THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

PIERRE BEILLIERE, INGÉNIEUR ISEN

1re THÈSE: Récherche et étude de baryons d'hypercharge négative produits dans un faisceau de K- de 3,5 Gev/c.

2º THÈSE: Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 23 mars 1965 devant la Commission d'examen

MM. TEILLAC

Président

LEPRINCE-RINGUET D'ESPAGNAT LAGARRIGUE

Examinateurs

.

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen: ZAMANSKY

PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.
GRASSÈ	T Evolution des êtres organisés.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie,
PREVOST	T Chimie organique.	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée.
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
TEISSIER	T Zoologie.	KIRRMANN	T Théories chimiques.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	CHADEFAUD	T Botanique.
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	M ^{11e} LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
MONNIER	T Physiologie générale.	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
PIVETEAU	T Paléontologie.	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
CARTAN LAFFITTE	T Mathématiques (E.N.S.).	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
N	T Chimie générale. T Géométre supérieure.	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.
FAVARD	T Géométrie supérieure.	GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).
COULOMB	T Physique du Globe.	PISOT ROCH	T Technique mathématique de la Physique. T Géologie.
Mile COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	SCHATZMAN	T Astrophysique.
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	TERMIER	T Géologie générale
BOCQUET	T Zoologie.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
DRACH	T Zoologie.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	RIZET	T Génétique (Orsay).
EPHŖUSSI	T Génétique.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
RIVIERE	T Géologie (SPCN et Sédimentologie (Orsay)	Mme TONNELAT	T Physique théorique.
GAUTHERET	T Biologie végétale (P.C.B.).	DIXMIER	T Mathématiques (M.P.C.).
LUCAS R.	T Recherches physiques.	SOUCHAY	T Chimie générale.
THOMAS A.	T Biologie cellulaire.	AIGRAIN	T Electrotechnique générale.
ARNULF MORAND	T Optique appliquée.	BRUSSET	T Chimie systématique.
SOLEILLET	T Physique enseignement. T Physique (P.C.B.).	M. LEVY	T Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	Mme CHAIX	T Chimie biologique.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	Mme HUREL-PY BRUN	T Biologie végétale (P.C.B.).
GALLIEN	T Embryologie.	LEDERER	T Mécanique théorique des Fluides. T Chimie biologique (Orsay).
EICHHORN	T Botanique,	Mme DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	Mme LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.),
M ^{11e} CAUCHOIS	T Chimie physique.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
THELLIER	T Physique du Globe.	COTTE	T Physique électricité.
L'HERITIER	T Biologie générale (Orsay).	DUBOIS JE.	T Chimie organique.
GRIVET	T Radioélectricité (Orsay).	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.).
PONCIN	T Mécanique générale.	MICHEL A.	T Chimie minérale (Orsay).
DUBREIL	T Arithmétique et théorie des nombres.	OLMER	T Energétique générale.
QUELET CAGNIARD	T Chimie organique.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
CHAMPETIER	T Géophysique appliquée. T Chimie macromoléculaire.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
JUNG	T Géologie	BROSSEL BUSER	T Physique atomique.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique,	CAMUS	T Physiologie comparée.
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	CASTAING	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay). T Physique II - Thermodynamique (Orsay).
JACQUINOT	T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).	CURIEN	T Minéralogie et Cristallographie.
VASSY	T Physique de l'atmosphère.	MOYSE	T Physiologie végétale (Orsay).
DESTOUCHES	T Théories physiques.		T Evolution des êtres organisés.
AMIEL	T Chimie générale.	PANNETIER	T Chimie générale.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	POSSOMPES	T Zoologie.
JP. MATHIEU	T Physique optique.	PULLMANN	T Chimie quantique.
COUTEAUX	T Cytologie.	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
MAY	T Zoologie (Orsay).	TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay).
CHOQUET FELDMANN	T Théorie des fonctions et Topologie.	VILLE	T Econométrie.
GUINIER	T Blologie végétale marine. T Physique des Solides (Orsay).	WILLEMART	T Chimie (P.C.B.),
JOST	T Physiologie comparée.	DODE	T Chimie (Orsay).
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathématique	FREYMANN	T Recherches physiques.
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.	GUINOCHET ROLLET	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay). T Chimie minérale.
CHOUARD	T Physiologie végétale.	M ^{11e} JOSIEN	T Chimie (S.PC.N.).
MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
BRELOT	T Analyse supérieure.	ARNOULT	T Electronique (Orsay).
NORMANT	T Synthèse organique.	CHAPELLE	T Physique 1 (Orsay).
BENARD	T Chimie minérale.	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).
BUVAT	T Botanique (E.N.S.).	DENY	T Mathématiques générales (Orsay).
			• ••

T Mécanique théorie des Fluides. GERMAIN LUCAS G. Géologie. ALLARD Chimie Physique. BERTHELOT Physique des particules fondament. (Orsay) BRICARD Météorologie physique de l'atmosphère. Mme ALBE-FESSARD FRIEDEL. Psychophysiologie. Physique des Solides (Orsay). M. JULIA LENDER Etudes des Moléculaires naturelles complexes Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay). MAGAT M^{IIe} QUINTIN Physico-Chimie des radio-éléments. Electrochimie. Chimie du métabolisme. MONOD Physiologie animale (Orsay).
Analyse numérique. BENOIT DE POSSEL CHARLOT Chimie analytique. Ecologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay). Chimie (M.P.C.) (Orsay). Chimie (P.C.B.) Physique nucléaire (Orsay). LEMEE **GUERIN** CHATELET JEAN T Physique (S.P.C.N.) MATTLER BERGERARD Zoologie (Orsay). BERTEIN Electronique (Orsay). **BOUSSIERES** Radio-chimie Mme COUTURE Thermodynamique et Mécanique physique. **ELLENBERGER** Géologie des grandes régions du Globe. Biologie animale (P.C.B.) FRANC Botanique tropicale (Orsay). SCHNELL Physiologie végétale. STOLKOWSKI Chimie biologique (Orsay). Biologie animale (P.C.B.) **ACHER BAUDOIN** BEAUMONT BLAMONT BOURREAU Biologie animale (S.P.C.N.) Géophysique ionosphère. Botanique.
Physique (M.G.P.) CURIE D. DURAND-DELGA Géologie. Chimie organique (Orsay). Physiologie végétale. Calcul des Probabilités. **FREON** HELLER TORTRAT Géologie (S.P.C.N.) Physique (S.P.C.N.) CAILLEUX MAGNAN Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie DAUDEL théorique et à la Physique nucléaire. Biologie végétale (S.P.C.N.) MILE FOURCROY Mine CHOQUET-BRUHAT T Mile VEIL T Mécanique analytique et Mécanique céleste Physiologie générale. Microbiologie. LWOFF Mécanique physique et expérimentale. SIESTRUNCK Métallurgie des Métaux nucléaires (Orsay). Physique (M.G.P.) (Orsay). LACOMBE **BROCHARD** CABANNES LESIEUR Mécanique générale. Mathématiques I (Orsay). Mécanique générale (Orsay). Géographie physique et Géologie dynamique. MAZET CAIRE Mécanique des fluides. COMOLET Physiologie animale (Orsay). CORABŒUF Physique de l'exosphère. Botanique II (Orsay). DELLOUE GORENFLOT Biologie animale (P.C.B.)
Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
Technique math. de la Physique (Orsay). HOUILLON JULLIEN J. MALGRANGE Antropologie. **OLIVIER** Botanique II (Orsay). Physique (E.N.S.) (Orsay). NOZERAN BLANC-LAPIERRE T CHEVAUGEON Botanique (Orsay). Mathématiques (Orsay).
Mathématiques (E.N.S. féminine). KAHANE SAMUEL Astronomie (Orsay). KOURGANOFF Mécanique céleste. KHIRY Physique (S.P.C.N.)
T Physique (P.C.B.) **ABELES** AMAT AUBOIN Géologie. Physique nucléaire et radio-activité (Orsay). Biologie marine (Villefranche-sur-Mer). Mathématiques (M.P.C.) Mme BENOIT-GUEUTAL T BOUGIS BRUHAT Géologie historique (Orsay). Physique (M.G.P.) (Orsay). BRUNN CHABBAL **DEHEUVELS** Mathématique-Propédeutique D'ESPAGNAT Physique théorique (Orsay).

Géologie S.P.C.N.)

Biologie végétale (P.C.B.)

Génétique.

FURON

Mme GANS

GENEVES

GUILBERT Physique (CSU Orléans). HUPE HOLLANDE Pétrographie. T Biologie générale. LIONS Analyse numérique. MAITTE T Chimie (P.C.B.) Physique-Propédeutique. **MEYER NICOLAS** Géologie appliquée. PANIGEL Biologie générale. Pétrographie. **RAVIER** Mécanique théorique des fluides. ROSEAU Electronique. ROUBINE SILBER Chimie (P.C.B.) Electronique. **UEBERSFELD** Théories physiques. Mathématiques. YVON HERVÉ Mathématiques (M.P.C.) (Orsay) NERON Astrophysique Mme PECKER-WIMEL Physique (M.P.C.) Electricité BALKANSKY LE CORRE Physique théorique Orsay) DELCROIX GOURDIN Phys. théorique des hautes énergies (Orsay) LERMANN Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay) NATAF Physique nucléaire et radioactivité **ECHALIER** Biologie animale (P.C.B.) BARRAUD Physiologie cellulaire Physiologie végétale (Orsay). Géologie struc. et Géologie appliquée LIORET DARS T Botanique (agrégation) CAMEFORT Mécanique industrielle VICHNIEWSKY Electronique Orsay) BLAQUIÈRE Physique théorique (Orsay) Chimie (CSU Orléans) ARNOUS TATIBOUET Mathématiques Propédeutique (Orsay) MALLIAVIN Matnematiques Propededique (Crsay)
Chimie Propédeutique
Phys expér des hautes énergies (Orsay)
Chimie (agrégation) (Orsay GAUDEMAR PEREZ Y JORBA DAVID Mécanique théorique BROUSSE ROSCH Astronomie Physique expérimentale. **GUY** LAZARD Mathématiques (M.P.C.). Physique (M.P.C.). MOREL P. ARSAC Programmation. LEFEBVRE Chimie (M.P.C.). CHAPEVILLE Biochimie Physique (C.P.E.M.). Chimie (C.P.E.M.). BENOIT RIO Géologie (E.N.S.). Biologie végétale (C.P.E M.). JAUZEIN PRÉVOST G. Chimie (C.P.E M.) Chimie (C.P.E M.). VILKAS MILE FICINI Astronomie. Physique (M.P.C.)
Physique (C.P.E.M.).
Physique (C.P.E.M.) COHEN TANNOUDJI TAVERNIER Mme ROIZEN Biologie animale (S P.C.N.). DURAND M. JANCOVICI Physique atomique (Orsay). FALK-VAIRANT Physique nucléaire **FETIZON** Chimie propédeutique CERF Mathématique (Orsay). PASCAUD Physiologie. Mme PETIT BROUSSE Biologie animale (C.P E.M.). Géologie (Orsay). Physique agrégation Orsay). CAGNAC Zoologie (Orsay). LEBERRE Microbiologie (Orsay). Physique des solides (Orsay). SCHAEFFER DE GENNES Physique nucléaire expérimentale (Orsay). Chimie biologique (Orsay). RIOU CLAUSER CHEVALLIER Physiologie animale (Orsay).

(Orsay)

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN

INTRODUCTION

Les premiers états baryoniques à hypercharge négative sont de découverte récente.

Les baryons d'hypercharge -1, le \equiv et le \equiv ont été respectivement découverts en 1951 (I-1) et en 1958 (I-2) dans les rayons cosmiques. La production de ces particules à partir des mésons T est difficile car, même loin du seuil, les sections efficaces sont très faibles (quelques microbarns). Seuls les faisceaux secondaires de mésons K, installés auprès des grands accélérateurs ont permis une bonne détermination de la masse, de la vie moyenne et des paramètres d'asymétrie du 3 (I-3) et une première détermination de la masse et de la vie moyenne du masse (I-4). Le moment angulaire propre et la parité intrinsèque du 🗄 ne sont toujours pas connus avec certitude. La première résonance des systèmes ($\Xi + \pi$) à hypercharge -1 a été mise en évidence en 1962. Elle a été produite par des K de 1,8 et 1,9 Gev/c dans une chambre à hydrogène de 1,80m à Berkeley (1,5) et par des K de 2,2 et 2,5 Gev/e dans une chambre à hydrogène de 0,50m à Brookhaven (I-6). Sa masse a été évaluée à (1530 ± 5) Mev/c² dans la première expérience et à (1535 \pm 3) Mev/c² dans la seconde. Sa largeur semble assez faible, $f_{\approx}(7 \pm 2)$ Mev/(I-5). Scn moment angulaire propre 1 et sa parmté intrinsèque F n'ont pu être déterminés avec certitude (cependant, si le Elest un état 1/2 , les valeurs les plus probables sont J = 3/2, P = +1) (I-5).

L'hypothèse d'une symétrie approchée des interactions fortes avait déjà permis d'envisager l'existence de cette résonance puis d'annoncer un baryon d'hypercharge -2, de spin isotopique nul, dont la masse serait voisine de 1676 Mev/c²: l'SI. Puisque la masse de cet état, ne lui permettrait pas de se désintégrer en

conservant l'hypercharge, des modes de désintégration faible $(\Xi + \eta, \Xi + \eta + \eta, \Xi^*(1533)^+ \eta, \Lambda + \overline{K}, \Sigma + \overline{K})$ étaient attendus. D'autres considérations théoriques prévoyaient également l'existence de nouvelles résonances baryoniques d'hypercharge -l $(\Xi^*$ de 1600 et de 1970 Mev/c²). L'ensemble de ces prédictions sera rappelé dans le chapitre I.

La production de l' Ω ne pouvait être obtenue que par des interactions de K d'impulsion supérieure à 3,2 Gev/c. L'étude des états baryoniques d'hypercharge négative et, en particulier, l'identification de l' Ω par observation d'une ou plusieurs désintégrations, impose l'utilisation d'une chambre à bulles.

