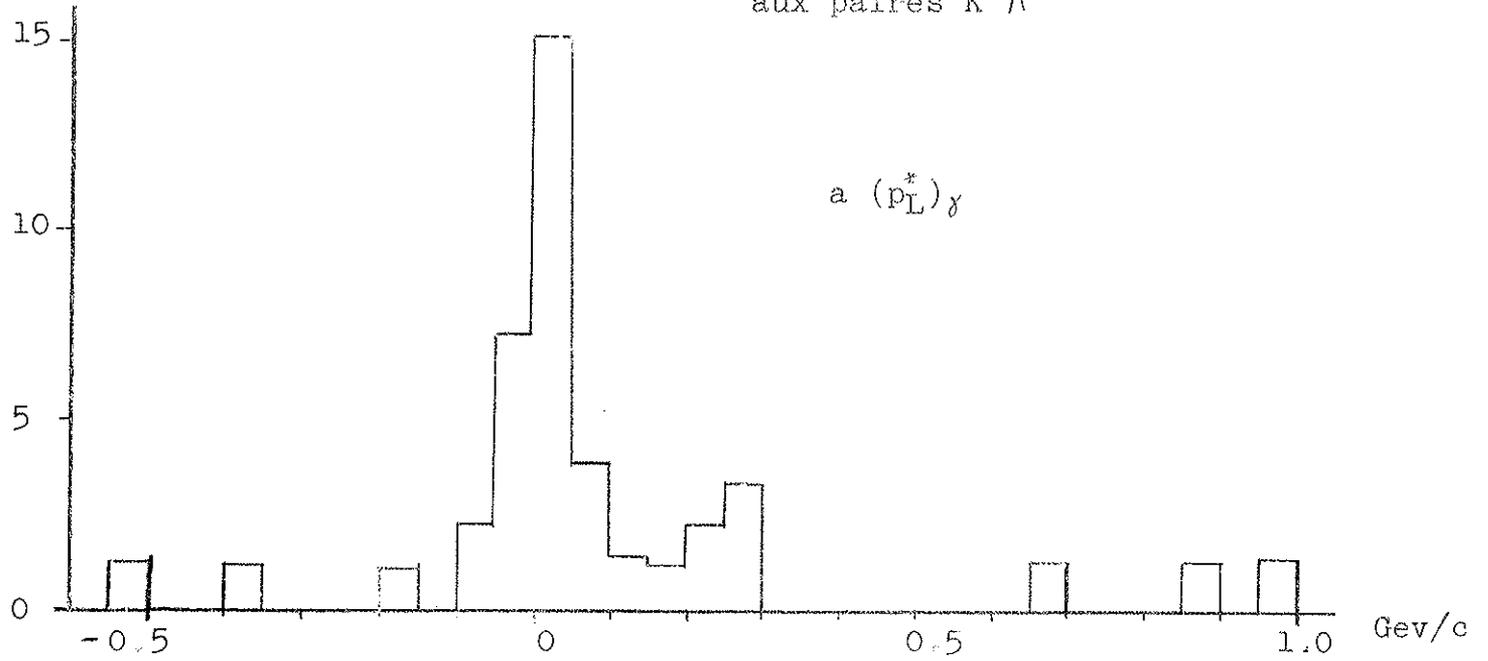


Figure IV-24

Moment de transfert à l'hypéron

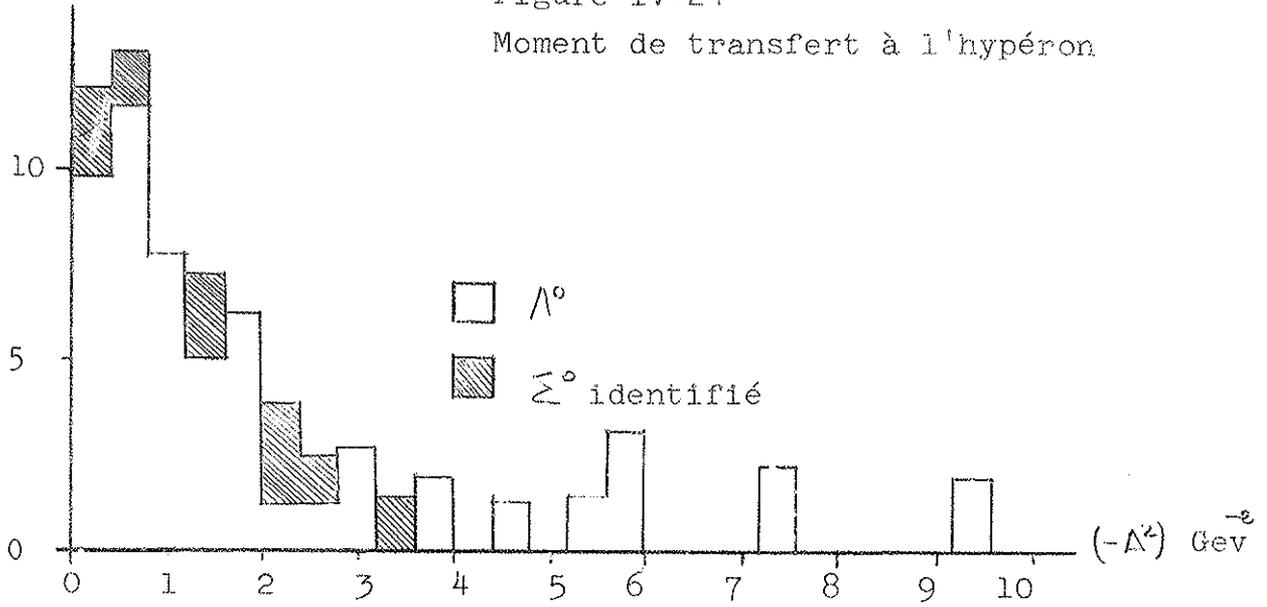
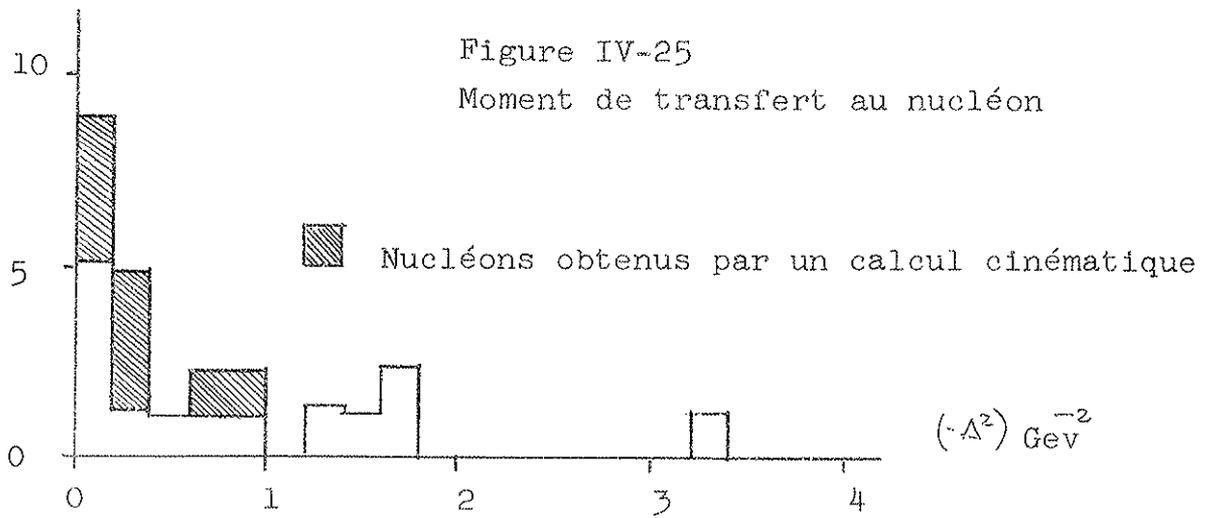