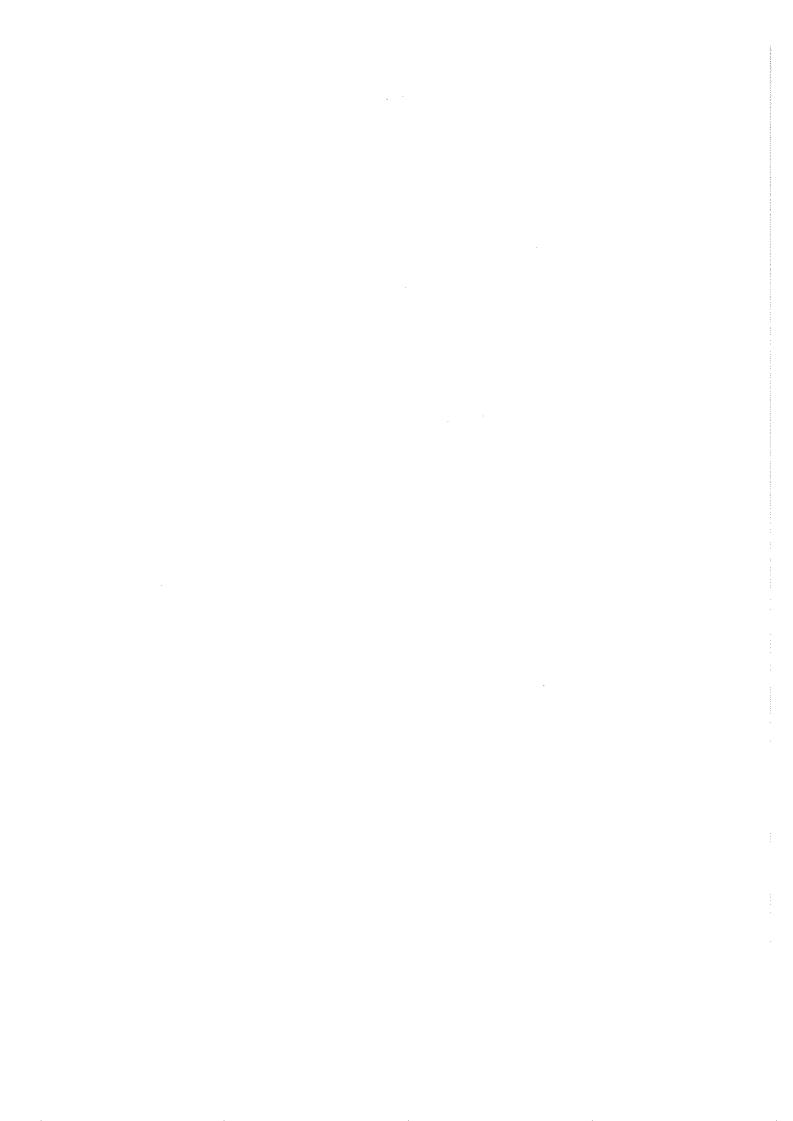
A la fin de 1962, un faisceau capable de séparer le K de 3,5 Gev/c, était mis en place auprès du synchrotron à protons de 25 Gev. Auparavant, les K séparés les plus énergiques, des K de 2,5 Gev/c, avaient été obtenus auprès de l'AGS de Brookhaven (I-6). Un groupe de physiciens, travaillant avec la grande chambre à liquides lourds du CERN (500 litres), désirait utiliser cette nouvelle installation pour étudier la mesure des électrons et la séparation des η^{\pm} d'entre les μ^{\pm} dans le fréon CF3 Br. Ces tests étaient immédiatement destinés à l'analyse des expériences sur le neutrino, qui devaient commencer en Janvier 1963. Il était donc intéressant de prendre les premières photographies de K de 3,5 Gev/c avant que cette chambre ne soit déplacée. 200 000 photographies avec 180 000 interactions de K furent obtenues puis répartie: entre 5 laboratoires, l'"University College" de Londres, le "Rutherford Laboratory" de Chilton, l'Université de Bergen, le CERN et l'Ecole Polytechnique de Paris.

Une meilleure détermination de la masse et de la vie moyenne du $\Xi^{\,o}$, déjà étudié avec des photos de K de 1,5 Gev/c, a été obtenue (I-7) grâce aux quelques désintégrations de dont tous les éléments y compris les

4 électrons de matérialisation des photons, ont été observés dans cette chambre.

Les résultats présentés ici concernent les autres états baryoniques d'hypercharge -1. Ils font suite à une communication préliminaire publiée dans le "Physics Letters" et présentée à la conférence de Sienne (I-8). Toute notre étude est basée sur l'hyperon Ξ^- . L'observation de la cascade complète $\Xi^- \to \Lambda^c + \eta^-$ permet en effet d'obtenir une identification très sûre et une précision relative sur l'impulsion supérieure à 15 % dans 70 % des cas environ. Il n'était pas question avec les 201 Ξ^- obtenus, produits en général dans des états finals à plus de 2 ou 3 particules, d'améliorer la connaissance des propriétés de cet hypéron. Une détermination de la masse et de la vie moyenne du Ξ^- est cependant donnée. Les autres états baryoniques à hypercharge négative ont été étudiés à partir de leurs modes de désintégration incluant un Ξ^- .

Aucune désintégration de l' Ω en Ξ + η o (ni en Ξ o + η ni en Ξ + η + η) n'a été observée; la section efficace limite estimée est tout à fait compatible avec la découverte récente de l' Ω à Brookhaven (I-9)



CHAPITRE I

PREDICTIONS THEORIQUES SUR L'EXISTENCE D'ETATS BARYONIQUES

Deux approches théoriques ont été faites pour tenter d'ordonner les états baryoniques, la première utilise l'invariance approchée des interactions fortes, et la seconde la notion de trajectoire de Regge.

I - LA SYMETRIE UNITAIRE

A - Généralités

L'indépendance de charge dans les interactions fortes s'exprime en postulant l'invariance du lagrangien vis à vis des transformations du groupe de spin isotopique. Pour décrire une symétrie plus large on a récemment proposé des groupes de transformations unitaires de rang supérieur.

L'invariance de l'hamiltonien dans les transformations

du type e 4 40 7 qui correspondent à un changement de phase, peut être reliée à la conservation du nombre baryonique. La conservation du spin isotopique correspond à l'invariance dans les transformations d'un groupe SU2. Les relations de commutation entre les trois générateurs de SU, sont $[X_1, X_2] = i \mathcal{E}_{123} X_3$. Les éléments physiques qui forment une même représentation irréductible du groupe, possèdent des propriétés identiques vis à vis des interactions fortes. Leurs différences d'énergie sont dues à l'interaction électromagnétique qui commute seulement avec le troisième générateur. On a essayé de décrire une symétrie plus large en considérant qu'une partie du lagrangien des interactions fortes serait invariante dans toute transformation d'un certain groupe et que l'autre partie, de beaucoup moins importante, conserversit seulement l'hypercharge et le spin isotopique. On postule que cette partie non invariante est élément d'un ensemble d'opérateurs M; qui se transforment entre eux selon la représentation régulière du groupe, c'est-à-dire tels que $[M_{j}, M_{k}] = C_{jk}^{m} M_{m}$. Si l'on veut que l'hypercharge et l'isospin soient parfaitement conservés, il faut un groupe de rang deux au moins dont trois générateurs possèdent des relations de commutation caractéristiques de SU_{g} et un autre commute avec les trois précédents. La partie non invariante du lagrangien se transformera alors comme ce dernier générateur lié à l'hypercharge. Les particules et résonances de même nombre baryonique, moment angulaire propre et parité intrinsèque formeront des supermultiplets de spin unitaire correspondant à des représentations irréductibles du groupe. A l'intérieur d'un même supermultiplet, la dégénérescence en énergie sera levée par la partie non invariante du lagrangien qui séparera les particules d'étrangeté et de spin isotopique différents. Dans une représentation considérée, les éléments de matrice diagonaux de cette partie non invariante donneront les différences de masse au premier ordre.

B - Modèle de Gell-Mann et Ne'emin et supermultiplets d'états baryoniques

Gell-Mann et Ne'eman (I-12) ont proposé de placer les huit baryons dans une même représentation de SU_3 , groupe de rang 2 et d'ordre 8. La formule de masse de SU_3 , donnée par Okubo (I-13) est de la forme : $m=m_o\left\{4+a^\gamma+b\left[\mathrm{I}\left(I+4\right)-\frac{1}{4}\right.\gamma^2\right]\right\}$ où γ est l'hypercharge et Γ le spin isotopique. Elle est convenablement satisfaite pour les huit baryons (N, N, Σ , Ξ) placés dans une représentation régulière. Elle l'est également, à condition de l'appliquer entre les carrés des masses pour les huit mésons pseudoscalaires (\mathcal{T} , K, K, γ) qui forment un autre octet de SU_3 . Pour obtenir des autres états baryoniques on forme alors le produit tensoriel des deux octets

1) <u>Le décuplet 3/2</u>⁺

L'existence d'un \mathcal{N}^* de spin isotopique 3/2 implique, parmi les représentations ainsi obtenues, la réalisation de 10 ou de 27. L'existence de 27 résonances baryoniques de mêmes moment angulaire propre et parité intrinsèque que le \mathcal{N}^* (soit J=3/2 et P=+1) ne semble pas correspondre à la réalité. La représentation 10 comprend un \mathcal{N}^* un \mathcal{N}^* , un \mathcal{N}^* et un état d'isospin nul et d'hypercharge -2, 1' Ω_o (fig. I-1). La formule phénoménologique de Gell-Mann - Nishijima, $Q=I_3+\frac{\checkmark}{2}$, avait déjà permis d'envisager l'existence de 1' Ω^* (I-14). En effet, en se limitant aux baryons de charge unité, on obtient, en particulier, un baryon d'hypercharge -2, d'isospin nul et de charge négative qui satisfait cette relation.

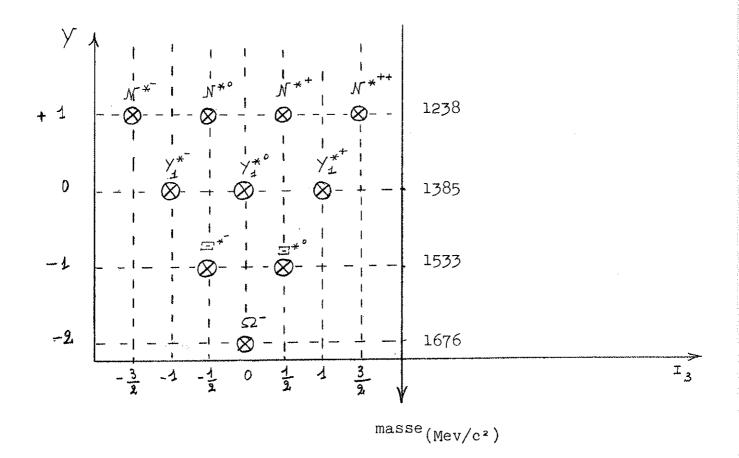


Fig. I-1

Glashow et Sakurai ont suggéré, en Avril 1962 (I-15) d'attribuer le χ^* (1385) à ce décuplet. En utilisant les valeurs que prennent les coefficients & et & dans la relation de masse d'Okubo appliquée aux huit baryons (N, Λ , Σ , Ξ), on obtient en effet les masses suivantes : $m_{\chi^*} = 1390$, $m_{\Xi^*/2} = 1520$, $m_{\Omega^-} = 1640$ MeV/c². A la suite de la découverte du Ξ^* (1533) en Juin 1962 (I-5 et 6) la réalisation complète de la représentation lO devenait un test intéressant pour SU_3 (I-16 et 17). La relation de masse dans un décuplet est, en fait, de la forme $m = m_o(1 + a\gamma)$, la masse de l' Ω^- devrait donc être voisine de 1676 MeV/c².

2) L'octet 3/2 proposé par L.Alvarez, S.L.Glashow et A.H.Rosenfeld

Après la confirmation de l'existence du Y_{4}^{*} (1660 MeV/2) en Décembre 1962, L.Alvarez et al (I-18) ont proposé un octet d'états 3/2 formé par le N_{0}^{*} (1512), le Y_{0}^{*} (1520) et le Y_{0}^{*} (1660) Le Y_{0}^{*} (1405) est alors placé dans la représentation l.

Cette classification prédit l'existence d'un $\frac{\pi}{1/2}$ de 1600 Mev/2 nécessaire pour compléter l'octet (fig. I-2).

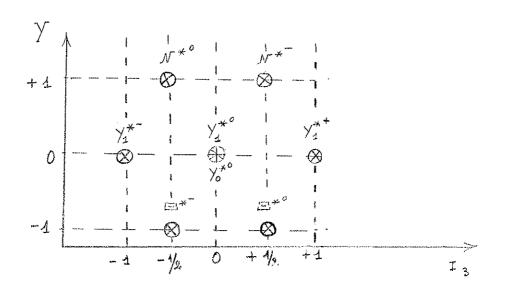


Fig. I-2

En utilisant un facteur de forme, Glashow et Rosenfeld (I-19) ont annoncé une faible largeur partielle (\simeq 0,6 Mev/c²) pour le mode \equiv 7 du \equiv^* (1600). Ils déterminent la valeur du rayon d'interaction et des constantes de couplage F et D de l'octet à l'aide des trois largeurs partielles connues (\bigvee_{1}^{*} (1660) $\stackrel{>}{>}$ $\stackrel{>}{\sim}$ 1, \bigvee_{2}^{*} (1660) $\stackrel{>}{>}$ $\stackrel{>}{\sim}$ 7, \bigvee_{3}^{*} (1512) $\stackrel{>}{\sim}$ $\stackrel{>}{\sim}$ $\stackrel{>}{\sim}$ 1. Les autres largeurs partielles des membres de l'octet peuvent alors être détermirées, elles sont en bon accord avec les résultats connus. En utilisant le même rayon d'interaction et la largeur connue du $\stackrel{>}{\sim}$ (1238)

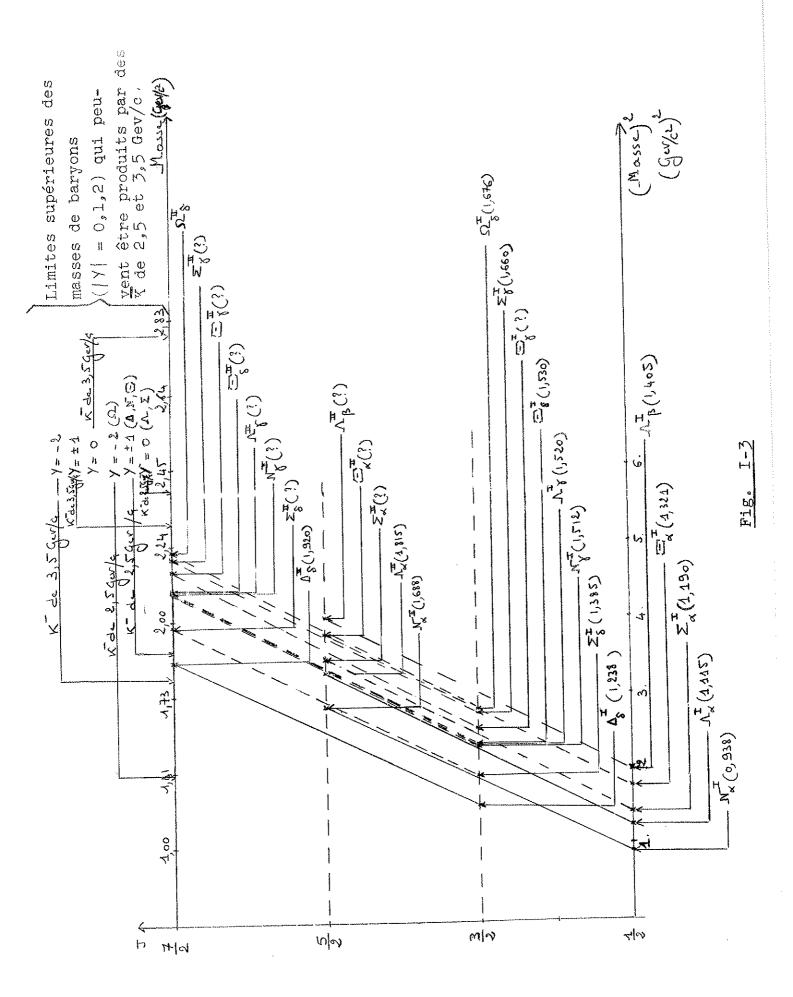
qui détermine la constante de couplage unique du décuplet, ils peuvent calculer les largeurs partielles d'autres membres du décuplet 3/2, elles sont également en bon accord avec les résultats expérimentaux.

II - UTILISATION DES TRAJECTOIRES DE REGGE

Glashow et Rosenfeld (I-19) ont envisagé la description de tous les états baryoniques par des trajectoires de Regge.

Si le $N_{/2}^{**}$ (1688) est membre de la trajectoire du nucléon et le $N_{/2}^{**}$ (1815) membre de la trajectoire du $N_{/2}^{*}$, les deux droites de Regge considérées sont à peu près parallèles et ont la pente de la trajectoire du vide, calculée par Frautschi, Gell-Mann et Zachariasen. En supposant parallèles toutes les trajectoires de Regge des baryons ($N_{/2}$, $N_{/2}$) on obtient approximativement les masses des deux autres états $N_{/2}^{*}$, un $N_{/2}^{*}$ de 1880 Mev/c² et un $N_{/2}^{*}$ de 1970 Mev/c² environ. A titre indicatif, la figure I-3 donne les masses approximatives des états de moment angulaire supérieur ou égal à $N_{/2}^{*}$, prédits par de telles trajectoires. (Les notations sont celles de Glashow et Rosenfeld). Les résultats expérimentaux sur les états baryoniques à moment angulaire élevé sont encore trop incertains et peu nombreux pour qu'il soit possible de tester ce modèle. Cependant, de nombreuses difficultés se font jour par ailleurs, dans la théorie des pôles de Regge.

Les expériences de K-sont actuellement l'outil de base pour étudier les états baryoniques d'hypercharge négative. Des K-de 3,5 Gev/c sont suffisamment énergiques pour produire des Ξ^* jusqu'à la masse de 2,3 Gev/c² et des états baryoniques d'hypercharge -2 (tel que l' Ω) jusqu'à la masse de 1,8 Gev/C² (voir figure I-3).





CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Les K⁻de 3,5 Gev/c sont produits par les interactions des protons du synchrotron dans une cible de Beryllium.

Ils sont sélectionnés par un faisceau secondaire de 80m qui les amène dans le chambre à liquides lourds de 500 litres du CERN, où ils intéragissent sur les nucléons du fréon C F $_3$ Br.

I - LE SYNCHROTRON A PROTONS

Le synchrotron du CERN (II-1) peut donner au maximum 9 x 10^{44} protons par cycle. Il est capable d'accélérer les protons jusqu'à 28 Gev.

Néanmoins, l'intensité moyenne durant l'expérience a été limitée à 6 x 10⁴⁴ protons et il a été jugé préférable d'accélérer les protons jusqu'à 19 Gev seulement. Le gain ainsi obtenu sur le taux de répétitions (l cycle toutes les deux secondes) optimise le nombre de particules secondaires produites par unité de temps.

La cible est un bâtonnet de Beryllium (ϕ : 1mm, e = 20mm) sur laquelle la fraction du faisceau de protons, attribuée à notre expérience (en moyenne 20 %) est envoyée en fin d'accélération.

II - <u>LE FAISCEAU SECONDAIRE</u>

Le faisceau secondaire (II-2) est constitué par un ensemble d'éléments de guidage magnétiques et électrostatiques qui sélectionnent les particules de masse et d'énergie choisies.

A/ <u>Caractéristiques</u> générales

Ce faisceau a été construit par J.Goldberg et al, essentiellement pour fournir des K^\pm de I,5 à 3 Gev/c avec les exigences requises par une chambre à bulles à hydrogène (con-

tamination inférieure à IO % et intensité de IO à I5 K par cycle).

Avec une contamination supérieure, il a été possible d'obtenir des K de 3,5 Gev/c.

Ce faisceau peut également séparer des $\overline{\mu}$ jusqu'à 5 Gev/c et fournir des $\overline{\eta}^{\pm}$ non séparés jusqu'à 6 Gev/c.

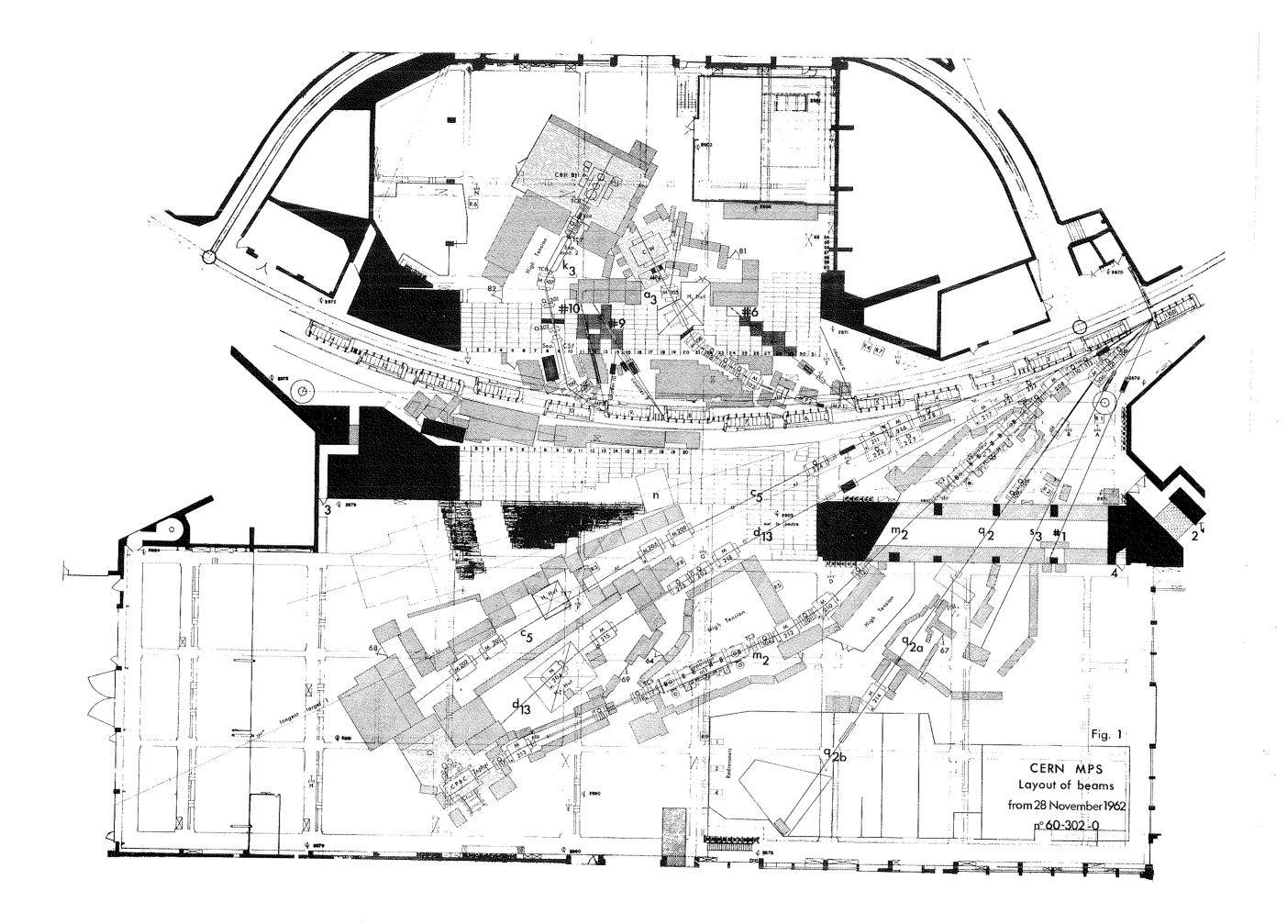
Ces performances ont été obtenues par :

- l'utilisation de l'intensité maximum à la cible
- une séparation en deux étages
- un grandissement variable dans le premier étage

I'A la cible, l'angle entre le faisceau secondaire et le faisceau de protons, angle d'émission, a été réduit au minimum $(8^{\circ},5)$, étant donné la topographie des lieux et la situation des autres faisceaux secondaires. Le rapport entre les intensités des K de 3 Gev/c émis à un angle de 9° et à un angle de 12° est de l'ordre de 7. A 8°,5, dans 0,6 x 10^{-4} steradians, il est émis environ 2 x 10^{2} K et 5 x 10^{3} π^{-} de 3,500 \pm 0,009 Gev/c par 10^{4} protons.

2% La séparation a été répartie en deux étages pour les raisons suivantes (II-3):

- A séparation égale, la rejection des particules indésirables est meilleure. Avec un seul étage, le deuxième séparateur travaillerait, en effet, sur la queue d'image verticale dont la pente est très faible. Ici, la séparation en deux étages permet de rejeter environ ${\tt IO}$ fois plus de ${\tt TC}$.
- La position du mur de blindage, qui protège la zone expérimentale du rayonnement dû à l'accélérateur, conduit à placer un séparateur dans la zone située entre la cible et le mur (zone des cibles).
- La séparation en deux étages permet d'inverser le sens des champs dans les séparateurs. Ceci réduit l'aberration chromatique dans le plan vertical.
- 3% La gamme étendue de moments a été obtenue par l'utilisation d'un triplet de lentilles quadrupolaire dans le Ter étage.



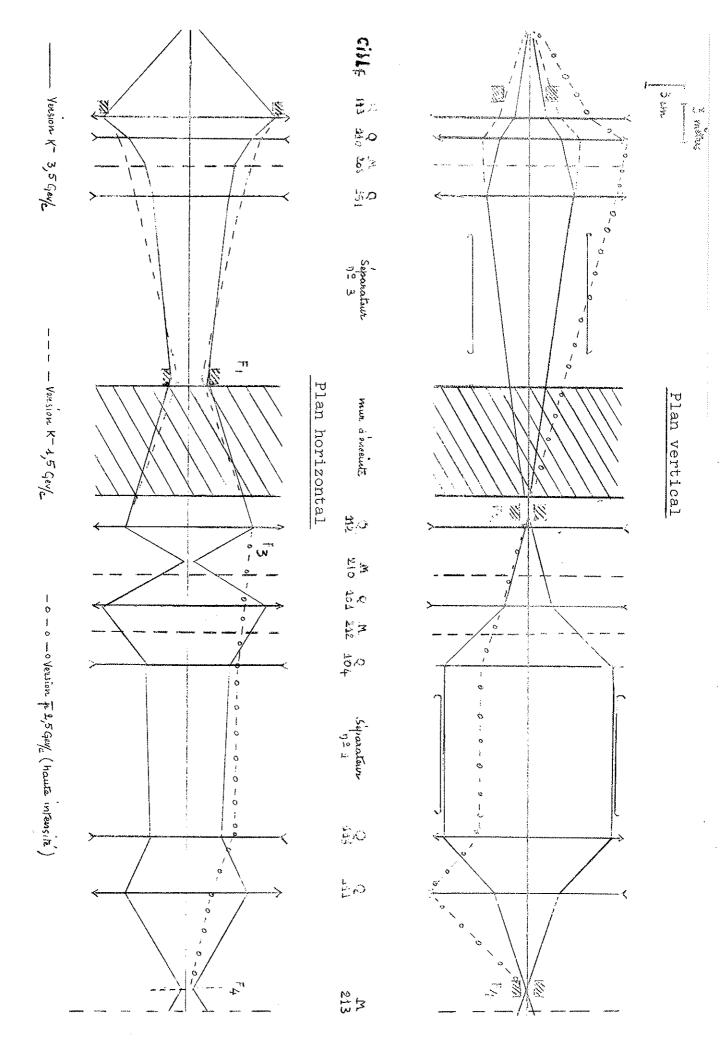


Fig. II-2 ; Schéma optique



Le degré de liberté ainsi introduit permet d'ajuster le grandissement et l'acceptance suivant que la limite vient de la séparation (à 3 Gev/c) ou de l'intensité (à I,5 Gev/c).

B/ Description (Fig. II, let II-2)

I' Premier Etage

- Acceptance : elle est variable et définie indépendamment dans les deux plans par un double collimateur télécommandé. Le maximum de l'acceptance (2 x IO⁻⁴ stéradians) est utilisé pour obtenir les K les plus lents, la limitation vient alors de l'intensité et non de la séparation.
- Analyse en moment : un aimant réalise une déflection de 10° ,3 dans le plan horizontal. La dispersion à la fente d'analyse en moment est de 3,7cm pour 1% de variation relative du moment. La fente de moment télécommandée permet l'ajustement de la bande relative totale de moment transmise $\left(\frac{d\mu}{n}\right)$ entre 0,5 et 2%. Le maximum de cette bande est utilisée pour les K les plus lents.
- Analyse en masse : Un séparateur électrostatique NPA (II,4) de IO mètres donne, avec un champ de 55 KV/cm, une séparation angulaire entre π et K de I,7 mrad à I,5 Gev/c et de O,I3 mrad à 3,5 Gev/c. La séparation spatiale obtenue, pour une longueur de glissement de I9m, est de 32mm à I,5 Gev/c et de 2,5mm à 3,5 Gev/c. A chaque extrémité du séparateur un aimant compense la déflection verticale due au champ électrique. Une fente de masse à ouverture verticale ajustable par télécommande transmet les particules de masse désirée.
- Lentilles et images : Un triplet de lentilles quadrupolaires donne de la cible une image horizontale F_4 , à la sortie du séparateur, sur la fente d'analyse en moment et une image verticale F_2 , au delà du mur de blindage, sur la première fente de masse.

Ce triplet donne des grandissements variables. Le grandissement vertical peut être réduit à 0,9, le grandissement horizontal correspondant est de 4. Cette possibilité est utilisée pour séparer les K les plus rapides, la limitation venant alors de la séparation.

2% Deuxième étage

- Acceptance : 1×10^{-4} steradians (limitée par le séparateur).
- Analyse en moment : deux aimants réalisent une déflection de 20° dans le plan horizontal. La dispersion en moment est nulle à la deuxième fente de masse. La bande relative totale de moment admise est I,2 %.
- Analyse en masse : Un séparateur électrostatique NPA de IOm de long réalise la même séparation que celle du premier étage. Une fente de masse ajustable par télécommande transmet les particules de masse choisie.
- Lentilles et images : Une lentille de dispersion donne de F_4 une autre image horizontale F_3 avant la déflection.

Deux lentilles donnent un faisceau parallèle dans le séparateur et un deuxième doublet de lentilles refocalise dans les deux plans sur la dernière fente de masse.

3% Section finale

Une ultime déflection dans le plan horizontal, limitée à IO° par la place disponible dans le Hall Sud, débarrasse le faisceau du bruit de fond créé par la dernière fente de masse. Une lentille permet d'ajuster les dimensions du faisceau à l'intérieur de la chambre. (Le faisceau dans la chambre était étalé sur I2cm dans le plan vertical et 3cm dans le plan horizontal). Un aimant réalise une déflection verticale pour amener le faisceau dans la chambre.

C/ Réglage du faisceau

Ce réglage consiste à placer les images à l'intérieur des fentes en localisant le faisceau et en mesurant les tailles d'image à l'aide de scintillateurs.

I"/ Position des images

- Images verticales

Pour obtenir la réjection maximum dans les fentes de masse, la méthode dite"du minimum" a été utilisée. On déplace l'image verticale à l'aide des aimants de compensation du séparateur pour laisser passer le bord de l'image dans la fente de masse (environ 5 % de l'intensité maximum). On minimise alors cette intensité en jouant sur le doublet de lentilles qui déplace cette image. Derrière la fente de masse, la courbe de l'intensité passe par un minimum très prononcé qui permet de déterminer à mieux de 1 % le méilleure valeur du courant dans le quadrupole.

- Images horizontales

La première image a été laissée là où le calcul l'avait fixée. La deuxième image a été ajustée à l'aide d'un scintillateur mobile placé derrière la deuxième fente de masse.

2 Mesure des tailles d'images

La mesure des tailles d'images a été faite par deux méthodes.

- Première méthode : On ferme à 1mm la fente de masse et on déplace verticalement l'image à l'aide des aimants de compensation du séparateur. Cette méthode agrandit évidemment l'image parce que l'efficacité d'absorption du cuivre n'est pas parfaite, la fente de masse n'est pas ponctuelle (50cm de long comparée à une divergence du faisceau de 5mm par mètre), la largeur de la fente est à peine plus petite que la taille d'image. Ainsi, une largeur mesurée de I,7mm correspond à une largeur réelle comprise entre I,3 et I,4mm.
- Deuxième méthode : On place l'image en avant de la fente sur un scintillateur mobile de 0,5 x IO x 50mm. La première méthode a été utilisée pour les deux images verticales La deuxième méthode a été utilisée pour les deux images du second étage.