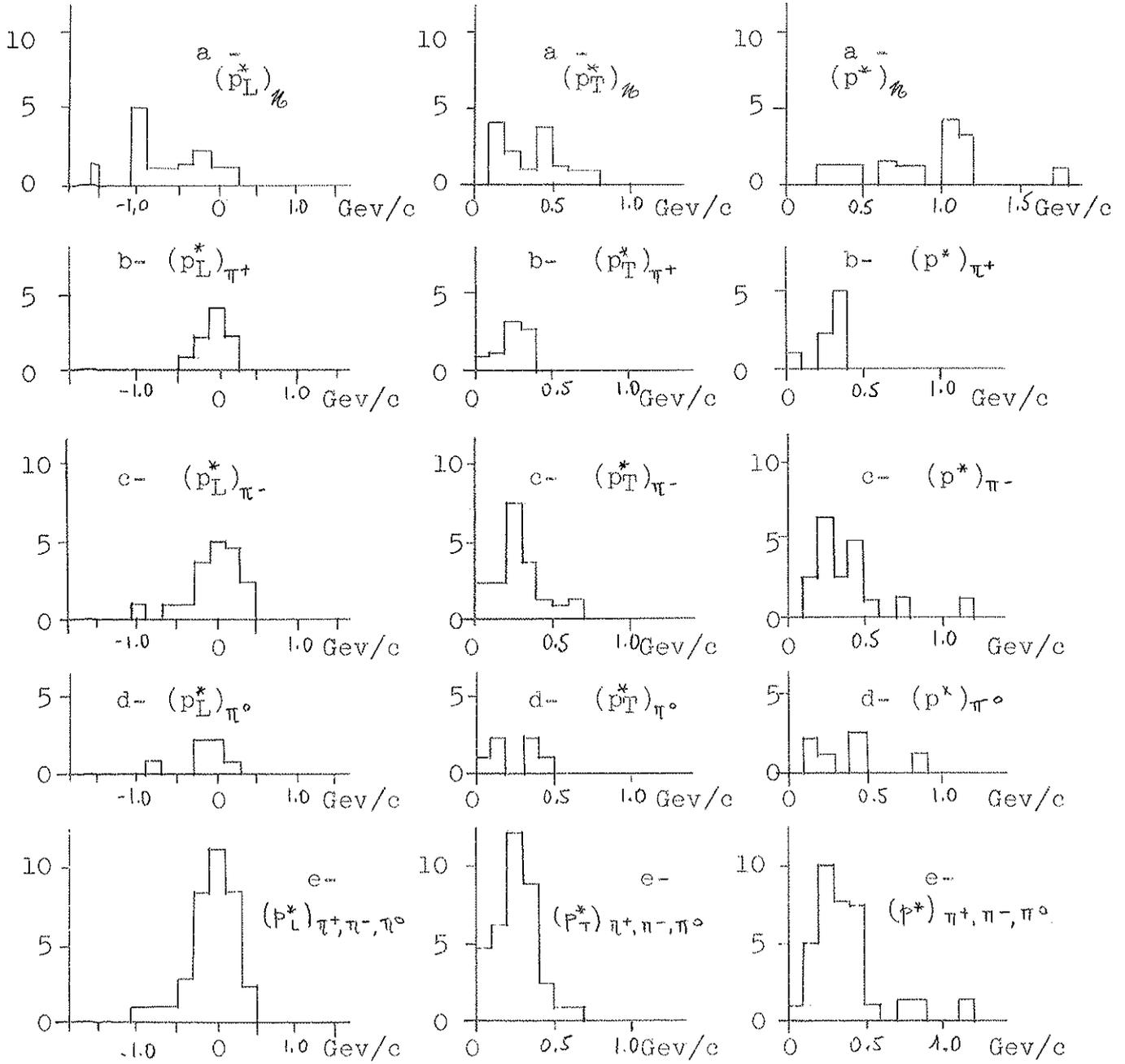
Figure IV-25

Moment de transfert au nucléon



Figures IV-18, IV-19, IV-20

Moments dans le centre de masse des nucléons et π associés
au paires $K^0 \bar{K}^0$



$\Delta^2 = - 0,8 \text{ Gev}^{-2}$ et $\Delta^2 \sim 0$ (pour des raisons purement cinématiques Δ^2 est négatif et est limité à environ $- 0,01 \text{ Gev}^{-2}$). Nous ne pouvons réduire les intervalles, car les incertitudes statistiques seraient trop grandes. Notons que l'erreur de mesure sur Δ^2 varie rapidement avec cette quantité. En effet au laboratoire $\Delta^2 = M_P^2 + M_\Lambda^2 - 2M_P E_\Lambda$ et $\Delta(\Delta^2) = 2M_P \frac{P_\Lambda^2}{E_\Lambda} \left(\frac{\Delta P_\Lambda}{P_\Lambda} \right)$ or $\left(\frac{\Delta P_\Lambda}{P_\Lambda} \right) \sim 5\%$ est un bon ordre de grandeur.

On en déduit :

$$\begin{aligned} \text{à } p_\Lambda \sim 0,3 \text{ Gev/c, } \Delta^2 \sim - 0,18 \text{ Gev}^{-2}, \Delta(\Delta^2) \sim 0,007 \text{ Gev}^{-2} \\ \text{à } p_\Lambda \sim 1 \text{ Gev/c, } \Delta^2 \sim - 0,70 \text{ Gev}^{-2}, \Delta(\Delta^2) \sim 0,06 \text{ Gev}^{-2} \end{aligned}$$

c - Interactions produisant des paires $K^0 \bar{K}^0$

Les figures IV-18 - 19 - 20 montrent les histogrammes des moments longitudinaux, transverses et totaux (dans le centre de masse) des nucléons et π associés aux paires $K^0 \bar{K}^0$. On constate que les nucléons vont très nettement vers l'arrière, comme le laissent supposer les calculs déduits des informations relatives aux seuls V^0 (2). Nous n'avons pas détecté tous les nucléons mais dans la majorité des cas, la somme des charges des particules observées est 0. Par suite les nucléons non détectés ne peuvent qu'être des neutrons (la contamination en interactions complexes est faible). Nous n'avons donc pas perdu de protons lents au laboratoire comme nous pourrions le craindre puisque nous ne pouvons pas détecter un proton de moment inférieur à 150 Mev/c. Le spectre des nucléons observés (ou déduits par le calcul quand il ne manque qu'un neutron) doit donc assez correctement représenter le spectre des nucléons émis, aux erreurs statistiques près.

Comme précédemment, les spectres en moment longitudinal, transverses et totaux sont analogues pour les trois états de charge des π .

Les figures IV-22 a, b, c représentent les histogrammes des moments des χ . Ils sont analogues à ceux que l'on observait dans les interactions où sont produites des paires $K^0 \Lambda^0$. Le pic qui apparaissait dans les moments totaux aux environs de 250 Mev/c n'était déjà pas très significatif, aussi les χ mesurés ici étant en nombre plus faible nous ne

pouvons

tirer aucune conclusion de l'apparente absence de ce pic.

La figure IV-25 montre l'histogramme des moments de transfert au baryon Δ^2 calculé comme pour les paires $K^0 \Lambda^0$. Pour les interactions où le nucléon n'a pas pu être mesuré, nous avons déduit du moment et de l'énergie manquants le moment maximum du nucléon au laboratoire (ce qui donne une limite supérieure de $-\Delta^2$). Ce sont les événements hachurés dans l'histogramme. On constate ainsi que le transfert au baryon est en moyenne plus faible pour les paires $K^0 \bar{K}^0$ (maximum inférieur à $0,2 \text{ GeV}^2$) que pour les paires $K^0 \Lambda^0$ (≤ 0). Nos faibles statistiques ne nous permettent pas de réduire les intervalles pour déterminer ce maximum de façon plus précise.

CHAPITRE V

DISCUSSION

Nous comptons ici présenter d'abord quelques chiffres tirés de l'étude des résonances puis donner quelques idées que l'étude des histogrammes que nous venons de présenter peut suggérer.

1 - Sections efficaces de production des résonances

Nous supposons connues les sections efficaces de production de paires de V^0 et utiliserons les valeurs déduites de l'étude de ces photos (8). $\sigma_{K^0 \Lambda^0} + \sigma_{K^0 \Sigma^0} = (0,53 \pm 0,12)$ mb
 $\sigma_{K^0 \bar{K}^0} = (0,51 \pm 0,16)$ mb. Les hypothèses faites pour obtenir ces résultats sont que K_1^0 et K_2^0 sont également probables d'une part, les rapports de branchement entre mode chargé et tous les modes sont pour les K_1^0 et les Λ^0 respectivement $1/3$ et $2/3$; d'autre part, utilisant les poids de visibilité et la 2ème hypothèse on obtient les nombres de $K_1^0 \Lambda^0$ et $K_1^0 K_1^0$ produits. Puis à l'aide de la 1ère hypothèse on passe aux nombres de $K^0 \Lambda^0$ et $K^0 \bar{K}^0$ produits. Remarquons que si la 2ème hypothèse n'est pas contestable, la 1ère peut l'être quand on l'applique aux $K^0 \bar{K}^0$. On suppose en effet que $K_1^0 K_1^0 - K_1^0 K_2^0 - K_2^0 K_1^0 - K_2^0 K_2^0$ sont également probables, or si une résonance $K^0 \bar{K}^0$ existe elle ne peut apparaître que selon 2 des 4 voies précédentes. Ainsi la résonance $\psi^0 \rightarrow K_1^0 + K_2^0$ qui semble assez bien établie maintenant, et peut-être une résonance du système $K_1^0 K_1^0$ que semble suggérer notre étude ainsi que les résultats obtenus dans d'autres expériences. Ce dernier cas est certainement sujet à caution mais le premier subsiste.

a - K^*

Nous avons vu que $(14,76 \pm 5,60) K^0 \pi^+$ et $(1,49 \pm 2,88) K^0 \pi^0$ apparaissent sous la forme de K^* de masse 885 Mev (± 25 Mev de largeur naturelle) parmi les $(69,15 \pm 10,0)$ interactions où sont produites des paires $K^0 \Lambda^0$ et $K^0 \Sigma^0$. On en déduit les sections efficaces ^{de production} correspondantes :

$$\sigma_{K^*} \rightarrow K^0 \pi^+ = (0,11 \pm 0,05) \text{ mb}$$

$$\sigma_{K^*} \rightarrow K^0 \pi^0 = (0,01 \pm 0,02) \text{ mb}$$

.../...

Le deuxième chiffre n'est pas très significatif. Le calcul d'erreur a été mené de la façon habituelle mais il est basé sur un très petit nombre d'évènements affectés de grands poids. Les π^0 utilisés étaient obtenus à partir de la mesure de 2γ ou bien de la mesure de 1γ , l'autre γ étant déduit de l'étude de la masse manquante. Nous avons donc 2 mesures indépendantes des nombres d'évènements dans l'intervalle contenant la masse du K^* et dans les intervalles voisins à partir des π^0 tirés de la mesure de 2γ ou de 1γ . Le nombre de $(K^0 \pi^0)$ est obtenu à partir de la moyenne pondérée de ces deux mesures. Le calcul est donc en principe correct mais les très petites statistiques et ces grands poids donnent à penser que l'incertitude finalement obtenue doit avoir un rapport lointain avec un écart standard. Tout ceci a été montré afin de prouver que nous ne pouvons raisonnablement accorder une grande confiance à la grande différence de production $(K^0 \pi^0)$ par rapport à $(K^0 \pi^+)$.