D/ Caractéristiques des éléments

- Aimants de déflection horizontale

The state of the s					
	WITH BURNOWS CONNECTION OF THE PROPERTY OF THE				
longueur	Courant nominal	Pouvoir de déflection à courant nominal	Densité de fluxe	Poids total	Résistance à 20°4
2m	830 A	3,63 Wb/m	I,74 Wb/m²	36 t.	0,195 Ω
	Later recognisation is an ability in contrast of the contrast	Superior and the superior of t	Company Company Company		

- Lentilles quadrupolaires

				And desired the Part of the Pa	- Company of the Comp
longueur	Cowant à gradient maximum	gradient maximum d'induction	rayon cerele insout	Poids trtall	Résistance à 20°C
2m	830 A	I.IOO Gauss/	IOcm	9 t.	0,195 52

Séparateurs électrostatiques NPA

longueur	Induction destrugue- maximum	Ecantement entre électronées			
// Commenter and the second se	procedure and the security resources on the construction of the conflict of th	9cm : séparateur Ier étage			
IOm	55 KV/cm	ajustable: { 9cm : séparateur Ier étage rajustable: { 14cm : " 2ème étage			
The state of the s	the state of the s	All Control of the Co			

E/ Caractéristiques de fonctionnement durant l'expérience

angle solide : $0,62 \times 10^{-4}$ steradians

bande de moment : $\frac{dx}{r} = \pm 0.25 \%$ tailles d'image $\begin{cases} F_2 : I.4mm \\ F_4 : 0.8mm \end{cases}$ tailles d'image $\begin{cases} \text{images verticales} \\ F_4 : I.5mm \end{cases}$

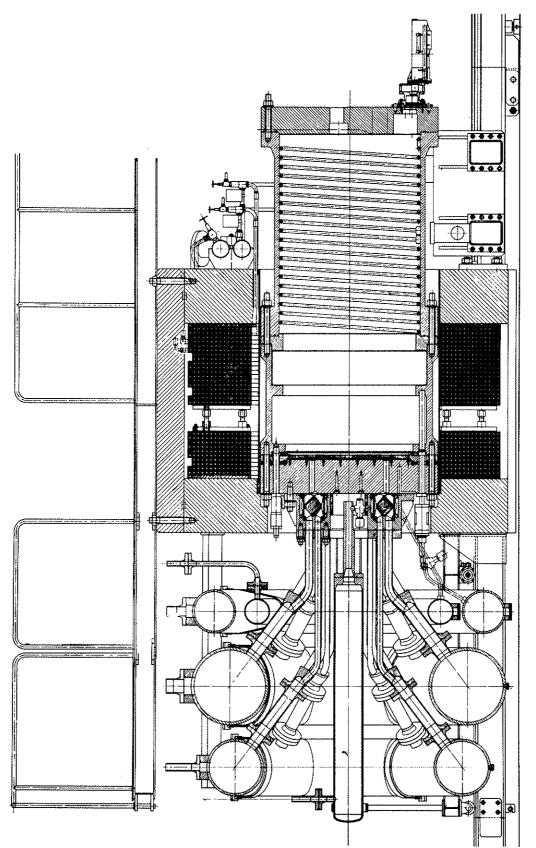
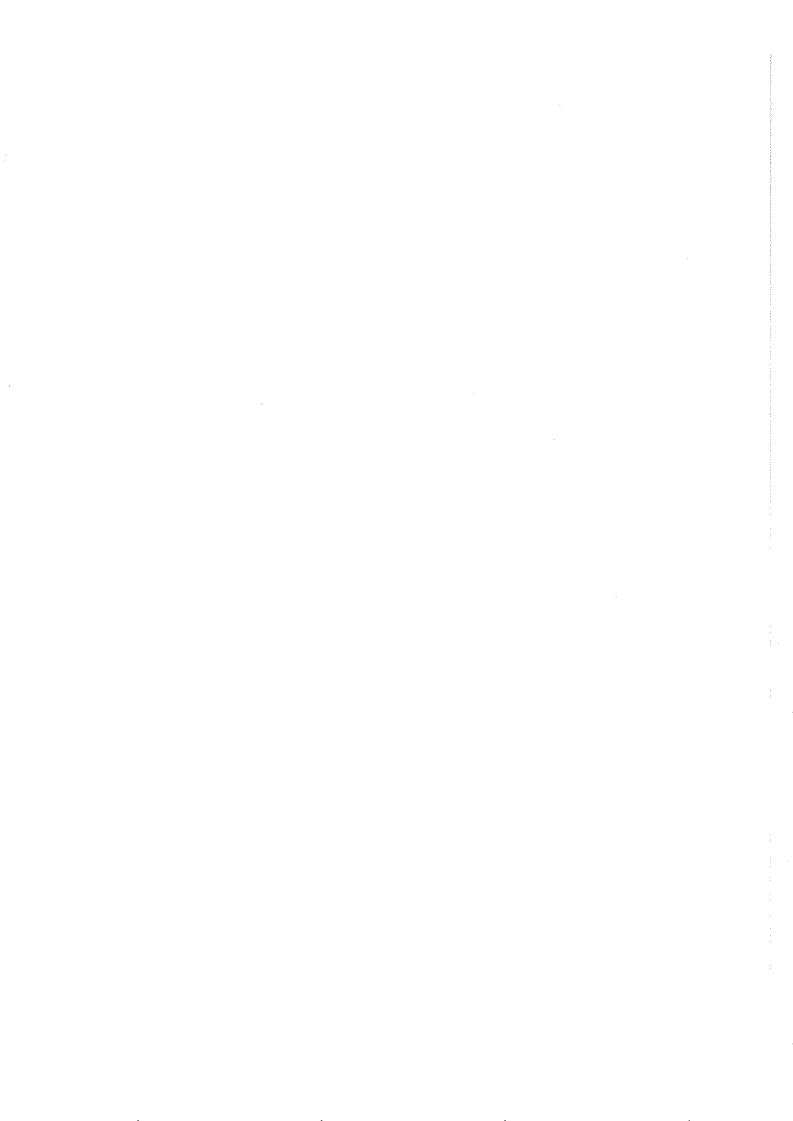


Figure II-3 - Coupe verticale de la chambre



ouverture des fentes de masse $\begin{cases} \text{lère fente de masse} : \text{I,9mm} \\ 2\text{ème} & " & " : \text{I,3mm} \end{cases}$

distance du centre de l'image verticale $\left\{\begin{array}{ll} F_2 & \text{: 2,5mm} \\ \text{\hat{a} laquelle la rejection est de I \%} & F_4 & \text{: 1,2mm} \end{array}\right.$

Dans ces conditions, et avec des champs électrostatiques insuffisamment stables, la composition du faisceau dans la chambre est la suivante :

Traces/photo	K ⁻ /photo	π ⁻ /photo	ルプphoto
3,25	I,25	0,9I	I,09

II - <u>LA CHAMBRE A BULLES</u>

La chambre à bulles à liquides lourds du CERN est une grande chambre cylindrique de 500 litres. Construite par la division NPA, sous la direction de C.A.Ramm (II-5), elle a effectué ses premiers essais au printemps I96I.

A/ Description

I'/ Corps de chambre (fig.II-3)

C'est un cylindre d'acier inoxydable poli de II5cm de diamètre et 50cm de hauteur. Il est fermé à une extrémité par une glace de 25cm d'épaisseur et à l'autre extrémité par une membrane de caoutchouc.

Le faisceau entre par une fenêtre sphérique en acier inoxydable de 4mm d'épaisseur et de I6cm de diamètre.

2 / Système de détente

Un double circuit d'azote donne les deux pressions nécessaires au fonctionnement de la chambre. Ces pressions sont transmises au liquide du corps de chambre par la membrane. Des vannes électromagnétiques mettent en relation la membrane avec l'un ou l'autre des circuits d'azote.

3% Système optique

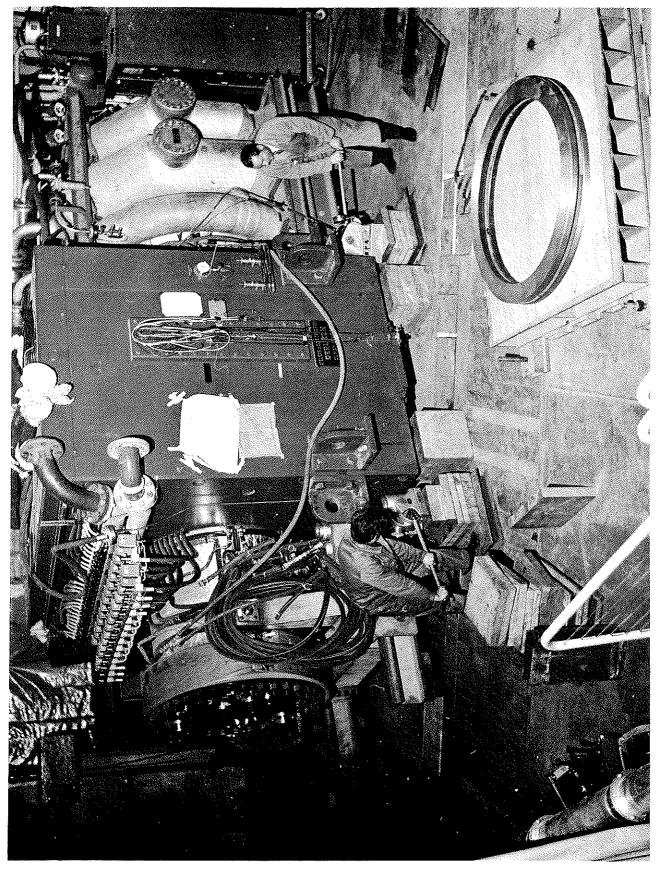
Trois caméras, d'axe optique perpendiculaire à la glace avant, sont fixées sur la paroi externe du réservoir de sécurité, les positions des axes optiques par rapport à la glace sont données sur la figure II-4. Le facteur stéréoscopique est 1 . Le grandissement est 1 . Le film a 70mm de large.

L'éclairage est réalisé par huit flashes disposés symétriquement le long de la paroi du cylindre, parallèlement à l'axe de la chambre.

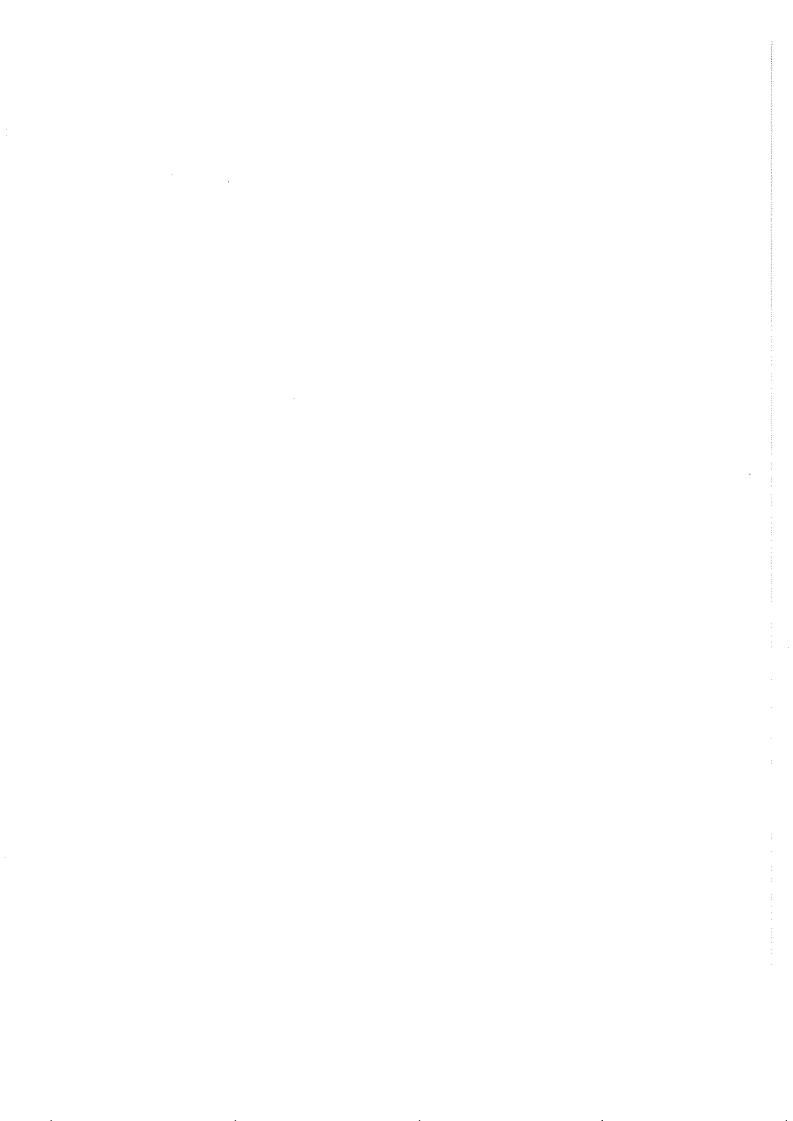
ty:	
glace	ca
χ	
ALA STATE OF THE S	Δ
plan des centres optique	S

camera	. 22 (cm)	y (om)	3-(um)
Δ	- 24.47	- 41.85	+ 22I.42
ΔΔ	+ 48.24	+ 0.11	+ 22I.42
ΔΔΔ	- 24.40	+ 41.65	+ 22I.42

Fig. II-4



Vue générale de la chambre à liquides lourds du CERN.



4 Contrôle de la température

Le contrôle est réalisé à l'aide de 6 circuits d'eau thermostatisée. Ces circuits contrôlent, de façon indépendante, différentes sections du corps de chambre et du réservoir de sécurité. La température de l'azote du système de détente est contrôlée par des résistances chauffantes.

5% Champ magnétique

Le champ magnétique dirigé suivant l'axe de la chambre présente une inhomogénéité maximum de 5 %. La valeur maximum obtenue est 26 KG.

B/ Caractéristiques de fonctionnement

I'/ Liquide utilisé : C F3 Br

- indice de réfraction : I,232

- densité : I,53 gr/cm3

- longueur de radiation : llcm

2% Conditions de marche

- champ magnétique : 20,560 KG

- température : 29°C

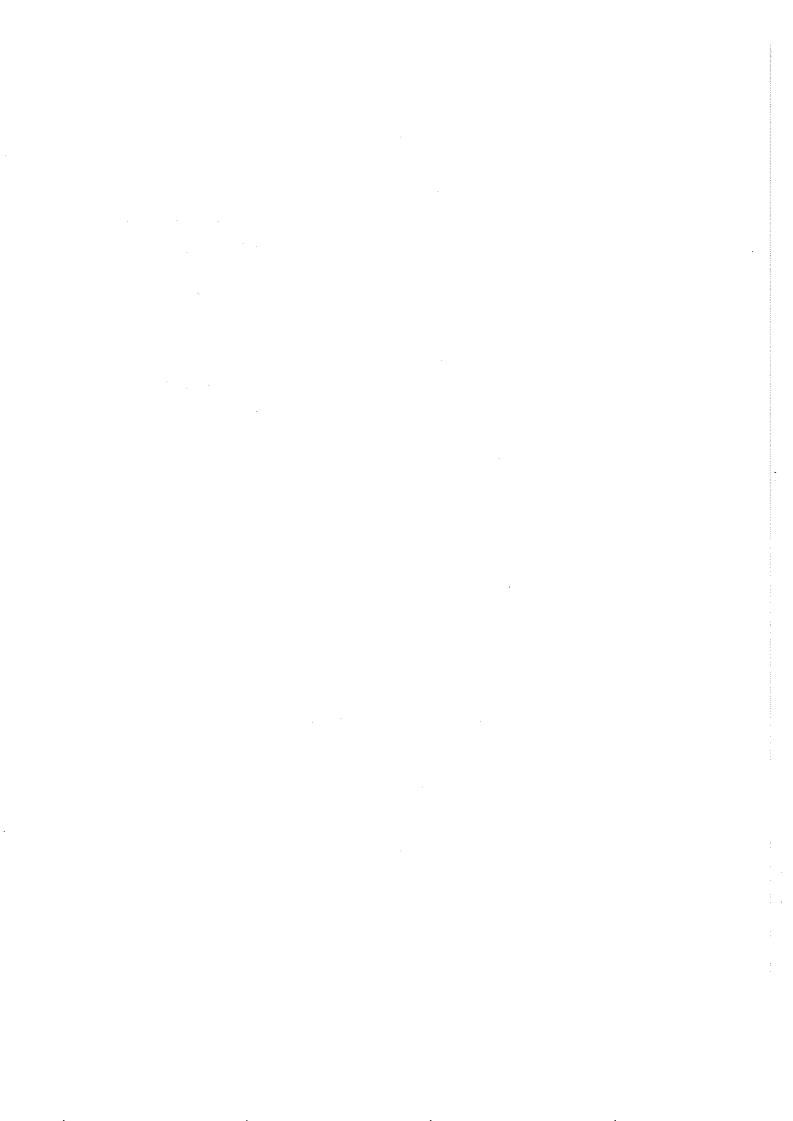
- pression de détente : 9,5 Kg/cm²

- pression de compression 22,2 Kg/cm²

- retard flash : 5msec.

- durée de détente : 30msec

- temps de sensibilité : IOmsec



CHAPITRE III

TECHNIQUES DE RECHERCHE ET D'ETUDE DES EVENEMENTS

I - RECHERCHE DES EVENEMENTS

Cette recherche, faite en présence d'un physicien et d'un aide-physicien, a pour but de sélectionner les productions de , de d'so. Les photographies sont projetées sur une table avec un grandissement, par rapport à la chambre, voisin de l'unité.

Dans une chambre à bulles à liquides lourds ces évènements peuvent être identifiés sous certaines conditions.

JOINE CO.

Le = est produit dans la réaction :

$$K^- + N \longrightarrow K^{\dagger} + = - + (n) 7$$

Il est facilement identifiable si l'on observe la désintégration en cascade :

Fig. III-1

Si l'on veut obtenir un lot de \equiv peu contaminé, il est indispensable d'observer la désintégration du Λ^o en $\pi^- + \hbar$. Sinon la désintégration d'un \equiv se présente comme la diffusion élastique d'une particule négative sur neutron.

Par contre, la "signature" ou désintégration visible du K° ou du K⁺ ($K_{2}^{o} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$, $K^{+} \rightarrow \mu^{+} + \nu$ ou $\pi^{+} + \pi^{o}$ etc..) associé à la production du Ξ^{-} , n'est pas exigée. Le K^{+} est

parfaitement identifiable seulement s'il se désintègre à l'arrêt, ce qui est assez fréquemment réalisé (voir tableau III-1).

Moment (Mev/z)	κ ⁺	Parcows du (em)	. K+	temps de ralentissement total jusqu'à l'arrât (10-8 sec.)	Probabilité de désintagration après l'arrêt
721		(<u>)</u> IOO (())		0,348	0,76
54)		50		0,220	0,84
423	\$ ' ' ' ' '	25		0,138	0,90
312		(O)		0,0725	0,94
252		5		0.0437	0,96

Tableau III-l

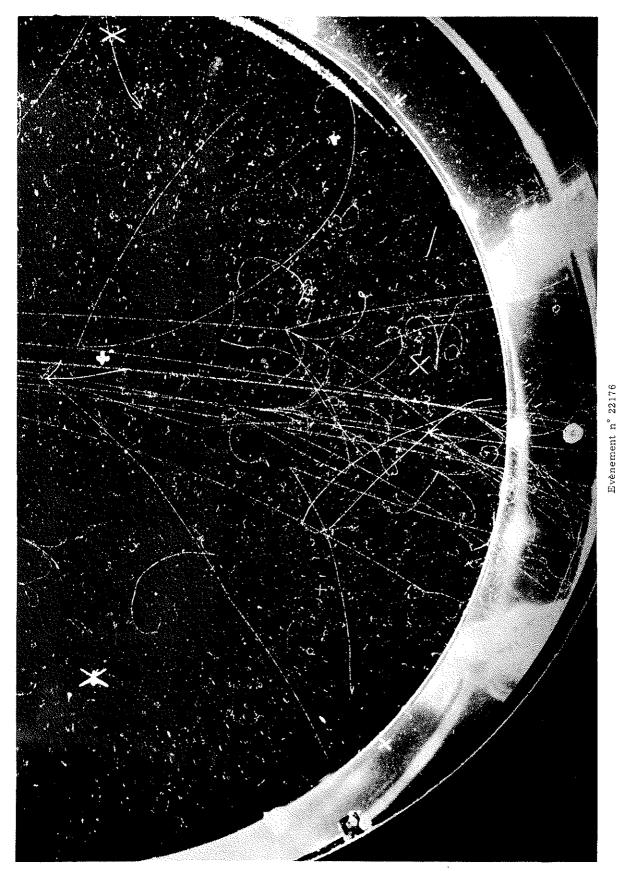
Le secondaire chargé du $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ ou $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^\rho$ qui sont les 2 modes les plus fréquents (83 % des désintégrations de K^+) est alors très faiblement ionisé par rapport au K^+ qui s'arrête (voir photos).

La recherche des désintégrations de \blacksquare oblige à suivre les traces négatives jusqu'à un point quelquefois très éloigné de leurs points de production : la longueur moyenne de vol des \blacksquare est de 8cm et celle des Λ^0 , qui en sont issus, de IOcm.

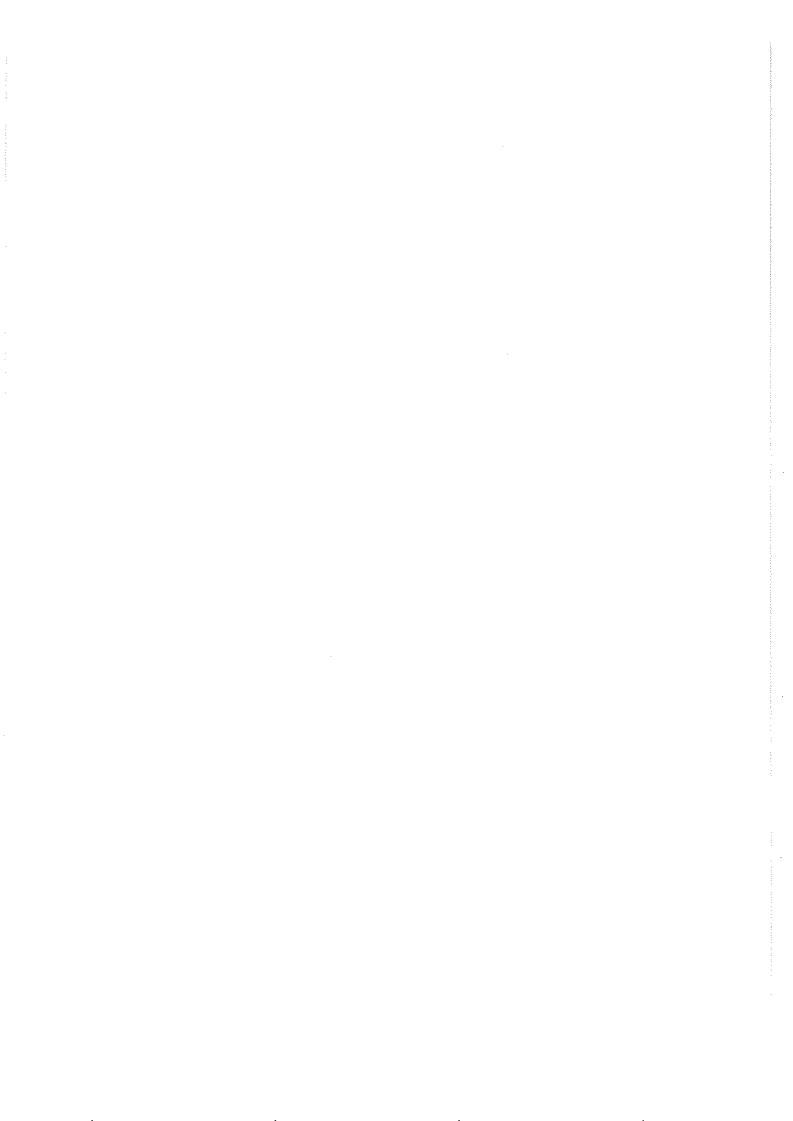
Le = est produit dans la réaction

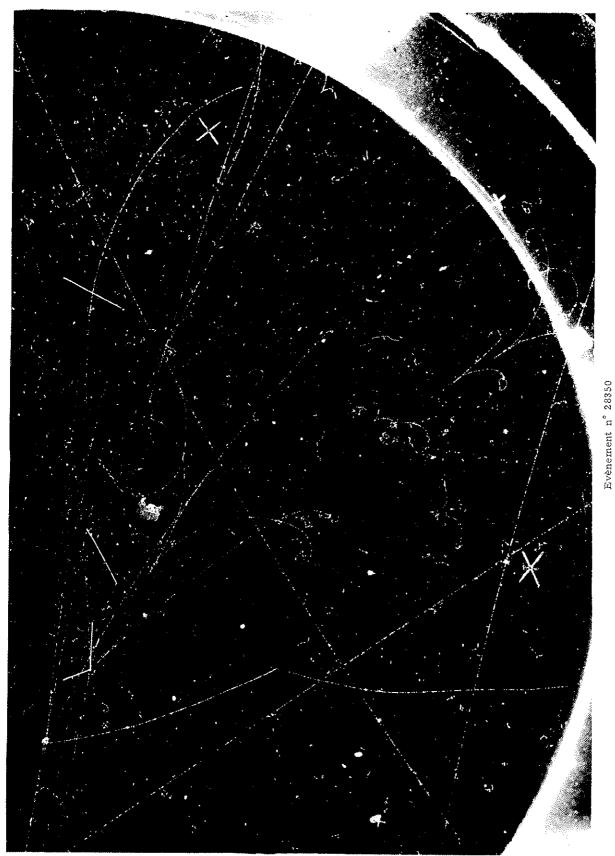
(1) 14 (1) 14 (1) 14 (1) 17 (1) 17 (1) 18 (

Il est identifiable si l'on observe la désintégration en cascade :

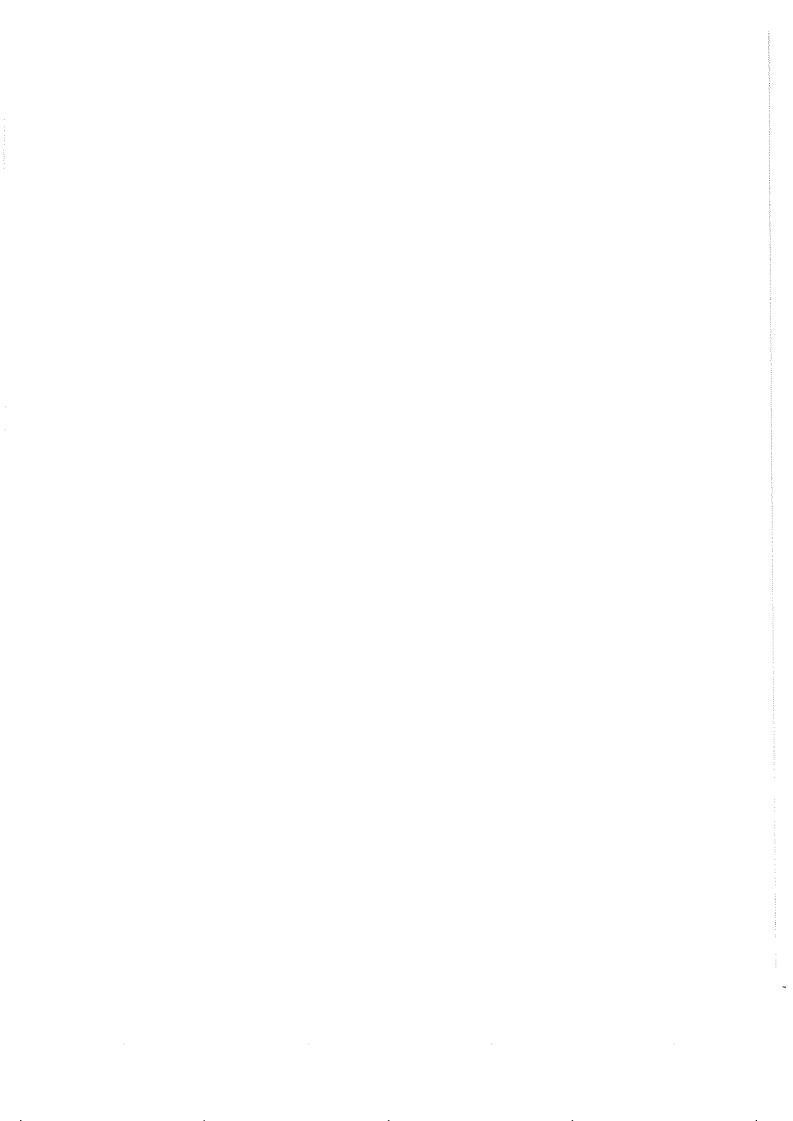


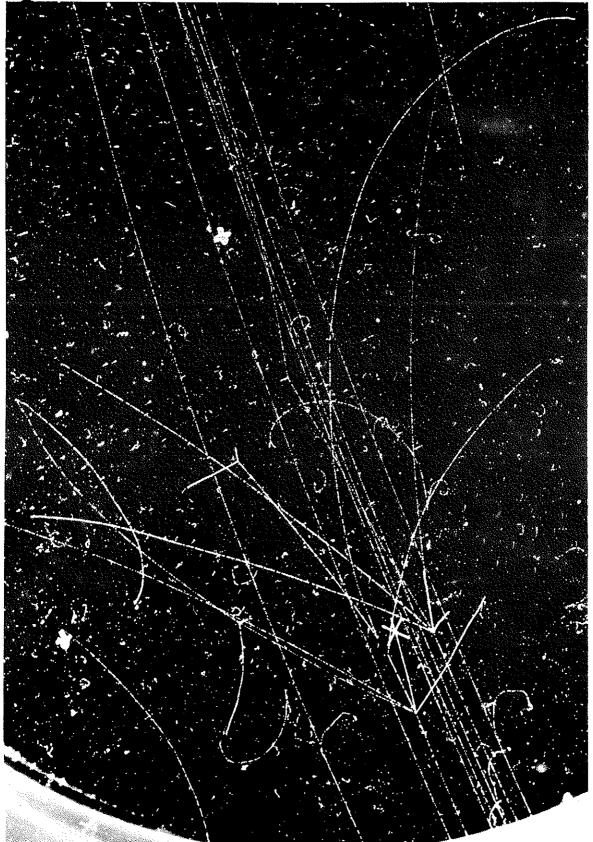
 $(\mathbf{q}) + \pi^{+} + \mathbf{K}^{\circ} + (\mathbf{q})$





 $= + \pi^{-} + K^{+} + (p)$ $+ \Lambda^{\circ} + \pi^{-} = + \mu^{+} + \nu$

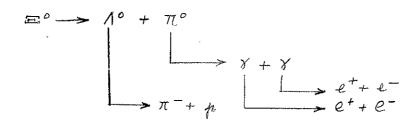




Evènement n° 30179

$$E^+_+ \pi^- + K^+ + (2 p)$$





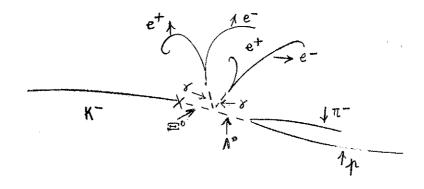


Fig.III-2

Pour obtenir une contamination acceptable, il est indispensable d'observer (III-1)

- la désintégration du Λ^o en $\pi^- + f$
- la matérialisation des deux photons du π^o en e^+ + e^-
- la "signature" : désintégration du $K_{1}^{o} \rightarrow \pi^{+} + \pi^{-}$ ou du K^{+} à l'arrêt.

Cette particule n'avait pas encore été observée au moment où s'est effectué ce dépouillement.

4/ Réactions de production et modes de désintégration

Les prédictions sur ses nombres quantiques et sa masse imposent les réactions de production suivantes :

(1)
$$K^{-} + \mu \longrightarrow K^{+} + K^{o} + \Omega^{-} + (\pi^{o})$$

(2)
$$K^- + n \longrightarrow K^o + K^o + S2^- + (\pi^o)$$

(3)
$$K^- + \mu \longrightarrow K^0 + K^0 + \Omega^- + \pi^+$$

(4)
$$K^- + n \longrightarrow K^+ + K^0 + 52^- + \pi^-$$

Les modes de désintégration attendus de l'SY sont :

$$\Omega \longrightarrow \Xi^{\circ} + \pi^{\circ}$$

$$\Omega \longrightarrow \Xi^{\circ} + \pi^{\circ} + \pi^{\circ} \quad \text{ou } \Xi^{*} + \pi^{\circ}$$

$$\Omega \longrightarrow \Xi^{\circ} + \pi^{+} + \pi^{-} \quad \text{ou } \Xi^{*\circ} + \pi^{-}$$

$$\Omega \longrightarrow K^{-} + \Lambda^{\circ}$$

Les trois premiers modes, qui incluent un = , peuvent être facilement repèrés quand les désintégrations en cascade suivantes sont observables:

$$\Omega \longrightarrow \Xi^{\circ} + \pi^{-} + (\pi^{\dagger})$$

$$\longrightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^{\circ}$$

$$\longrightarrow \chi + \chi$$

$$\downarrow \qquad \qquad \downarrow \qquad \qquad$$

On doit observer en effet une désintégration de me dont l'origine est située sur une trace négative issue d'une intéraction de faisceau.