Notons encore que si l'on exprime ces résultats sous une autre forme, en se limitant aux $(K^0 \pi^+)$, les pourcentages de combinaisons résonnantes sont

$(21,4 \pm 8,7)\%$ de $K^* \rightarrow K^0 + \pi^+$ dans les interactions $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0(\Sigma^0) + n\pi$
 $(40,8 \pm 17,6)\%$ de $K^* \rightarrow K^0 + \pi^+$ dans les interactions $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0(\Sigma^0) + \pi^+ + n\pi$

Le deuxième nombre est rapporté aux interactions où au moins un π^+ a été produit (24 cas à un π^+ et 2 cas à deux π^+).

Ainsi la production de K^* dans ces interactions peut-être qualifiée d'importante sinon de prépondérante. Nous sommes maintenant habitués à constater la présence de résonances dans tous les types d'interactions aussi, le nombre de résonances connues étant actuellement très grand et presque toutes pouvant en principe être produites ici, est-il intéressant de noter que, bien qu'un très grand nombre de voies ^{Solent} ouvertes, l'une de celles-ci apparaisse de façon importante (si toutes les voies ouvertes étaient utilisées dans des proportions comparables nous devrions nous attendre à des pourcentages d'évènements dans chaque voie assez petits pour que nos faibles statistiques nous empêchent de les mesurer de façon significative).

b - Y_1^*

Nous avons trouvé pour les divers états de charge d' Y_1^*

$$2,10 \pm 4,29 \quad \Lambda^0 \pi^+$$

$$4,42 \pm 4,95 \quad \Lambda^0 \pi^- \text{ Soit } 10,71 \pm 7,26 \quad \Lambda^0 \pi$$

$$4,19 \pm 3,14 \quad \Lambda^0 \pi^0$$

Ceci correspond à $69,15 \pm 10,0 \Lambda^0$ ou Σ^0 mais l'étude des Σ^0 nous conduit à penser que ce lot d'évènement correspond à $44,8 \pm 4,5 \Lambda^0$. Nous pouvons, pour obtenir les sections efficaces de production d' Y_1^* , utiliser le nombre de $(\Lambda^0 + \Sigma^0)$ et la section efficace de production $(\Lambda^0 + \Sigma^0)$ associé à K^0 .

En effet :

$$\sigma_{Y_1^*} = \sigma_{\Lambda} \times \frac{N_b Y_1^*}{N_b \Lambda^0} = (\sigma_{\Lambda} + \sigma_{\Sigma^0}) \times \frac{N_b Y_1^*}{N_b \Lambda^0 + N_b \Sigma^0}$$

Nous obtenons ainsi :

$$\sigma_{(\Lambda^0 \pi^+)^*} = 0,016 \pm 0,031 \text{ mb}$$

$$\sigma_{(\Lambda^0 \pi^-)^*} = 0,034 \pm 0,036 \text{ mb}$$

$$\text{Soit } \sigma_{(\Lambda^0 \pi)^*} = 0,082 \pm 0,052 \text{ mb}$$

$$\sigma_{(\Lambda^0 \pi^0)^*} = 0,032 \pm 0,023 \text{ mb}$$

Si nous calculons de même que précédemment les pourcentages de Y^* dans ces interactions, nous devons nous rapporter au nombre de Λ^0 .

Nous trouvons :

$$(23,9 \pm 16,5)\% \text{ de } Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi \text{ dans les interactions } \pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 + n \pi$$

Nous ne pouvons distinguer les interactions avec π^+ ou π^- ou π^0 puisque les Λ^0 sont obtenus après soustraction statistique des Σ^0 .

Nous vérifions, comme nous l'avions annoncé précédemment, que la production d' Y_1^* est plus importante qu'on aurait pu le croire au premier abord. Evidemment l'incertitude est assez grande pour que cette production soit en fait beaucoup plus faible que ce que nous venons de trouver.

Les évènements où apparaissent à la fois K^* et Y^* semblent peu fréquents (un seul $(K^0 \pi^+)^*$ $(\Lambda^0 \pi^-)^*$). En fait $(K^0 \pi^+)^*$ $(\Lambda^0 \pi^+)^*$ impose une multiplicité importante qui n'est pas réalisée à cette énergie (2 évènements à 2 π^+). $(K^0 \pi^0)^*$ et $(\Lambda^0 \pi^0)^*$ sont un peu sujet à caution comme il a été expliqué à propos des $(K^0 \pi^0)^*$. Les seules combinaisons que l'on s'attendrait donc à observer correctement devraient donc se présenter sous le mode $(K^0 \pi^+)^*$ $(\Lambda^0 \pi^-)^*$. C'est d'ailleurs selon ce mode qu'une double résonance a été observée.

.../...

Il semble que, malgré les faibles statistiques, on soit autorisé à penser que les productions associées $K^* Y^*$ sont peu importantes. Nous verrons que dans l'hypothèse d'interaction périphérique à un K ou (K^*) échangé, la production $\pi^- + p \rightarrow (K^0 \pi^+)^* + (\Lambda^0 \pi^-)^*$ est peu probable car elle conduit à échanger une particule doublement chargée.

c - Autres résonances

Les productions de ρ et f^0 pour l'ensemble des paires $K^0 \Lambda^0$ et $K^0 \bar{K}^0$ sont très faibles. Nous pouvons en donner une limite supérieure, probablement très large.

$$\sigma_\rho < 0,02 \text{ mb}$$

$$\sigma_{f^0} < 0,01 \text{ mb} \text{ avec } K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0) \text{ ou } K^0 \bar{K}^0$$

Les estimations que nous avons en fait pour ces sections efficaces sont 0.

Nous avons observé dans les interactions où sont produites des paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ un pic dans la masse des systèmes $\pi^+ \pi^-$ à 610 Mev. Aucune explication n'est donnée pour cet effet mais s'il s'agit d'une résonance on peut chiffrer la section efficace correspondante

$$\sigma_{(\pi^+ \pi^-)^*} = 0,075 \pm 0,041 \text{ mb}$$

De même l'histogramme des masses $K^0 \bar{K}^0$ présente un pic aux environs de 1250 Mev. Nous avons vu que les sections efficaces de production des paires $K^0 \bar{K}^0$ ont été obtenues en supposant les 4 voies de décomposition en K_1^0 et K_2^0 également probables. S'il existe une résonance $K^0 \bar{K}^0$ elle ne peut se décomposer que suivant 2 de ces modes donc le calcul doit être légèrement modifié. Si N_R et N_T sont les nombres de $K_1^0 K_1^0$ dans le pic (R pour résonant) et totaux. Si d'autre part σ , σ' sont les sections efficaces calculées normalement puis en tenant compte de résonance $K_1^0 K_1^0$, et σ_R la section efficace de production de cette résonance, on trouve : $\sigma' = \sigma \times (1 - \frac{N_R}{2N_T})$ et $\sigma_R = \sigma \times \frac{N_R}{2N_T}$

$$\text{Ainsi } \sigma' = 0,44 \pm 0,15 \text{ mb}$$

$$\sigma_R = 0,055 \pm 0,038 \text{ mb}$$

σ' est en fait obtenu par défaut si la résonance $\psi^0 \rightarrow K_1^0 + K_2^0$ apparaît dans ces interactions car évidemment nous n'avons pas observé ces particules puisque seul le mode $K_1^0 K_1^0$ était retenu.

.../...

Nous pouvons, dans l'hypothèse où cette résonance $K_1^0 K_1^0$ existe, étudier les nombres quantiques que l'on peut lui affecter. Nous l'observons dans le mode $K_1^0 K_1^0$, donc 2 particules identiques, il s'ensuit que le moment angulaire, donc le spin, doit être pair: $J = 2p$. La conjugaison de charge est positive de même que la parité. Enfin le spin isotopique peut avoir deux valeurs auxquelles correspondent les deux valeurs de la parité G

$I = 0$ et $G = +1$ ou $I = 1$ et $G = -1$

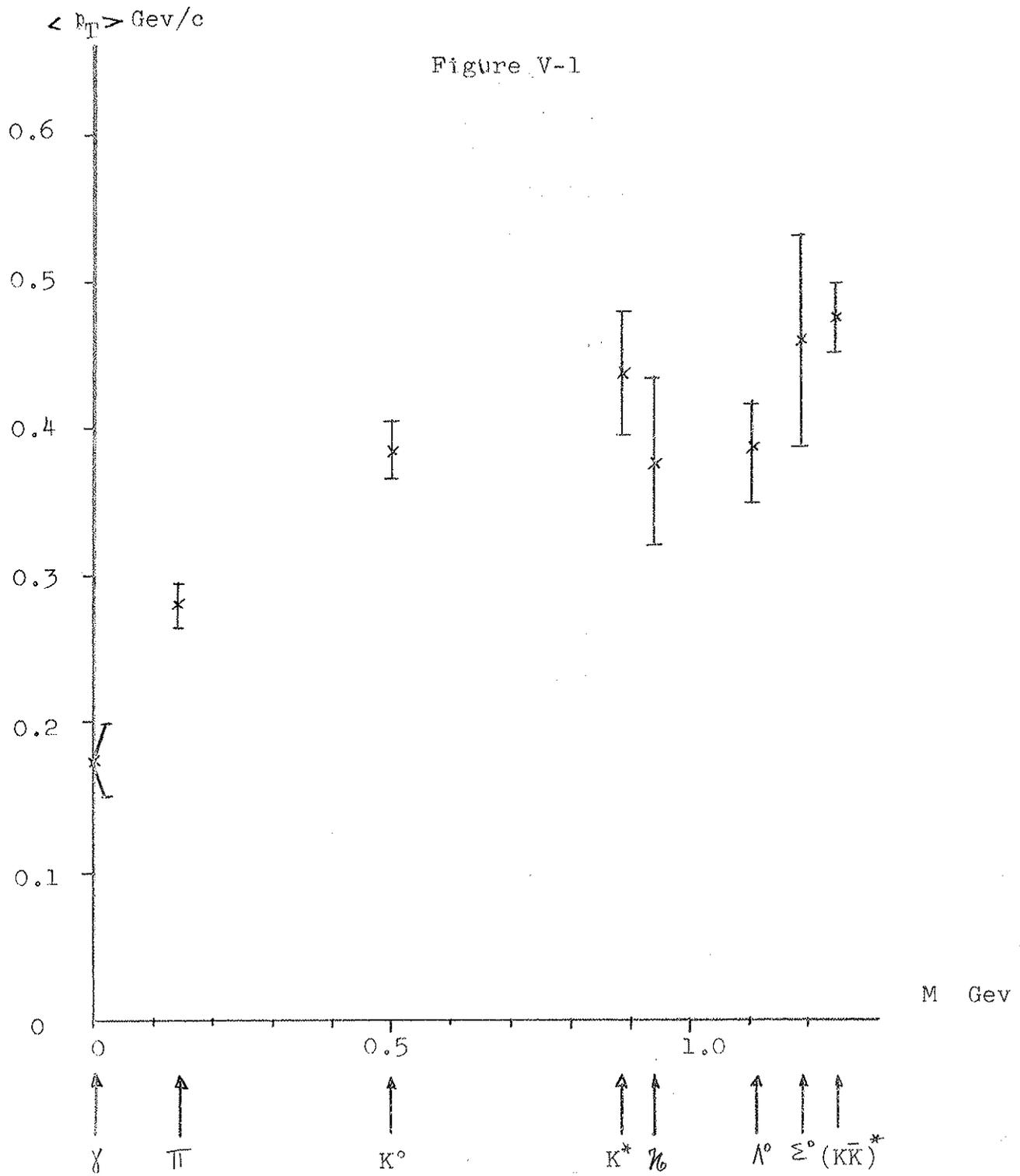
Finalement : $I = 0, 2, 4 \dots$ $P = C = +1$ $I = 0$ $G = +1$
 ou $J = 0, 2, 4 \dots$ $P = C = +1$ $I = 1$ $G = -1$

Remarquons que les désintégrations en $2 n \pi$ de cette résonance hypothétique sont interdites (par conservation de G). La désintégration en 3π est possible si $J = 2, 4, 6 \dots$

2 - Moments Transverses

Le tableau I donne les valeurs moyennes des divers moments, les valeurs moyennes des moments transverses ont été reportées figure V-1 comme fonction de la masse des particules. Un tel diagramme a été présenté à la suite d'une expérience analogue à celle-ci (20). Il semblait que p_T soit une fonction croissante de la masse.

Les incertitudes sur les valeurs moyennes ont été obtenues de la façon suivante. Le moment du premier ordre et le moment du deuxième ordre fournissent la largeur de l'histogramme des moments transverses ($\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle - (\langle p_T \rangle)^2$). L'incertitude sur la valeur moyenne est la largeur de la courbe σ divisée par la racine ^{arrap} du nombre d'évènements. Ce calcul est fait sans tenir compte des poids affectés à chaque évènements mais la valeur moyenne ainsi calculée est très voisine de celle que l'on obtient plus correctement en tenant compte des poids $\langle p_T \rangle = \frac{\sum_i W_i p_T^i}{\sum_i W_i}$ où W_i



Moment du faisceau en Gev/c	6.1	7 à 8 ⁽¹⁾	10 ⁽²⁰⁾	11.4 ⁽²⁴⁾	16 ⁽¹²⁾
γ	174 ± 26				
π	280 ± 14		300 ± 10	339	350
K	385 ± 21	384 ± 11	390 ± 20	376(±43)	380 ± 50
K*	438 ± 41				
Λ	377 ± 57		440 ± 50	411	
Λ	384 ± 34	383 ± 12	460 ± 20	417(±48)	410 ± 70
Σ	⁽⁴⁾ 460 ± 72		⁽²⁾ 510 ± 40		⁽²⁾ 650 ± 100
(K \bar{K})	477 ± 21				

- (1) Σ^0 Les incertitudes entre parenthèses représentent
(2) Σ^\pm un ordre de grandeur que nous avons calculé

Tableau II

Valeurs moyennes des moments transverses

est le poids du $i^{\text{ème}}$ évènement. Donc l'estimation que l'on a de cette incertitude est assez correcte. Puis les moments transverses des π^+ , π^- , π^0 produits en association avec les paires $K^0 \Lambda^0$ et $K^0 \bar{K}^0$ n'étant pas significativement différents nous avons calculé un moment transverse moyen pour tous les π . De même que pour les χ et K de paires $K^0 \bar{K}^0$ ou $K^0 \Lambda^0$.

Il semble bien qu'il y ait une dépendance du moment transverse par rapport à la masse des particules. Il s'agit probablement d'une courbe croissante. Si l'on ne tient pas compte des χ on peut ajuster assez correctement les points expérimentaux à une courbe linéaire. Si on tient compte des χ une courbe linéaire n'est pas exclue mais une courbe plus complexe est plus probable.

On peut comparer nos mesures à celles obtenues dans des expériences analogues. Le tableau II donne ces résultats. Lorsque les incertitudes n'étaient pas données nous en avons calculé un ordre de grandeur à partir de celles qui étaient obtenues dans des expériences analogues et en tenant compte des erreurs statistiques dues au nombre d'évènements ($\Delta_2 = \Delta_1 \times \sqrt{\frac{N_1}{N_2}}$, Δ_i incertitude et N_i nombre d'évènements). Dans ces cas là, l'incertitude est donnée entre parenthèses.

Le point de masse la plus élevée (1,25 Gev) noté $(K \bar{K})^*$ correspond au moment transverse moyen des systèmes $(K^0 \bar{K}^0)$ qui forment un pic dans l'histogramme des masses effectives $K^0 \bar{K}^0$. Ce point est évidemment sujet à caution puisque nous n'avons pas pu prouver qu'il s'agit véritablement d'une résonance.

3 - Multiplicités

Nous avons sélectionné les interactions de π^- sur proton ou neutron aussi devons nous distinguer les deux cas lorsque l'on veut étudier les multiplicités de π d'un signe déterminé. Nous devons d'autre part distinguer les paires $K^0 \Lambda^0$ (Ξ^0) des paires $K^0 \bar{K}^0$.

a - Paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$

Les statistiques sont trop faibles pour que nous puissions distinguer les paires $K^0 \Lambda^0$ des paires $K^0 \Sigma^0$ aussi, nous les confondons. Dans les interactions $\pi^+ p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 (\Sigma^0) + n \pi$ Les nombres moyens de π^+ et π^- par interaction sont

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = \langle n_{\pi^-} \rangle = 0,61 \pm 0,07$$

ce résultat est identique à celui que l'on peut obtenir à partir des résultats d'une expérience analogue à 4,65 Gev/c (23). Dans les interactions $\pi^+ N \rightarrow K^0 + \Lambda^0 (\Sigma^0) + \pi^- + n \pi$ nous trouvons

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = 0,14 \pm 0,15 \quad \langle n_{\pi^-} \rangle = 1,14 \pm 0,15$$

Le nombre de π^- est évidemment supérieur d'une unité au nombre de π^+ puisque dans toutes ces interactions il y a un π^- plus éventuellement des couples $\pi^+ \pi^-$ pour conserver la charge totale.

Les statistiques sont trop faibles pour que l'on puisse obtenir le nombre moyen de π^0 à partir de ceux que nous avons mesurés aussi nous l'avons obtenu en faisant l'hypothèse que seules les particules $K^0, \Lambda^0, \Sigma^0, \pi^+, \pi^-, \pi^0$, sont produites. Par conservation de l'énergie totale on peut, de l'énergie utilisée pour fabriquer les particules observées, déduire l'énergie correspondant aux π^0 . Les énergies moyennes des π^+ et π^- (au centre de masse) sont très voisines, nous supposons que les π^0 ont la même énergie moyenne, on peut alors calculer le nombre moyen de π^0 produits par interaction. Nous trouvons $\langle n_{\pi^0} \rangle = 1,02$ (pas de différence significative entre interactions sur proton ou sur neutron).

Finalement la multiplicité totale des π est $\langle n_{\pi} \rangle \sim 2,3$ aussi bien pour les interactions sur proton que sur celles sur neutron.

b - Paires $K^0 \bar{K}^0$

Les mêmes calculs ont été effectués pour les interactions produisant des paires $K^0 \bar{K}^0$. Nous trouvons ainsi :

Pour les interactions sur proton

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = 0,42 \pm 0,12 \quad \langle n_{\pi^-} \rangle = 0,71 \pm 0,11$$

$$\langle n_p \rangle = 0,29 \pm 0,11 \quad \langle n_N \rangle = 0,71 \pm 0,11$$

Les deux derniers nombres représentent les nombres moyens de proton et neutron dans ces interactions. Les erreurs sont trop

.../...