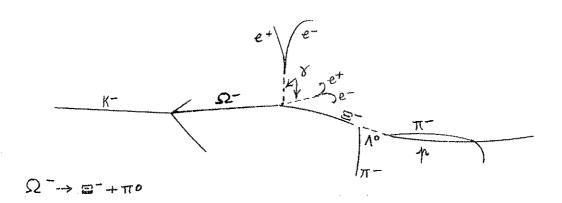


Fig.III-3

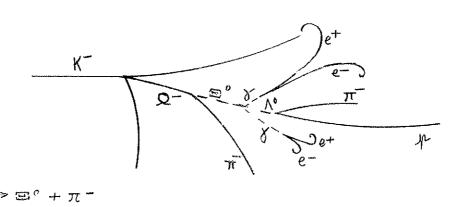


Fig.III-4

Les modes incluant deux π seront inséparables des intéractions de Ξ ou de K dans lesquelles un Ξ est produit dans l'état final.

Enfin, le dernier mode de l' $\Omega^- \to K^- + \Lambda^o$ sera difficile à séparer des désintégrations normales de $\Xi^- \to \Lambda^o + \pi^-$ si le K^- n'est pas identifié. Dans les deux types de désintégrations, la valeur Q et le moment transverse maximum μ^* sont voisins (voir tableau III-2). Si les $\Omega^- \to K^- + \Lambda^o$ sont dix fois plus rares que les $\Xi^- \to \pi^- + \Lambda^o$, il sera alors impossible de les distinguer dans une distribution des μ^* . D'au-

tre part, à la différence du K⁺, le K⁻ à l'arrêt est pratiquement toujours absorbé par un noyau, ce qui ne permet pas d'observer sa désintégration, seul moyen d'identification non ambigüe.

Particule	Masse (Mev)	Q (Mev)	/ч.* (Mev/c)	
passed and the passed of the p	1321	66	139	
52	1676	67	218	

Tableau III-2

L'observation d'une double signature : désintégration K^+ à l'arrêt du K_{1}^{0} ou de deux K_{2}^{0} sera très intéressante pour contribuer à l'identification d'un S_{1}^{-} .

2/ Méthodes de recherche

Chaque fois qu'une désintégration de = est observée nous regardons :

- s'il n'y a pas d'angle le long de la trajectoire du sur lequel pointent un ou plusieurs photons, ou, évidemment si le ne sort pas d'une étoile à deux ou trois branches produite par une trace négative
- si la branche négative après désintégration n'est pas un K-identifiable.
- si la production du m=1 n'est pas associée à celle de deux m=1 identifiables (m=1 + m=1 , m=1 identifiables (m=1)

Chaque fois qu'une désintégration de z est observée, nous regardons :

- si une trace secondaire négative ne présente pas d'angle ou ne donne pas une étoile à deux branches, qui serait une origine possible pour le =0

- si la production du = on est pas associée à celle de deux K identifiables.

II - MESURE ET RECONSTRUCTION GEOMETRIQUE DES TRACES

Les principes généraux de mesure et de reconstruction géométrique des traces sont les mêmes dans tous les laboratoires.

La mesure se fait à partir de 2 à 3 vues stéréoscopiques. Chaque vue représente essentiellement une projection conique de l'évènement sur le plan du film. La connaissance de la position de chaque caméra par rapport à la chambre et des caractéristiques du système optique permet la reconstruction dans l'espace. Les calculs sont longs, car les milieux traversés sont nombreux et l'approximation de Gauss n'est pas appliquable. Ils sont confiés à un ordinateur électronique.

A - Mesure

La mesure donne la position de points répartis le long des traces à reconstruire ou de points isolés sur le film.

Les appareils de mesure sont, soit des appareils conçus au laboratoire (III-2), soit des IEP (III-3)

Le système IEP, où les mesures sont faites directement sur le film, permet de pointer à mieux de 30 μ . Les appareils du type conçu au laboratoire, où les mesures sont faites sur une image agrandie, permettent de pointer couramment à mieux de 200 μ .

Cette précision est suffisante dans une chambre à bulles à liquides lourds où l'erreur de mesure, vient aussi de la diffusion coulombienne multiple (voir chapitre III, c). La flèche parasite des traces, due au fait que le centre d'une bulle ne correspond pas forcément au point de passage de la particule, a été étudiée avec des traces de 4 Gev/c en l'absence de champ magnétique. Elle s'est avérée faible devant la flèche parasite due à la diffusion coulombienne.

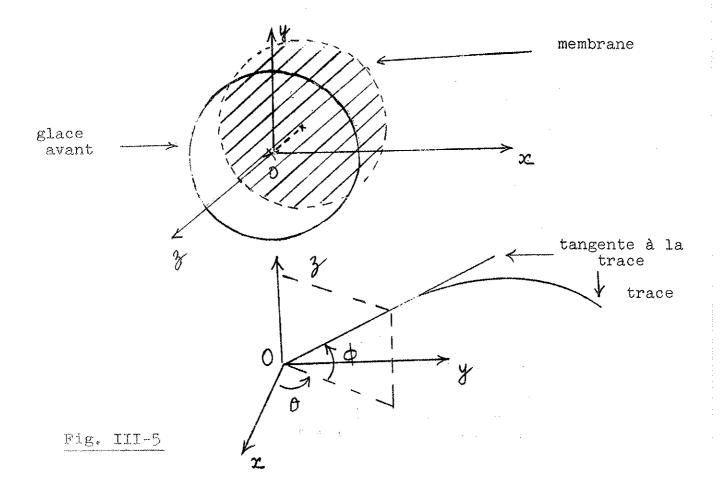
Les positions des points mesurés sont automatiquement enregistrées sur un support matériel (bandes ou cartes perforées) qui est envoyé à l'ordinateur électronique.

B - Reconstruction géométrique

L'ordinateur électronique traite les données qu'il reçoit suivant les instructions que lui donne un "programme". Les programmes des différents laboratoires, outre qu'ils sont écrits pour des calculatrice de différents types, ne reconstituent pas suivant des méthodes absolument identiques.

A partir des coordonnées de points individuels sur deux ou trois vues, ils calculent les coordonnées dans l'espace. Ils ajustent, ensuite, à un ensemble de points appartenant à une même trace, une courbe simple, par la méthode des moindres carrés. Cette courbe est une parabole ajustée sur une projection plane des points de la trace à Paris, à Bergen, à l'UCL et au NIRNS. C'est une hélice dans l'espace au CERN. (III-4)

A la fin de cette reconstruction, le programme donne le rayon de courbure ou la quantité de mouvement et les angles (θ et ϕ) (fig. III-5) qui déterminent la direction d'une trace. Il calcule ensuite les erreurs sur ces paramètres.



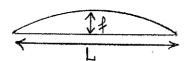
C - Incertitudes de mesures

Les incertitudes de mesure proviennent

- pour toutes les particules chargées
 - a) de l'erreur de pointé
 - b) de la diffusion coulombienne
- pour les électrons
 - c) du rayonnement de freinage

I/ Erreur sur la mesure de la quantité de mouvement par la courbure

Le programme Bull , utilisé à Paris (III-4), ajuste une parabole sur les points mesurés projetés sur la glace avant. Il nous donne donc une mesure de la flèche projetée au centre de la trace, ∮, sur laquelle on peut considérer que l'erreur est gaussienne.



$$P = 0.3 B \frac{L^2}{8 + \omega s \phi}$$

$$B \text{ en } KG$$

$$L \text{ en } cm$$

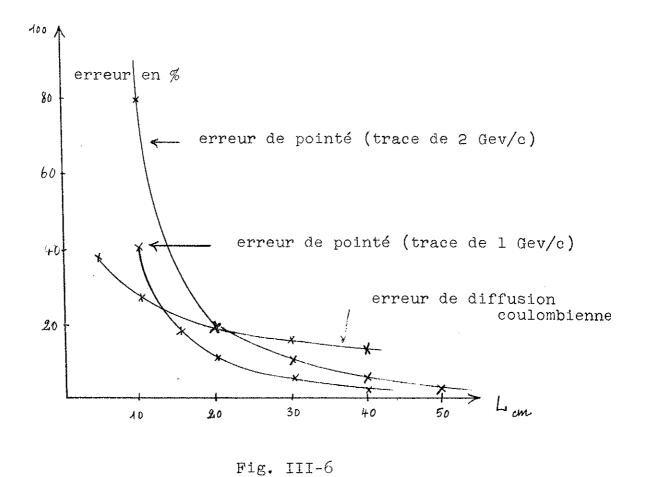
$$\ell \text{ en } cm$$

Si B est l'induction magnétique, la quantité de mouvement est alors donnée par la relation:

a) L'erreur due au pointé, est:

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\mathbf{P}} \simeq 2 \varepsilon \frac{\mathcal{P} \omega_{\delta} \phi}{L^{2}} \qquad \begin{cases} P \text{ en Mev/c} \\ L \text{ en cm} \\ \varepsilon \text{ en cm} \end{cases}$$

 \mathcal{E} est l'erreur de pointé faite à la mesure $\mathcal{E} \simeq 0.02$ cm.



b) Si σ_c est la flèche parasite due à la <u>diffusion coulombien-</u>ne, l'erreur qui en provient (III-7) est :

$$\left(\begin{array}{c} A \neq \\ \end{array}\right) = \left(\begin{array}{c} 6 c\\ \end{array}\right) \simeq \frac{140}{\beta \sqrt{6 \times_{o} L \cos \phi' B}}$$

où x_o est la longueur de radiation du liquide en cm β est la vitesse réduite $(\frac{v}{c})$ de la particule B est le champ magnétique en KG

Avec le fréon C F3 Br

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{c} \simeq \frac{6,835}{\beta \sqrt{1.85} f}$$

L'erreur totale sur la flèche projetée est alors la combinaison quadratique de ces deux erreurs pour toutes les particules chargées autres que les électrons. On peut remarquer que la mesure du moment doit être faite sur la plus grande longueur de trace possible. La figure III-6 montre comment évoluent ces erreurs avec la longueur de mesure pour des π 0 ou des K de l ou 2 Gev/c à angle de profondeur, ϕ , nul. On voit qu'il est difficile d'avoir une précision supérieure à I5 % à cause de la diffusion multiple.

L'erreur sur la quantité de mouvement se déduit alors de l'erreur sur la flèche projetée par la relation : $\frac{d\mu^{\frac{1}{2}}}{\mu} = \sqrt{\frac{1}{(1\mp \frac{1}{2} + 1)^2} + \frac{1}{tg^2} \phi (d\phi)^2}$

c) pour les électrons, il faut ajouter l'erreur dus au rayonnement de freinage par le champ électromagnétique des noyaux.

Ce rayonnement est un phénomène aléatoire à fréquence de répétition très faible. L'étude faite au laboratoire (III-8) a montré qu'il ne fallait pas intégrer dans la mesure une perte d'énergie par rayonnement d'un photon supérieure à une fraction donnée $\left(\frac{E_{min}}{E_0}\right)$ de l'énergie E_0 de l'électron. La limite inférieure de l'énergie E_{min} est pratiquement imposée, c'est la perte d'énergie minimun décelable. Dans le fréon C E_0 Br, la courte longueur de radiation, permet de déceler assez bien une perte d'énergie supérieure à 50 Nev par observation de la matérialisation du photon émis. Mais il est nécessaire de fixer E_{min} au-dessus de ce seuil pour augmenter le nombre d'électrons mesurables. En effet, un électron de 200 Mev a perdu en moyenne 50 Mev au bout de 3cm, ce qui donne une erreur due au pointé: $\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{E} = 100 \,\%$.

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{r} = \sqrt{\frac{4^{\circ}}{3}} \frac{bL}{\cos \phi} \left(1 + \frac{5}{2} y_{o} \frac{bL}{\cos \phi}\right)$$

avec
$$b = \frac{1}{x_0 \log_2 2} = 0,131$$
 $\frac{F_{\text{mis.}}}{E_0} = 45\% \Rightarrow y_0 = 0,6$

L'erreur moyenne est alors de 50 %.

2/ Erreur sur la mesure de la quantité de mouvement par le parcours

Quand une trace s'arrête dans la chambre, après avoir perdu toute son énergie par ionisation, sa quantité de mouvement est beaucoup mieux déterminée par son parcours que par sa courbure. L'erreur provient alors essentiellement de l'incertitude sur la longueur, car les fluctuations statistiques sur les pertes d'énergie par ionisation sont toujours négligeables pour des traces qui ont un parcours visible. L'erreur sur la quantité de mouvement est alors inférieure à 5 %. Cette méthode ne s'applique évidemment pas aux électrons.

- 3/ Erreur sur la détermination de heta et de ϕ
- a) On peut montrer (III-6) que les <u>erreurs dues au pointé</u> sont :

$$d\theta_{p} = \frac{1.1\xi}{L} , d\phi_{p} = \frac{8\cos^{2}\phi}{L} \xi$$

b) les erreurs dues à <u>la diffusion multiple</u> (III-7) sont:

$$d\phi_{c} = \frac{9.1}{\sqrt{6} \times_{o}} \frac{1}{P\beta} \frac{L_{1} / 2}{(\cos \beta)^{\frac{3}{2}}}$$

$$d\phi_{c} = \frac{2.1}{\sqrt{6} \times_{o}} \frac{1}{P\beta} \left(\frac{L_{1}}{\cos \beta}\right)^{\frac{1}{2}}$$

Dans le fréon C F3 Br

$$d\theta_{c} = \frac{2.6}{1 \beta} \frac{L/2}{(\cos \phi)^{3/2}}$$

$$d\phi_{c} = \frac{2.6}{P\beta} \left(\frac{L}{\cos \phi}\right)^{1/2}$$

$$\text{L en cm}$$

A la fois pour θ et ϕ , les erreurs dues à la diffusion coulombienne et celles dues au pointé varient en sens inverse en fonction de la longueur. Il existe une longueur optimum de me-

sure des angles qui minimise la somme quadratique de ces deux erreurs. La longueur optimum pour ϕ est supérieure à celle pour θ . Néanmoins, on peut choisir une longueur commune pour θ et ϕ sans augmenter l'erreur de façon appréciable.

$$L_{\rm opt} \simeq 1.5 \; (EPB.)^{2/3} \; \cos^{4/3} \phi \; \begin{cases} L_{\rm opt} \; \text{en cm.} \\ E \; \text{en em} \end{cases}$$

Exemple : Pour un π ou un K de l Gev/c parallèle à la glace avant (ϕ = 0), $L_{\rm opt}$ = llcm

$$d\theta = 0^{\circ}, 19$$
 $d\phi = 0^{\circ}, 97$

c) Erreurs dues au rayonnement de freinage

Dans cette expérience, les électrons analysés sont produits par matérialisation de photons. La direction de l'électron est pratiquement confondue avec celle du photon qui est, en général, beaucoup mieux déterminée.

Les ordres de grandeur des erreurs montrent que la chambre à liquides lourds ne donne pas une si bonne précision qu'une chambre à hydrogène, sauf pour l'énergie d'une trace qui s'arrête. Par contre, la longueur de radiation du C F_3 Br (\times_0 = llcm) en fait un excellent détecteur de photons et donc de π° . La probabilité moyenne de matérialisation d'un photon en paire électron-positron est de 85 % dans cette chambre. La grande densité du C F_3 Br (I,5 gr/cm³) permet d'obtenir environ quinze fois plus d'intéractions, avec le même nombre de traces incidentes, que dans l'hydrogène.