Grandes pour que l'on puisse attacher une grande importance à la différence entre ces deux nombres. Un rapport unité entre eux est à moins de 2 écarts standards du chiffre expérimental.

Pour les interactions sur neutron

$$\langle n_{\pi^+} \rangle = 0 \quad \langle n_{\pi^-} \rangle = 1$$

$$\langle n_p \rangle = 0 \quad \langle n_N \rangle = 1$$

Ces chiffres proviennent de 3 interactions $\pi^+ N \rightarrow K^0, \bar{K}^0, \pi^- + \text{neutres}$. Dans 1 interaction le neutron a été observé. Le spectre des nucléons mesurés laisse prévoir que si un proton avait été émis, son moment au laboratoire aurait été assez grand pour que l'on puisse l'observer. Nous ne pouvons cependant pas exclure totalement cette possibilité. Dans ce cas ces deux interactions seraient en fait des interactions sur proton et l'on voit que cela réduirait la différence entre les nombres de protons et de neutron précédemment observés.

Les nombres moyens de π^0 ont été calculés selon la méthode précédente en supposant que les neutrons non détectés ont même énergie moyenne que ceux qui ont été observés. Nous trouvons ainsi :

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = 0,49 \quad \text{pour les interactions sur proton}$$

$$\langle n_{\pi^0} \rangle = 0,42 \quad \text{pour les interactions sur neutron}$$

Finalement la multiplicité moyenne des π est

$\langle n_{\pi} \rangle \simeq 1,6$ pour les interactions sur proton, $\langle n_{\pi} \rangle \simeq 1,4$ pour les interactions sur neutron.

Si maintenant on calcule la multiplicité totale dans ces interactions $\langle n_{K\Lambda} \rangle \sim 4,3$, $\langle n_{K\bar{K}} \rangle \sim 4,6$ ces chiffres ne sont pas significativement différents de la multiplicité totale moyenne pour les interactions (à cette énergie) où ne sont pas produites de particules étranges.

4 - Moment de transfert

Nous avons vu (figures IV-24 et 25) les moments de transfert du proton cible au baryon émis. Les conditions cinématiques imposent un minimum pour $-\Delta^2$ qui peut être confondu avec 0 (aussi bien pour les paires $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) que pour les paires $K^0 \bar{K}^0$)

.../...

car le nombre d'évènements dans chaque catégorie nous impose de choisir des intervalles grands devant ce minimum. On constate que le maximum de ces distributions est entre 0 et $0,8 \text{ GeV}^{-2}$ (il s'agit de $-\Delta^2$) pour les paires $K^0 \Lambda^0 (\Xi^0)$ et entre 0 et $0,2 \text{ GeV}^{-2}$ pour les paires $K^0 \bar{K}^0$. Il semblerait donc que les interactions produisant $K^0 \Lambda^0 (\Xi^0)$ soit plus centrales que celles produisant des paires $K^0 \bar{K}^0$.

En fait, faire intervenir ici le périphérisme suppose, pour comparer l'expérience à la théorie, que l'on construise un graphe de Feynman. Le graphe le plus simple consiste (figure V-2) à échanger une particule "virtuelle" entre les 2 particules incidentes (π^- et p). On peut représenter phénoménologiquement le phénomène comme une excitation des particules initiales à un niveau de masse plus élevée pour former des complexes X et Y. Puis chacune de ces "particules" se décompose pour donner les particules que finalement nous observons. Le moment de transfert du proton à la "particule" Y, Δ^2 , est identique à celui du π^- à X (conservation de l'énergie et du moment total) et représente la "masse" de la particule échangée. Cette façon de présenter les choses est évidemment incorrecte du point de vue théorique mais elle est utile pour obtenir des résultats qualitatifs.

Les lois de conservation habituelle sont vérifiées à chacun des "vertex" A et B. Ainsi la charge, le nombre baryonique, l'étrangeté, la parité, le spin isotopique, la parité G sont conservés. Le terme périphérisme revient grossièrement à dire que le moment de transfert Δ^2 est petit. Signalons que ce graphe peut être compliqué pas l'échange d'un groupe de particules entre le π^- et le proton incidents ; les particules émises peuvent interagir entre elles à l'intérieur du volume d'interaction (interactions dans l'état final).

Négligeons provisoirement ces complications et supposons que le graphe représenté est prédominant. Si Δ^2 est petit on peut montrer que les groupes X et Y ont, dans le centre de masse, des moments voisins (en grandeur et direction) respectivement du π^- et du proton incidents. Si ces moments sont suffisamment grands on en déduit que les particules résultant de X et Y doivent être émises violemment vers l'avant pour X et vers l'arrière pour Y

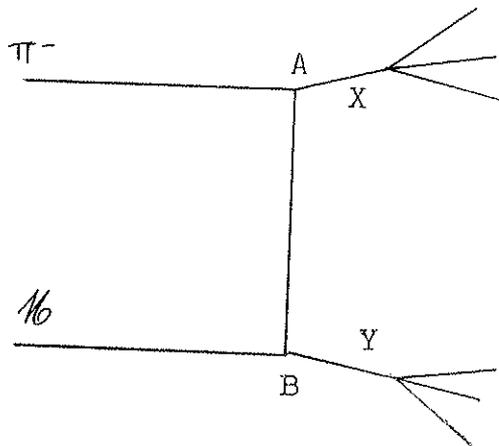


Figure V-2

un K^* . Par contre dans les paires $K^0 \bar{K}^0$ cette particule peut être un π (et évidemment quelque chose de plus compliquée comme ρ). Or si les modèles à échange d'une particule prévoient pour $-\Delta^2$ une courbe ayant un maximum à la masse de cette particule, cette courbe est en fait assez plate et a une largeur (à mi-hauteur) de l'ordre de 6 fois le carré de la masse de la particule échangée. Si donc un π est échangé dans la production de paires $K^0 \bar{K}^0$ et un K^0 dans la production de paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ on constate que la production de $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ est plus périphérique qu'on ne le pensait au premier abord.

Enfin nous n'avons pas tenu compte des π éventuellement émis au vertex B avec le baryon et ceci peut modifier notablement le résultat. Nous avons vu que la multiplicité de π est plus petite dans les paires $K^0 \bar{K}^0$ que dans les paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$. Ainsi il est possible qu'une plus grande fraction de nucléons (que Λ^0 ou Σ^0) soient émis de façon isolée au vertex baryonique. Alors notre calcul de Δ^2 serait modifié pour les $\Lambda^0 (\Sigma^0)$ d'une façon plus importante que pour les nucléons.

Finalement nous pouvons conclure que les résultats relatifs aux V^0 des paires $K^0 \bar{K}^0$ et $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ sont en accord qualitatif avec le périphérisme dans la majorité des cas (c'est à dire que nous ne pouvons pas prouver le contraire.)

Remarquons que l'on observe une décroissance du moment longitudinal moyen des $\Lambda^0 (\Sigma^0)$ (de même pour les nucléons et les K^0) lorsque la multiplicité de π croit. Ceci peut s'expliquer par des considérations purement cinématiques. En effet Δ^2 peut s'exprimer sous la forme d'une fonction de 3 variables : θ^* angle d'émission du groupe X au centre de masse (angle entre le moment du π incident et le moment du groupe X, ou entre le proton et Y), m_x et m_y masses effectives des groupes X et Y. $-\Delta^2$ est une fonction croissante par rapport à chacune de ces 3 variables (le minimum que nous avons donné correspondait à $\theta^* = 0$, $m_x = m_K$, $m_y = m_\Lambda$ ou $m_x = 2m_K$, $m_y = m_{\Lambda}$). Ainsi, lorsque la multiplicité croit, m_x et m_y croissent, donc à θ^* fixé $-\Delta^2$ croit. Si donc on conserve une définition du périphérisme basée sur Δ^2 petit on en conclut que ces interactions sont d'autant plus centrales que la multiplicité est grande. Si par contre on donne du périphérisme une définition basée sur θ^* petit (ceci correspond au terme de "collisions frolantes") nos résultats peuvent s'expliquer pour la plus grande part par un effet cinématique.

L'explication est peut être différente bien sur.

5 - Etude des π .

Nous avons vu que les π associés aux particules étranges ne sont pas émis violemment en avant ou en arrière dans le centre de masse. En fait nous ne nous attendions à un tel résultat que pour des moments de X et Y "suffisamment importants". Supposons par exemple Y formé de 2 particules, Λ^0 (ou Λ^0) et π . Si Y se décompose de façon isotrope (dans son centre de masse) la distribution p_Λ et p_π le long du moment de Y (c'est à dire les moments longitudinaux au centre de masse de l'interaction si l'angle d'émission θ^* de Y est petit) sera une constante entre 2 limites, respectivement $p_\Lambda = \gamma [\pm p^* + \beta E_\Lambda^*]$, $p_\pi = \gamma [\pm p^* + \beta E_\pi^*]$ γ, β caractérisant la transformation de Lorentz du centre de masse de Y à celui de l'interaction, p^* E_Λ^* E_π^* moment et énergies de Λ^0 et du π dans le centre de masse de Y. Compte tenu de la différence de masse entre Λ^0 et π , p_Λ et p_π seront en moyenne très différents. Si on prend pour exemple numérique $m_{\Lambda\pi} \sim p_{\Lambda\pi} \sim 1,4$ Gev (en faisant $c = 1$), l'ensemble ($\Lambda\pi$) étant émis à 0° (vers l'arrière) on trouve $-1,47 \leq p_\Lambda \leq -0,81$ et $-0,60 \leq p_\pi \leq +0,06$ Gev. On vérifie bien que dans ce cas les π seront émis en moyenne vers l'arrière mais moins violemment que les Λ^0 . Le moment que nous avons choisi est en fait la limite admissible si un K^0 est émis à l'autre vertex. Si l'on veut introduire des multiplicités 2 on doit réduire ce moment donc ralentir encore les π par rapport au centre de masse. Si, enfin on fait intervenir pour un π de charge déterminée des productions à chacun des 2 vertex on conçoit que les pics avant et arrière, correspondant aux émissions à chaque vertex, sont si voisins qu'ils ne sont pas discernables.

Revenons maintenant aux histogrammes des moments longitudinaux des π (figures IV-16 et IV-18). Dans les paires $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) les π ont un moment moyen légèrement positif. Dans chaque histogramme il y a un pic au voisinage de 0. Il semble qu'il y ait un petit groupe de π ^{vers l'avant} mais la différence par rapport aux π^+ n'est pas très significative. Le résultat marquant est ce pic au voisinage de 0 avec une largeur de l'ordre de $\pm 0,3$ Gev/c

Avec un petit groupe vers l'avant venant essentiellement des π^- . Nous obtenons un résultat analogue dans les paires $K^0 \bar{K}^0$; un pic au voisinage de 0 de largeur de l'ordre de $\pm 0,3$ Gev/c avec un petit pic vers l'arrière venant des π^- .

Ceci semble difficile à concilier avec ce que l'on pourrait attendre d'interactions périphériques. Les deux pics, avant et arrière, prévus devraient être très voisins pour former un seul pic au voisinage de 0. Les 2 groupes distincts du pic central (avant dans les paires $K^0 \Lambda^0 (\Sigma^0)$ et arrière dans les paires $K^0 \bar{K}^0$) peuvent très bien correspondre à ce processus mais cela n'expliquerait qu'un petit nombre d'interactions. Nous ne pouvons rien avancer de très sûr mais il semble cependant que la majorité des π émis dans ces interactions ne sont pas justiciables de l'explication que nous donnions plus haut. Peut être les interactions dans l'état final compliquent-elles les phénomènes. Peut être doit on faire intervenir des graphes plus compliqués. Nous allons voir en étudiant les résonances qu'il doit en être ainsi pour certaines interactions.

6 - Etude des résonances.

Nous savons maintenant que dans la plupart de ces interactions, si le modèle périphérique convient, $\Lambda^0 (\Sigma^0)$ et N sont émis au vertex B, K^0 et $K^0 \bar{K}^0$ sont émis au vertex A. Nous avons vu que nous ne pouvons pas trouver de quel vertex sont émis les π par l'étude de leur moment longitudinal. Mais nous n'avons jusqu'à présent utilisé que les lois de conservation du nombre baryonique et de l'étrangeté à chaque vertex. Nous allons montrer que l'étude des autres lois de conservation introduit quelques restrictions.

La majorité des interactions se fait sur proton. De même la majorité (quoique moins nettement) des nucléons associés aux paires $K^0 \bar{K}^0$ sont des neutrons. Cherchons comment on peut associer un π au baryon du vertex B. Si l'on exprime la conservation de I_z , 3^e composante du spin isotopique, on constate que :

pour un proton initial	l'émission de	$\Lambda^0 \pi^-$	est impossible
" "	neutron "	" "	" $\Lambda^0 \pi^+$ "
" "	proton "	" "	" $N \pi^-$ "
" "	neutron "	" "	" $P \pi^+$ "

Par impossibilité nous entendons pas possible dans l'hypothèse d'une seule particule échangée. Les 4 cas précédents conduisent en effet, pour la particule échangée dans le sens B vers A, à $I_z = + 3/2, - 3/2, +2, -2$ et ceci impose des graphes plus compliqués que celui que nous avons introduit.

Si nous procédons de même pour le vertex A, nous constatons que, pour les mêmes raisons :

l'émission de $K^0 \pi^+$ est impossible,

l'émission de $K^0 \bar{K}^0 \pi^+$ est impossible

Ainsi, lorsqu'un seul π est émis à un vertex (en plus des baryons et particules étranges), puisque la majorité des interactions se fait sur proton :

- les π^+ sont émis nécessairement au vertex B

- les π^- sont émis nécessairement au vertex A pour les paires $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) et préférentiellement au vertex A pour les paires $K^0 \bar{K}^0$.

- les π^0 ne sont soumis à aucune restriction par l'application de cette loi.

Remarquons que nous avons constaté une production importante de $K^* \rightarrow K^0 \pi^+$ dans les paires $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) qui est en contradiction flagrante avec les conclusions précédentes. Si donc nous voulons conserver ce type simple de graphe il faut admettre une production $(K^0 \pi^+)^* \pi^-$ au vertex A. De même la production de $Y_1^* \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ ne peut se faire au vertex B qu'associée à un π^+ .

On peut montrer qu'un vertex $KK\pi$ est impossible (conservation de G et du moment angulaire total L) donc la production d'un seul K^0 au vertex A est impossible si la particule échangée est un K. C'est pourquoi nous avons introduit la possibilité d'un échange de K^* qui élimine cette difficulté.

Nous avons trouvé qu'environ 24 % des interactions avec $K^0 \Lambda^0$ produisent des Y_1^* (avec sensiblement les mêmes proportions de $\Lambda \pi^+, \Lambda \pi^0, \Lambda \pi^-$ mais ces nombres sont connus avec de très grandes erreurs) et environ 21% des interactions avec $K^0 \Lambda^0$ ou $K^0 \Sigma^0$ produisent des $K^* \rightarrow K^0 \pi^+$. En fait sur 9 Σ^0 détectés, 6 sont accompagnés de $\pi^+ + \pi^-$ mais dans aucun cas on n'obtient de $(K^0 \pi^+)^*$. Ces chiffres sont trop petits pour qu'on puisse en déduire que les K^* sont produits plutôt en association avec les Λ^0

qu'avec les Ξ^0 mais s'il en était ainsi le chiffre obtenu 21% devrait être remplacé par 33%. Même sans aller jusque là on constate qu'il y a nettement plus de $(K^0 \pi^+)^*$ que de $(\Lambda^0 \pi^+)^*$. Or le raisonnement qualitatif que nous avons fait montre que si π^+ et π^- sont émis à chacun des 2 vertex, ce doit être π^- en A et π^+ en B, ce qui autorise $(\Lambda^0 \pi^+)^*$. Lorsque les 2 π sont émis au même vertex, on peut avoir $(K^0 \pi^+)^*$ s'ils sont en A, $(\Lambda^0 \pi^\pm)^*$ s'ils sont en B. On s'attendrait à ce que cette dernière possibilité (2 π au même vertex) soit moins fréquente que la précédente puisqu'elle conduit à des moments de transfert plus importants. Si donc on veut expliquer le nombre de $(K^0 \pi^+)^*$ plus important que celui de $(\Lambda^0 \pi^+)^*$ il faut contrebalancer cet effet par une grande différence entre les sections efficaces de production de K^* et d' Y^* à chaque vertex.

Nous avons vu que les masses $(\pi^+ \pi^-)$ dans les paires $K^0 \Lambda^0 (\Xi^0)$ semblent présenter un pic au voisinage de 610 Mev. Ceci n'est pas incompatible avec les productions de K^* et Y^* , les proportions de ces événements n'étant pas suffisamment importantes pour qu'il ne reste pas la possibilité qu'un état résonant $\pi^+ \pi^-$ soit formé. Je ne dis pas qu'il s'agit d'une résonance car les statistiques sont trop faibles pour qu'une étude des déphasages soit possible. Remarquons toutefois que s'il s'agit bien d'une résonance cela pourrait expliquer que les graphes où les 2 π sont émis au même vertex semblent plus importants que ceux où un π est émis à chaque vertex en association avec les particules étrangères (et l'échange de K^* plutôt que K défavorise le graphe où ces deux π sont émis au vertex B ce qui pourrait expliquer que les $(K^*)^*$ l'emportent sur les $(Y_1^*)^+$). D'autre part le moment transverse moyen des groupes $(\pi^+ \pi^-)$ de masse voisine de 610 Mev est de l'ordre de 405 Mev donc se place bien sur le diagramme des moments transverses. Enfin cette "résonance" correspond assez bien à une des prévisions de la théorie de la voie octuple.

Pour les paires $K^0 \bar{K}^0$ une résonance du système des 2 particules étrangères (aussi peu sûre que la "résonance" $\pi^+ \pi^-$ précédente) serait en faveur de l'émission des 2 K au même vertex. L'échange d'un π plutôt qu'un K (ou K^*) est bien sur un argument plus fort dans ce sens.

.../...

Pour les π émis, la seule interdiction est π^+ en A et $N\pi^-$ en B. On constate donc que la production de résonances N^* est possible. Nous n'observons en fait rien de tel mais il est possible qu'aucune de ces résonances ne soit produite d'une façon suffisamment dominante pour que nos faibles statistiques permettent de l'observer.

CHAPITRE VI

CONCLUSION

A la fin de cette étude, nous pouvons résumer les principaux résultats que nous avons obtenus.