III - ETUDE CINEMATIQUE DES DESINTEGRATIONS DE Ξ, Λ°, Κ' et π°

Les configurations de désintégrations

$$- K_1^0 \longrightarrow \pi^+ + \pi^-$$

sont surdéterminées par la mesure des directions de toutes les traces et des quantités de mouvement des traces chargées. Il est donc possible d'ajuster les paramètres mesurés afin d'en obtenir une meilleure détermination.

Pour les K^o , les Λ^o et les Ξ^- , des programmes d'ajustement par la méthode des moindres carrés sont utilisés au CERN à λ 'UCL et au NIRNS. A Bergen et à Paris, le physicien effectue lui-même cet ajustement suivant la méthode que nous allons décrire.

Le π° , enfin, est toujours ajusté par le physicien.

A - Sélection et ajustement des = 10 K

I/ Cinématique de désintégration

Dans tous les cas, nous avons à considérer la désintégration d'une particule primaire (1) en deux secondaires (2 et 3) (fig. III-7).

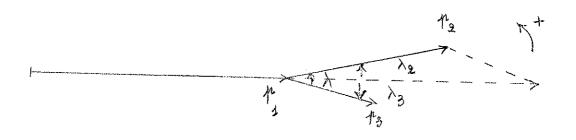


Fig. III-7

La cinématique impose dans de telles désintégrations quatre conditions qu'il est possible de choisir ainsi :

- a) Une condition qui ne dépend que des angles des traces:
- la coplanarité entre les directions des 3 traces (I)
- b) trois conditions qui dépendent à la fois des moments et des angles de trace :
 - la conservation du moment longitudinal (2)

$$p_1 = \sqrt{p_2^2 + p_3^2 + 2p_3 + 2p_3} \cos \lambda$$
 (équ.III-1)

- la conservation du moment transverse (3)

$$h_2 \sin \lambda_2 + h_3 \sin \lambda_3 = 0$$
 (équ.III-2)

- une valeur Q bien déterminée (4)

$$Q = C^{\frac{1}{2}} = \sqrt{\left(E_2 + E_3^2\right)^2 - \left(h_2^2 + h_3^2 + 2h_2 h_3 \cos \lambda\right) - \left(m_2 + m_3\right)} \quad (\text{\'equ.III-3})$$

où E; est l'énergie totale de i ème particule.

Dans ces équations, dès l'instant où l'on a fait une hypothèse sur la nature des particules, seul le moment du primaire est inconnu (ou si mal connu, dans le cas du z-, que très souvent on peut l'ignorer).

Le problème, en général, se ramène donc à ajuster les 5 paramètres mesurés (μ_2 , μ_3 , λ_3 , λ) de manière à ce qu'ils remplissent les 3 conditions ou contraintes 1,3 et 4.

2/ Sélection

La sélection des désintégrations est effectuée avant l'ajustement. Pour chaque désintégration, on s'assure que les trois conditions (1, 3 et 4) sont convenablement remplies:

Un programme, "Cinématique 3", exploité sur calculatrice Bull " [ET", calcule :

- l'angle entre la trace primaire (1) et le plan formé par les deux secondaires (2 et 3): L
- les moments transverses de chaque trace secondaire par rapport à la direction de la trace primaire :

- la valeur Q de l'ensemble formé par les deux secondaires (équ.III-3).

Une désintégration est conservée si ces trois conditions sont satisfaites à l'intérieur de deux erreurs standards, c'est-à-dire quand :

$$I^{\circ}$$
) $\frac{|L|}{dL} < 2$

$$2^{\circ}$$
) $\frac{|f_{T_2} + f_{T_3}|}{\sqrt{(d f_{T_2})^2 + (d f_{T_3})^2}} < 2$

$$3^{\circ}$$
) $\frac{|Q-Q_0|}{dQ} < 2$

où les dL, dp_{T_2}, dp_{T_3}, dQ sont les erreurs standards respectivement sur L, p_{T_2}, p_{T_3}, et Q

 Q_o est la valeur Q attendue

Q est la valeur Q mesurée

Chaque condition élimine 5 % de véritables désintégrations. Les trois conditions ne sont pas indépendantes, nous rejetons ainsi une proportion de véritables désintégrations sans doute bien inférieure à 15 %.

3/ Ajustement

- a) Ajustement des angles pour obtenir la coplanarité
- Principe du "cercle de Wulf"

Pour étudier les coplanarités et mesurer les angles entre traces, on utilise le "cercle de Wulf". La méthode est la suivante :

La figure III-8 montre que sur une sphère un parallèle définit un angle de profondeur ϕ et un méridien définit un angle azimuthal θ . Une direction (θ , ϕ) peut donc être

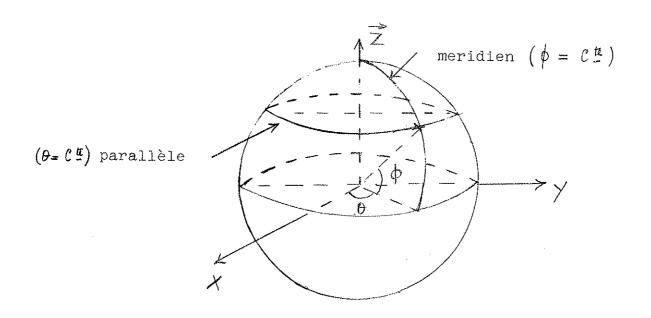


Fig.III-8

représentée par un point sur cette sphère ou sur une représentation plane de cette sphère.

Si plusieurs directions coplanaires sont repèrées dans un certain système d'axes (le système de la mesure) il est toujours possible par rotation de trouver le système d'axes dans lequel les directions définissent un plan méridien. Dans ce nouveau système, leurs points représentatifs sont alors répartis le long d'un même méridien et les angles entre ces directions sont données par différence entre leurs angles φ .

Le cercle de Wulf est une projection stéréographique d'un réseau de méridiens et de parallèles de la sphère.

- Utilisation du "cercle de Wulf".

Sur un calque superposé au réseau, on porte les directions mesurées avec leurs erreurs. Par rotation de ce calque autour du centre du réseau, on recherche le cercle méridien qui s'adapte le mieux aux points représentatifs des directions mesurées, à rendre coplanaires. Ce cercle est celui qui minimise la somme :

$$\sum_{i} \left(\frac{d_{i}}{D_{i}} \right)^{2}$$

où d_{i} est la distance sur le réseau entre le point représentatif de la i ème direction mesurée et celui de la i direction ajustée.

D'a est la distance représentative d'une erreur standard sur la direction mesurée, le long de la ligne qui joint la point représentatif de la mesure et celui de l'ajustement.

Les méridiens étant gradués en angles vrais par leurs interactions avec les parallèles, l'angle λ' entre deux directions ajustées est donné par la différence entre les nouveaux angles azimuthaux de ces directions. Pour obtenir les directions ajustées dans le système d'axes de la mesure, (θ', ϕ') il suffit de replacer le calque dans sa position initiale.

Le pas du réseau étant de I°, il est possible d'ajuster à 0,5° près.

Dans le cas d'une désintégration simple comme celle du K_{2}^{o} il y a un ensemble de trois traces coplanaires. Il suffit donc de rechercher le cercle méridien qui minimise la somme

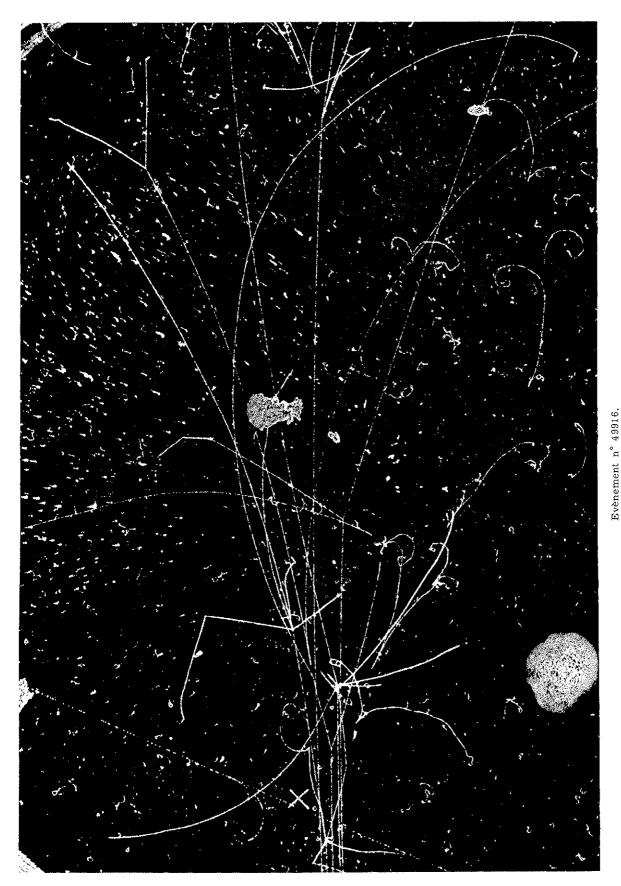
$$\sum_{i=1,2,3} \left(\frac{di}{Di} \right)^2$$

Dans la désintégration double du $= - \to \Lambda^o + \pi^-$ qui est suivie de celle du Λ^o ($\Lambda^o \to + \pi^-$) il y a deux ensembles de trois traces coplanaires auxquels le Λ^o est commun. Nous recherchons deux cercles méridiens qui minimisent la somme

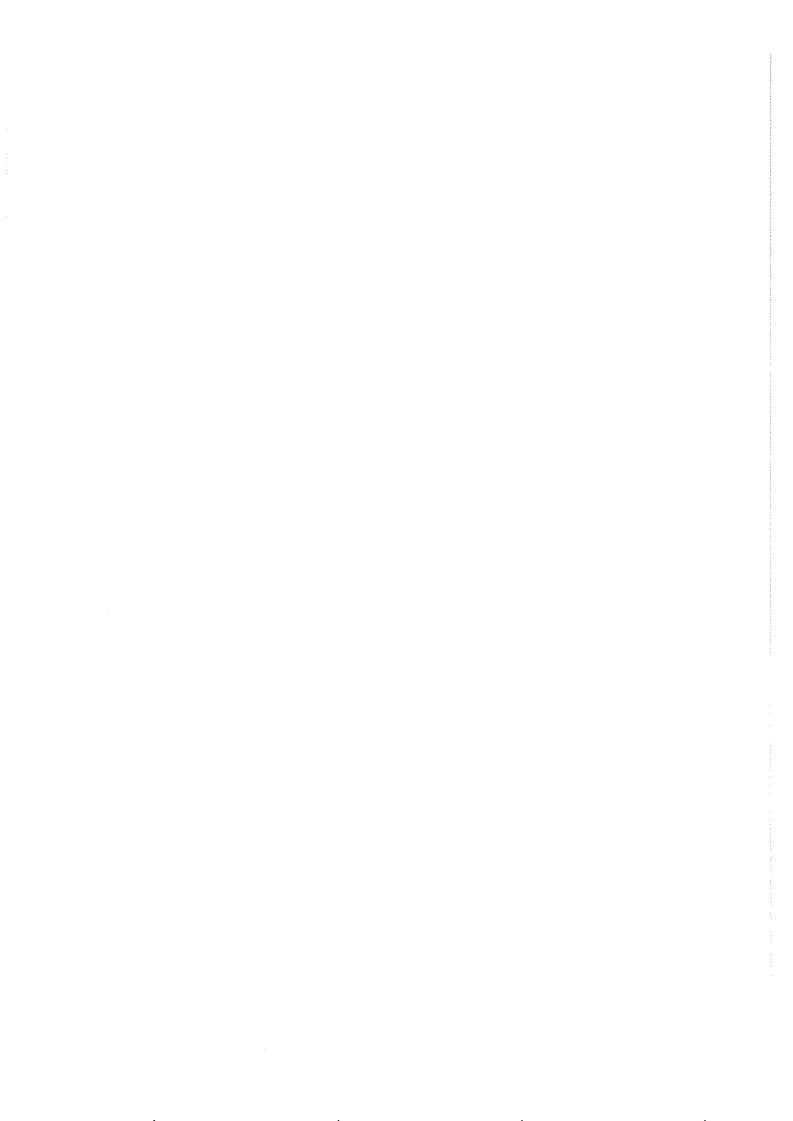
$$\sum_{i=1,2,3,2',3'} \left(\frac{di}{Di}\right)^2$$

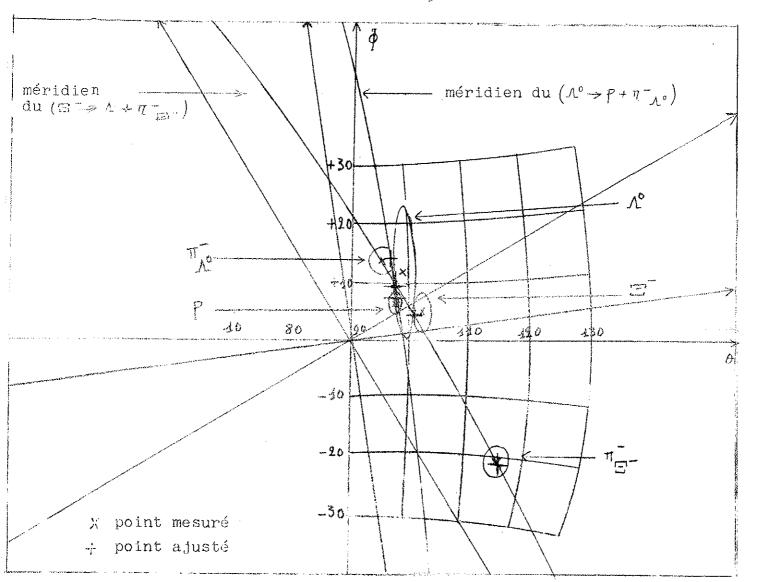
La direction du Λ^o (θ' , ϕ') se trouve alors déterminée à l'intersection de ces deux cercles.

La figure III-9 montre l'application de cette méthode à la désintégration d'un = (évènement n° 49 916).



 $\frac{\Xi^{+}}{} \pi^{+} + \pi^{+} + \pi^{o} + K^{o}$





WW15265	∂ mesuré	₫ mesuré	🖯 ajusté	ø ajusté
	95,3 ± 2,3	12,9 ± 2,2	96,5	13,2
Ç	98,0 ± 1,1	5,4 ± 1,6	98,5	6,1
12	99,0 ± 2,7	11,2 ± 12	97,2	(8,2
The state of the s	115,8 ± 2,4	-20,9 ± 2,8	116,0	-21,0
y control consumer of the control of	102,1 ± 1,6	3,7 ± 3,6	101,0	3,1

Fig.III-9

2.16

b) Ajustement des mesures pour satisfaire la valeur Q

Un programme de "variables manquantes" écrit pour la machine IBM 1620 de l'Ecole Polytechnique calcule à partir du moment d'un des secondaires μ_s (ou μ_s) et de l'angle d'ouverture des secondaires λ , la valeur de μ_s (ou μ_s) à l'aide de l'équation III-3 et celle de μ_s à l'aide de l'équation III-1 (III-5 Nous recherchons alors l'ensemble des valeurs μ_s , μ_s , μ_s , μ_s , at λ'' qui minimise la somme :

$$\left(\frac{\mu_2' - \mu_2}{d\mu_2}\right)^2 + \left(\frac{\mu_3' - \mu_3}{d\mu_3}\right)^2 + \left(\frac{\lambda'' - \lambda'}{d\lambda'}\right)^2$$

Ceci donne la valeur finale du moment du primaire: p_4' et un ordre de grandeur sur son erreur dp_1' .

associée à la condition $\lambda'' = |\lambda''_2| + |\lambda''_3|$ permet de déduire λ''_2 et λ''_3 à partir des valeurs finales μ'_2 , μ'_3 et λ'' .