Dans les interactions où sont produites des paires $K^0 \Lambda^0$ (Σ^0) nous avons constaté la présence des résonances K^* (885 Mev) et Y_1^* (1385 MEV). Les sections efficaces de production sont les suivantes :

$$\sigma_{K^*} = (0,11 \pm 0,05) \text{mb} \qquad \sigma_{Y_1^*} = (0,07 \pm 0,05) \text{mb}$$

Les 3 états de charge de la résonance Y_1^* ne semblent pas produits dans des proportions significativement différentes. Par contre les K^* semblent apparaître plus fréquemment en mode chargé ($K^0 \pi^+$) qu'en mode neutre ($K^0 \pi^0$). Traduit sous une autre forme, $(21 \pm 9)\%$ des K^0 et $(24 \pm 17)\%$ des Λ^0 (les Σ^0 étant éliminés) sont produits par l'intermédiaire des résonances K^* et Y_1^* .

Par contre, dans les interactions où sont produites des paires $K^0 \bar{K}^0$ les K^* ne sont pas produits de façon abondante.

Les autres résonances connues sont pratiquement absentes. En particulier, la particule ρ qui a une section efficace de production importante dans les interactions analogues sans particules étranges, n'apparaît pas ici. On peut donner pour limite supérieure de cette section efficace $\sigma < 20 \mu\text{b}$ (de l'ordre de 1% de la section efficace de production de particules étranges).

Nous avons étudié le spectre des masses des groupes ($K^0 \bar{K}^0$) observés dans le mode $K^0_1 \bar{K}^0_1$. Nos statistiques sont trop faibles pour que l'on puisse donner un résultat significatif.

Les valeurs moyennes des moments transverses que nous avons calculées semblent peu varier avec l'énergie des π^- incidents, ceci par comparaison avec les expériences analogues d'étude des productions de particules étranges. Par ailleurs le moment transverse moyen des π est le même que celui que l'on mesure dans les interactions où ne sont pas produites de particules étranges.

La tentative d'explication de ces interactions à l'aide d'un diagramme de Feynman simple (échange d'un π , K , K^*) n'est pas concluante. La présence d'un pic au voisinage de 0 pour les moments longitudinaux des π produits et les raisonnements que nous avons faits sur les divers états de charge des K^* et Y_1^* produits semblent montrer qu'aucun graphe simple n'est prédominant. Remarquons que nous ne pouvons tirer aucune conclusion du petit nombre de double résonances $K^* Y^*$ que nous avons observé, car le seul mode que nous pouvons détecter aisément, $(K^0 \pi^+)^* (\Lambda^0 \pi^-)^*$ ne peut pas être produit dans l'hypothèse d'un graphe simple.

Enfin l'étude des Υ nous a permis de montrer qu'environ $1/3$ des Λ^0 produits proviennent en fait de la décomposition de Σ^0 .

ANNEXE

Poids de Visibilité

Nous donnons ici sommairement la méthode utilisée pour le calcul des poids de visibilité des V° . Rappelons qu'il s'agit de calculer la probabilité pour qu'un V° ait un angle d'ouverture projeté sur l'une au moins des 3 vues supérieur à une limite que nous avons fixée à 2° . Ce calcul se divise en deux parties : l'une, purement géométrique, permet de lier l'angle d'ouverture dans l'espace à l'angle projeté sur une vue, l'autre, qui nécessite des hypothèses physiques, est le calcul de la probabilité pour qu'un V° ait un angle d'ouverture donné dans l'espace.

Calcul géométrique

Le poids de visibilité ne doit être notablement supérieur à 1 que pour des V° de moment élevé (nous le vérifierons à posteriori). Or nous savons que plus une particule a un moment élevé, plus son angle d'émission au laboratoire est petit. Nous ferons l'hypothèse que l'angle d'émission pour les V° est nul. En fait un calcul plus correct ferait intervenir le cosinus de cet angle aussi l'approximation que nous faisons, consiste à négliger des termes du 2ème ordre. Les traces de faisceau sont assez énergiques pour que l'on puisse les considérer comme rectiligne dans ce calcul. Enfin l'extension latérale du faisceau est assez petite pour que l'on puisse la négliger. Nous assimilerons donc ces traces à l'axe longitudinal médian de la chambre. Ainsi les origines des V° sont ^{sur} une droite fixe. Enfin nous devons faire un calcul d'optique en principe compliqué puisque les caméras sont relativement près de la glace donc les rayons lumineux peuvent traverser celle-ci sous des angles d'incidence importants. Nous ferons l'approximation que ces calculs peuvent être faits dans l'optique de Gauss.

Soient ox, oy, oz trois axes de coordonnées trirectangulaires. O centre de la chambre, Oy axe longitudinal de la chambre (le long du faisceau dans notre approximation), Ox dirigé vers le bas de la chambre et Oz dirigé vers l'avant. Les interactions ont pour coordonnées $x = z = 0$ - $50 \leq y \leq +50$ (en cm). Les coordonnées des caméras x_i, y_i, z_i ($i = 1, 2, 3$) sont connues (z_i est en fait une longueur optique qui tient compte de la glace dans l'approximation de Gauss).

On peut alors montrer aisément que si θ est l'angle d'ouverture d'un V° dans l'espace, α_i sa projection sur le plan de la caméra i , ϕ angle azimuthal autour de la direction du faisceau ($\phi + \frac{\pi}{2}$ angle du plan de décomposition du V° et du plan de la glace avant) on a la relation

$$\operatorname{tg} \alpha_i \simeq \operatorname{tg} \theta / \sin \phi \cdot \frac{x_i}{y_i} \cos \phi /$$

Pour notre chambre $z_i = 276,9 \text{ cm}$ pour toutes les caméras et l'on a $x_1 = -52, x_2 = 0, x_3 = +52$; Ainsi les caméras 1 et 2 étant symétriques par rapport au plan (Oy, Oz) , α_1 et α_2 s'échangent quand ϕ devient $(\pi - \phi)$. Or on sait que puisque les protons cibles ne sont pas polarisés (ni a fortiori les π^- initiaux puisque leur spin est nul) ϕ doit être distribué de façon uniforme. Nous conserverons donc une détermination pour ϕ de 0 à $\frac{\pi}{2}$ et adopterons pour α le plus grand des trois α : soit $\alpha = \alpha_1$. Enfin θ (donc α) sera toujours suffisamment petit pour que l'on puisse assimiler $\operatorname{tg} \theta$ à θ (et $\operatorname{tg} \alpha$ à α)

$$\text{donc } \alpha = \theta (\sin \phi + 0,19 \cos \phi) \quad 0 \leq \phi \leq \frac{\pi}{2}$$

Calcul Cinématique

Pour calculer la distribution des angles d'ouverture θ (à moment fixé) une hypothèse physique doit être faite. La plus logique est l'isotropie de la décomposition des V° dans leur centre de masse. C'est évidemment le cas pour les K° puisque leur spin est nul. Pour les Λ° la distribution expérimentale de $\cos \theta^*$ (θ^* angle d'émission du proton par rapport à la ligne de vol du Λ° dans le centre de masse du V°) que nous obtenons est en accord avec une distribution isotrope

Ce même résultat a été obtenu dans toutes les expériences analogues. Cette hypothèse d'isotropie est donc assez sûre. Ainsi la probabilité pour que l'on ait un angle d'ouverture θ est-elle (à moment p fixé) $P(\theta, p) = \frac{1}{2} \sum \left(\frac{d \cos \theta^*}{d\theta} \right)$

$1/2$ intervient pour la normalisation, \sum est une somme sur les arcs de courbes biunivoques $\theta^* \leftrightarrow \theta$

Puis la distribution de probabilité des angles projetés est

$$\pi(\alpha, p) d\alpha = \frac{2}{\pi} \int P(\theta, p) d\theta d\theta \quad \left(\frac{2}{\pi} \text{ intervient pour la normalisation en } \theta \right)$$

Enfin la probabilité pour que α soit supérieur à $\alpha_s = 2^\circ$ est

$$\overline{W}(p) = \int_{\alpha > \alpha_s} \pi(\alpha, p) d\alpha$$

Le calcul est long mais pas très compliqué. Pour les K^0 nous avons approximé la courbe $\theta = f(\theta^*)$ à la courbe suivante

$$\theta = \theta_M \frac{1 + \cos \theta^*}{1 - \cos \theta_M^*} \quad -1 \leq \cos \theta^* \leq -\cos \theta_M^* \quad \text{et} \quad \theta = \theta_M \quad \text{pour} \quad -\cos \theta_M^* \leq \cos \theta^* \leq \cos \theta_M^*$$

$$\theta = \theta_M \frac{1 - \cos \theta^*}{1 - \cos \theta_M^*} \quad \cos \theta_M^* \leq \cos \theta^* \leq \cos \theta_M^*$$

avec θ_M (en degrés) = $\frac{49}{p_{\text{GeV}/c}}$ et $\theta_M^* = 22,5^\circ$ (indépendant de p)

Cette courbe suit de très près la courbe réelle. Cette approximation n'affecte pas sensiblement les résultats. Moyennant cela le calcul a pu être mené jusqu'au bout de façon littérale.

Pour les Λ^0 nous n'avons pu approximer la courbe réelle à une courbe suffisamment simple pour que les calculs puissent être faits de façon littérale aussi nous avons utilisé des intégrations graphiques. Puis la courbe $\overline{W}(p)$ étant obtenue nous l'avons approximée par une formule simple valable largement au delà des moments que nous avons à considérer. Un premier calcul graphique avait également été fait pour les K^0 . Nous donnons plus loin sur quelques exemples les différences obtenues par rapport au calcul littéral approché.

Les formules finalement obtenues pour les poids $W(p) = \frac{1}{\overline{W}(p)}$ sont

$$K^0 \begin{cases} W_K(p) = 1 + 0,005 p \text{ GeV}/c & \text{pour } p < 4,6 \text{ GeV}/c \\ W_K(p) = \left\{ 1 - 0,005 p \text{ GeV}/c - 0,61 \left[\text{Arc sin} \frac{p \text{ GeV}/c}{25} - 0,190 \right] \right\}^{-1} & \text{pour } p > 4,6 \text{ GeV}/c \end{cases}$$

$$\Lambda^0 \quad W_\Lambda(p) = 1 + 0,0034 p \frac{2,15}{\text{GeV}/c}$$

Nous pouvons de ces formules tirer quelques exemples numériques :

p Gev/c	:	W_K (p)	:	W_Λ (p)
3	:	1,015	:	1,036
5	:	1,031	:	1,108
10	:	1,23 (+0,02)	:	1,48 (+0,01)
15	:	1,54 (+0,06)	:	2,15 (+0)

Entre parenthèses nous avons noté les différences entre calcul graphique et formule finale donnée pour W (" formule finale " - "Calcul graphique").

Pour l'énergie de faisceau qui nous intéresse, le moment des V° est certainement inférieur à 7 ou 8 Gev/c (les incertitudes de mesure peuvent conduire à des moments supérieurs à la limite cinématique). Nous constatons que les poids de visibilité sont inférieurs à 1,2 (les Λ° ont des poids plus grands que les K° pour un même moment mais nous savons que les Λ° sont émis en arrière au centre de masse, et les K° en avant, donc au laboratoire les moments des Λ° sont inférieurs à ceux des K°). Or l'incertitude introduite par nos approximations n'atteint probablement pas 20% de la correction donc sur le poids l'incertitude relative est beaucoup plus faible, de l'ordre de 4%. Ceci est nettement en dessous de nos erreurs statistiques.

Rappelons les approximations faites :

- angle d'émission nul au laboratoire.
- interactions distribuées dans la chambre sur une droite.
- approximation de Gauss pour les calculs d'optiques
- décomposition des V° isotrope dans leur centre de masse.

Ces approximations sont justifiées par la précision que l'on attend de ces calculs. La plus contestable serait la 3ème approximation.

REFERENCES

- 1 - D.R.O. Morrison - Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 407
- 2 - R. Armenteros et al - Proceedings Int. Conf. on high Energy Physics 1962 - p. 236
- 3 - J.J.Veillet et al - Phys. Rev. Let. 10-29 (1963)
- 4 - W.Selove et al - Phys. Rev. Let. 9-272 (1962)
- 5 - M. Bloch - Nuovo Cimento 28-277 (1963)
- 6 - G.Bellini et al - Proceedings Int. Conf. on high Energy Physics 1962 - P. 586
- Phys. Let. 4-164 (1963)
- 7 - G.Bellini et al - Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p.613
- Nuovo Cimento 27-816 (1963)
- Nuovo Cimento 29-896 (1963)
- 8 - J.J.Veillet - Thèse de 3ème cycle - Faculté des Sciences, Université de Paris (1962)
A. Lloret et al - Nuovo Cimento (sous presse)
- 9 - H.H.Bingham et al - Proceedings Aix en Provence Conf.1961 p. 101
- Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 240
M. Bloch - Thèse de Doctorat - Faculté des Sciences Université de Paris (1963)
P. Beillicre et al - Nuovo Cimento 29-339 (1963)
- 10 - C.Franzinetti, G.Morpugo - Nuovo Cimento (supplemento)1957
- 11 - V.A.Belyakov et al - Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - P. 252 et 261
- JETP 17-294 (1963)

- 12 - CERN HBC and IEP groups - University of Pisa - University of Trieste
- Proceedings Aix en Provence Conf.
1961 - p. 93
- 13 - M.Bloch et al - Rev. Sci. Instr. 32-1302 (1961)
- 14 - M.Bloch, X.Sauteron - Nuovo Cimento (Supplemento) 29-336 (1962)
- 15 - J.Hennessy - Proceedings of the informal meeting on geometry programs for heavy liquid bubble chambers. CERN 63-23 p. 59
- 16 - A.Kernan et al - Rapport interne du CERN 1270/p
- 17 - H.H.Bingham et al - CERN 62-21
- 18 - J.Podolanski, R. Armenteros - Phil. Mag. 45-13 (1954)
- 19 - J. Bartke et al - Nuovo Cimento 24-876 (1963)
- 20 - A.Bigli et al - Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 247
- 21 - D.R.O.Marrison - Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 606
- 22 - V.B.Lyubimov et al - Phys. Let. 3-287 (1963)
- 23 - L.Bertanza et al - Phys. Rev. 130-786 (1963)
- 24 - T.Ferbel, H.Taft - Communication privée.

TABLE des MATIERES

CHAPITRE - I -	Introduction	
1-	Matériau disponible	1
2-	Autres études de particules étranges à haute énergie	2
3-	Sujet choisi	5
CHAPITRE - II -	Appareillage	
1-	Le détecteur	9
2-	Le faisceau	10
3-	Les mesures	13
CHAPITRE - III -	Choix des Evènements	
1-	Critères de dépouillement	17
2-	Analyse des V^0	21
3-	Etude globale de l'interaction	24
4-	Efficacité de détection	30
5-	Etude des χ	33
6-	Lot final	37
7-	Contamination	41
CHAPITRE - IV -	Résultats	
1-	Etude des résonances	45
2-	Etude globale de l'interaction	54
CHAPITRE - V -	Discussion	
1-	Sections efficaces de production des résonances	67
2-	Moments transverses	71
3-	Multiplicités	74
4-	Moments de transfert	76
5-	Etude des π	81
6-	Etude des résonances	82
CHAPITRE - VI -	Conclusion	87
ANNEXE		89
REFERENCES		93
Table des Matières		95
REMERCIEMENTS		97

REMERCIEMENTS

Que Monsieur le Professeur Louis Leprince-Ringuet veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude. Il m'a fait l'honneur de me recevoir dans son laboratoire. L'ambiance amicale qui y règne favorise de fructueuses discussions entre le jeune chercheur néophyte et les physiciens expérimentés.

C'est une joie pour moi de remercier Monsieur A. Lagarrigue. Il m'a accueilli dans son groupe lors du montage de la chambre à bulles. Ainsi j'ai eu la chance de participer à la mise au point de cet appareil. Outre les enseignements dont Monsieur A. Lagarrigue m'a fait bénéficier, j'ai surtout apprécié l'intérêt qu'il attache aux rapports humains.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Monsieur M. Bloch pour la gentillesse qu'il a toujours montré à mon égard. Il a su me guider dans ce travail de thèse avec la plus grande clairvoyance.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont participé, sous la direction de Monsieur A. Lagarrigue, à la construction de cette chambre, en particulier Monsieur A. Rousset qui eut assez de dévouement pour s'y consacrer et à qui la réussite du projet incombe pour une très grande part. Je veux associer à ce succès Messieurs L. Carlino, P. Quéru, H. Quérel, P. Rançon et M. Reposeur qui se sont chargés de la réalisation de l'ensemble.

Je remercie également les physiciens qui se sont occupés de la mise en place du faisceau et de la prise des photographies de cette expérience, en particulier Mademoiselle A. Orkin-Lecourtois, Messieurs C. Baglin, H. Bingham, M. Bloch, P. Mittner, P. Rançon et A. Rousset de l'Ecole Polytechnique, Messieurs B. de Raad, R. Salmeron et R. Voss du CERN. Je suis également reconnaissant envers les ingénieurs

du CERN chargés du fonctionnement de l'accélérateur, Monsieur J. Geibel en particulier : une part importante de la réussite de cette expérience leur est due.

L'analyse de ces photographies n'a été rendue possible que grâce à un travail d'équipe où les qualités de Messieurs H. Bingham et M. Bloch ont été prépondérantes. Mademoiselle A. Orkin-Lecourtois, Messieurs P. Bellière, J.P. Lowys, P. Mittner et M. Zahaczewski du Collège de France, Mademoiselle M. di Corato, Madame A. Minguzzi-Ranzi, Messieurs E.S. Gelsema et M. Nikolic du CERN ont participé activement à cette expérience, je les en remercie. Je voudrais également exprimer ma sympathie à Monsieur J. J. Veillet avec qui j'ai eu de fructueuses discussions.

Mes remerciements se portent également vers Messieurs P. Bellière, J. Hennessy et P. Mittner à qui sont dus les divers programmes pour ordinateur électronique utilisés dans cette expérience.

Dépouillement et mesures ont été menés à bien grâce à Mesdames G. Joulia et C. Picou, Mesdemoiselles A. Krieg et M. Obiol, Monsieur G. Chanal. Les projecteurs ont été conçus par Monsieur P. Mittner et les appareils de mesure par Messieurs M. Bloch et X. Sauteron. A tous va ma profonde reconnaissance.

Bien que cette thèse soit un travail expérimental, j'ai dû m'adresser à des théoriciens pour éclaircir certains points pour moi obscurs. Je voudrais remercier Messieurs R. Omnès et J. Prentki pour la clarté de leur explications.

Je tiens à féliciter également Mademoiselle C. Ledoux pour l'amabilité avec laquelle elle s'est chargée de l'impression de ce texte et Monsieur P. Joliclerc pour la qualité des tirages photographiques.

Je remercie le Centre National de la Recherche Scientifique grâce à l'allocation de recherches duquel ce travail a pu être accompli.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

RÉCENTES TENTATIVES D'INTERPRÉTATION DE SU_3
AU MOYEN DE TROIS PARTICULES FONDAMENTALES

Vu et Approuvé :

PARIS, le 17 avril 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

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