Dans une désintégration simple, comme celle du K_1^o , nous pouvons alors déplacer les directions des trois traces sur le cercle méridien représentatif du plan de désintégration. Les positions finales sont obtenues de manière à réaliser le minimum de :

$$\left(\frac{\lambda_2'' - \lambda_2}{d\lambda_2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda_3'' - \lambda_3}{d\lambda_3}\right)^2$$

Dans la désintégration double du Ξ , l'ajustement pour satisfaire la valeur Q est d'abord appliqué au Λ^o . La condition d'égalité des moments transverses qui donne $\lambda_{\mathcal{S}}''$ et $\lambda_{\mathcal{S}}''$ est satisfaite, cette fois, de façon unique : une des trois directions celle du Λ^o , est en effet déjà fixée par l'ajustement de la coplanarité.

Remarque :

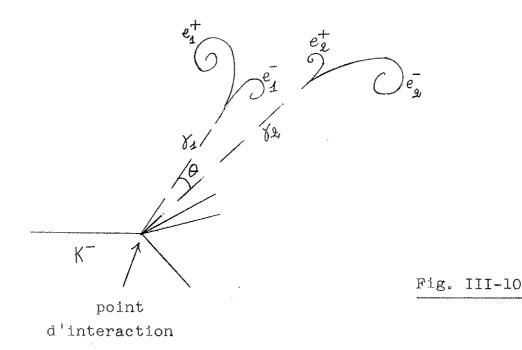
Cette procédure d'ajustement a été utilisée dans la majorité des cas. L'angle d'ouverture des secondaires λ est souvent mieux défini que λ_j ou λ_j . Le moment du \mathbf{z} est souvent mal mesuré par rapport au moment du $\boldsymbol{\Lambda}^o$ et du $\boldsymbol{\eta}^-$. Toutefois, dans

des cas particuliers, il a été tenu compte du fait que soit λ_2 soit λ_3 étaient aussi bien défini ou mieux défini que λ , ou que le moment du Ξ était aussi bien mesuré ou mieux mesuré que les autres moments. Dans ces cas particuliers, le programme de "variable manquante" ne suffit plus, nous ajustons à l'aide de tables de désintégration du type "Salmeron" (III-9) qui donnent les valeurs numériques de μ_1 , μ_2 , λ_3 , λ_4 , λ_5 , λ_5 .

B - Sélection et ajustement des τ°

Le η' est détecté par la matérialisation en $\ell^+ + \ell^-$, de ses 2 photons de désintégration (fig. III-IO)

Le moment d'un Y est déduit de la relation $h_Y = h_e + h_e -$, l'angle entre les deux électrons étant très petit. On a vu (pageIII-ll)que les mesures des moments des électrons, ($h_e + e t h_e$) sont très imprécises ($\underline{d}h$ est de l'ordre de 40 %). Au contraire, les directions des photons sont bien déterminées par la mesure des deux points extrêmes de leur ligne de vol, le point d'interaction où est produit le π^o et le point de matérialisation en $e^+ + e^-$ En général, l'angle θ entre les 2 photons est défini avec une précision supérieure au degré.



I°) Recherche des valeurs les plus probables du moment et de la direction du π^o

La conservation du quadrivecteur impulsion-énergie à la désintégration du $\eta^{\,\rho}$ peut se traduire par les deux équations suivantes:

- la conservation vectorielle des moments $P_{\pi^o} = \overrightarrow{h_\chi} + \overrightarrow{h_{\chi_2}}$ (1)
- la conservation du carré du module du quadrivecteur :

$$E_{\pi o}^{2} - P_{\pi o}^{2} = M_{\pi o}^{2} = \left(E_{\chi_{4}} + E_{\chi_{2}}\right)^{2} - \left(\left|\overrightarrow{P}_{\chi_{4}} + \overrightarrow{P}_{\chi_{2}}\right|\right) \text{ Soit :}$$

$$M_{\pi o}^{2} = 2 p_{\chi_{4}} p_{\chi_{2}} (1 - \cos\theta) \tag{2}$$

où θ est l'angle entre les deux photons. A θ constant, l'équation (2) est celle d'une hyperbole dans le système de ses propres axes ($\overrightarrow{\gamma_2}$, $\overrightarrow{\gamma_2}$). Dans ce système d'axes, P_{η} , est représenté par le vecteur qui joint l'origine des axes 0 au point de coordonnées (\uparrow_{γ_1} , \uparrow_{γ_2}) situé sur cette hyperbole (fig. III-11).

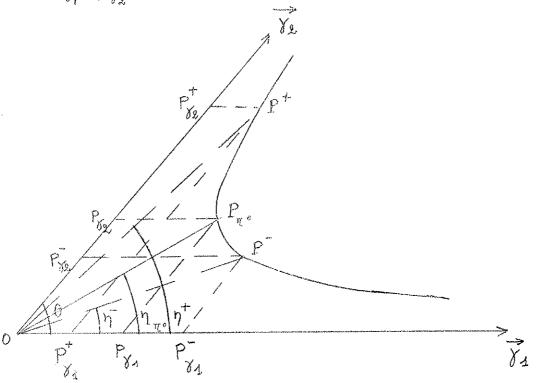


Fig. III-11

La mesure donne $(p \pm dp)_{\gamma_1}$ et $(p \pm dp)_{\gamma_2}$. L'incertitude sur la mesure de θ est négligeable. Pour obtenir à la fois la valeur la plus probable de la direction η_{π} et du moment P_{π_o} , du π_o il suffira donc de rechercher le point de l'hyperbole (fig. III-ll) de coordonnées $(p_{\gamma_1}, p_{\gamma_2})$ qui rende minimum l'expression : $\chi^2 = \left(\frac{p_{\gamma_1} - p_{\gamma_2}}{dp_{\gamma_2}}\right)^2 + \left(\frac{p_{\gamma_2} - p_{\gamma_2}}{dp_{\gamma_2}}\right)^2$

2°) <u>Sélection des π°</u>

L'ajustement de h_{γ_i} et de h_{γ_2} est un ajustement à un seul degré de liberté puisque h_{γ_i} et h_{γ_2} sont reliés par une seule relation, la relation (2). La loi de probabilité du χ^2 est alors une loi gaussienne. Nous avons rejeté les évènements dont la mesure donne un χ^2 supérieur à 4, c'est-à-dire environ 5% des π^2 dont les deux photons se matérialisent dans la chambre.

3°) Incertitude sur le moment et la direction du π°

Soit p, le point courant de l'hyperbole (fig. III-ll) $F(p) = \left(\chi^2(p) - \chi^2(p_{\pi^0})\right) \text{ est alors une loi de probabilité,}$ normée et centrée, à un seul paramètre gaussien, p. En effet, au point p_{π^0} où le χ^2 est minimum, $\left(\frac{\partial \chi^2}{\partial p}\right)_{p=p_{\pi^0}} = 0$, et donc $\left[\chi^2(p) - \chi^2(p_{\pi^0})\right] = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p}\right)_{p=p_{\pi^0}} \left(dp\right)^2 \text{ or la variance de}$ $p_{\pi^0} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p}\right)_{p=p_{\pi^0}} \left(dp\right)^2 \text{ on en déduit, } F(p_{\pi^0}) = 0$ et $F'(p_{\pi^0} + p_{\pi^0} + p_{\pi^0}) = F'(p_{\pi^0} - p_{\pi^0}) = 1$.

Les intervalles (h^+ , h^-) et $(\eta^+$, η^-) à l'intérieur desquels il y a 68% de chances de trouver les vraies valeurs du moment et de la direction du π_o , sont donc données par les points h^+ et h^- de l'hyperbole, tels que

$$\chi_{p+}^{2} = \chi_{p-}^{2} = 1 + \chi_{(p_{\pi^{0}})}^{2}$$

Connaissant η_{π^o} , η^+ et η^- , les cercles de Wulf permettent alors de déterminer la direction du η^o avec ses erreurs, dans le système d'axes de la mesure.

C - Etude du bruit de fond des 🖘 🗀

Un évènement de bruit de fond doit ressembler à une désintégration d'un = en \wedge o + π (fig.III-12) et satisfaire les trois conditions exigées à la sélection.

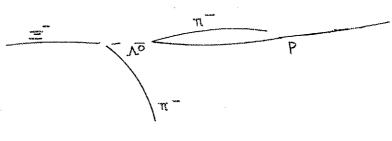


Fig. III-12

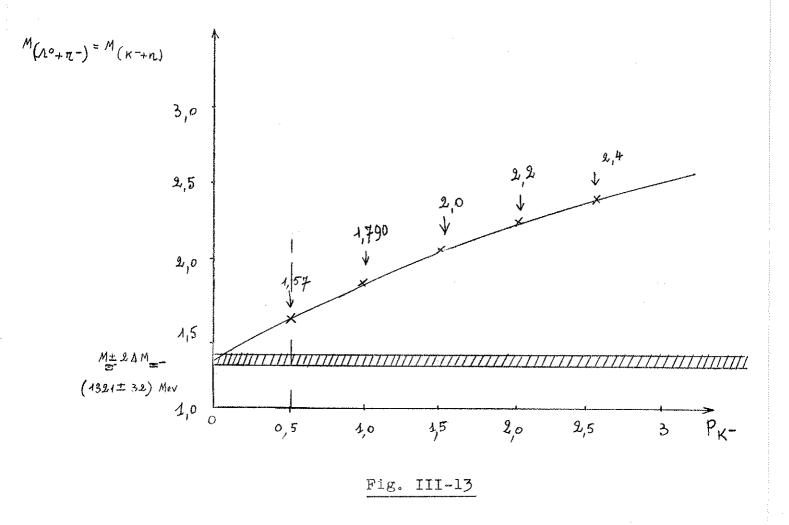
Cette désintégration peut donc être simulée par une interaction de particule négative qui produit, ou semble produire un Λ° et un π^{-} visibles (le Λ° peut également être produit par une autre interaction quand il y a possibilité de confusion sur l'origine).

1°) Contribution de la réaction K-+ n -> Λ° + π-

De toutes les interactions qui peuvent simuler un , c'est en fait la plus gênante, car c'est la seule qui satisfait toujours les critères de "coplanarité" et d'"égalité des moments transverses".

Les interactions de π^- , qui produisent 2 particules étranges ($\Lambda^o + K^o$) dont l'une, le K^o , échappe à la détection sont environ 10 fois moins nombreuses et ne satisfont que rarement les critères de "coplanarité" et d'"égalité des moments transverses".

Le seul critère de sélection qui va permettre le rejet des interactions $K^- + n \longrightarrow \Lambda^o + \eta^-$, est la masse équivalente du système final $(\Lambda^o + \eta^-)$. La figure III-13 représente la masse de ce système en fonction du moment du K^- incident. La bande hachurée s'étend de $M_- - 2\Delta M_-$ à $M_- + 2\Delta M_-$ où $\Delta M_- = 16$ Mev



est notre résolution expérimentale moyenne sur la masse d'un $\equiv (\mathcal{M}_{\equiv} -)$. La limite inférieure en moment des K secondaires est voisine de 500 Mev/c. Il est visible que l'application du critère de valeur Q (page III-16) élimine pratiquement toutes ces interactions.

Cependant, les particules de l'état initial ou final d'une réaction sur nucléon peuvent subir des diffusions à l'intérieur du noyau auquel est lié le nucléon-cible. Ces diffusions sont susceptibles de modifier la masse équivalente des particules produites. Nous avons donc fait une étude expérimentale à partir de la réaction symétrique de charge $\overline{K^o} + h \longrightarrow \Lambda^o + \overline{\chi}^+$. Sur 20 interactions de ce type, une seule produit un système $\Lambda^o + \overline{\chi}^+$

de masse équivalente compatible (voir critère de valeur p. (III-16) avec celle du = . Pour en déduire la contamination nous avons considéré que :

- \ll) Les K émis par diffusion élastique sont trop énergiques pour produire des systèmes (Λ^o + π^-) dont la masse équivalente soit compatible avec celle du = .
- β) Le spectre des K produits dans des processus inélastiques est très proche du spectre des $\overline{K^o}$.
- \forall) Le rapport entre la section efficace de production de K dans des processus inélastiques et celle de production de $\overline{K^\circ}$ par des K incidents de 2,3 et de 3,5 Gev/c est identique et indépendant du spin isotopique de la cible. Une expérience de K de 2,3 Gev/c dans une chambre à hydrogène, (III-21) a permis de mesurer :

$$\frac{\sigma(K^{-} + h -) K^{-} + nucleon + \pi's)}{\sigma(K^{-} + h -) K^{0} + nucleon + \pi's)} = \frac{2.5 \text{ mb}}{5.6 \text{ mb}} = 0.45$$

La plupart des interactions de K° sont dues à la seule composante K_2° . Le nombre d'interactions de K qui simulent un = est donc voisin de 2 x 0,45 \simeq 1. Pour 20 interactions $\stackrel{\frown}{K}^\circ + p \rightarrow \Lambda^\circ + \tau^+$ il y a 78 = identifiés. La contamination apportée par les interactions $\stackrel{\frown}{K}^- + p \rightarrow \Lambda^\circ + \tau^-$ est de l'ordre de $\stackrel{\frown}{\neq_E}$ \simeq 1%.

2°) Contribution de la diffusion élastique $\pi^{-+n} \Rightarrow \pi^{-} + n$, à laquelle la production d'un Λ^{0} peut être attribuée par erreur.

Les η^- produits dans les interactions du type, K^- + nucléon - $\to \Lambda^\circ$ + η^- + (n) π , peuvent subir une diffusion élastique considérée comme origine possible du Λ° (fig. III-14)

entropy of the second section of the second

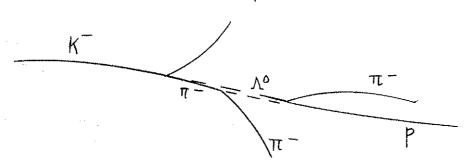


Fig. III-14

Ce sont les diffusions élastiques de π^- sur neutron qui ont le plus de chances de simuler un $ealpha^-$, puisque les π^- sont les particules négatives les plus abondamment produites en association avec le Λ^o .

Le calcul qui suit donnera une estimation de la contamination ainsi apportée au lot de = sélectionnés.

Les paramètres du calcul sont définis sur la figure III-15.

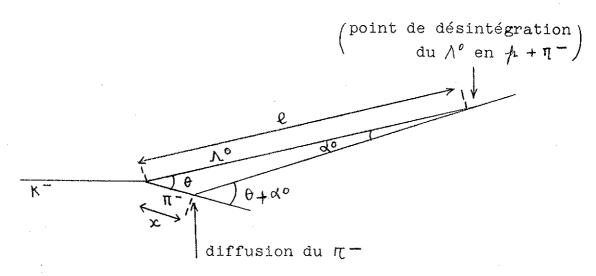


Fig. III-15

a) Probabilité d'émission d'un η^- dans une direction faisant un angle θ avec la direction du Λ° .

Nous supposerons que tous les π^- et les Λ^o sont émis vers

l'avant dans le laboratoire et qu'il n'y a pas de corrélation forte entre les directions d'émission de ces 2 particules. Cette probabilité est alors 2 x $\frac{A}{2}$ su θ $d\theta$ = su θ $d\theta$.

b) Probabilité de diffusion élastique d'un η^- sur une distance \varkappa .

Cette probabilité est égale à $(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_i}})$ si λ_i est le libre parcours moyen de diffusion d'un π sur neutron.

c) Probabilité de confusion par Λ_o émis

Si m est la multiplicité moyenne des π^- produits avec un Λ on peut écrire que la probabilité P, de confusion par Λ o produit est :

$$P = \int_{0}^{\theta_{max}} m \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda i}} \right) \sin \theta \ d\theta$$

où θ max est donnée par la condition

$$\sin\left(\theta_{\text{max}} + \gamma\right) = \left(\frac{P_{+\text{max}}}{P}\right)_{\Lambda_0}$$

 $P_{T_{\text{max}}}$ étant le moment transverse maximum dans la désintégration du \equiv - soit 140 Mev/c et P le moment moyen des Λ^o soit 1,5 Gev/c.

 λ_i est donné par la section efficace de la réaction symétrique de charge $\pi^+ + h \rightarrow \pi^+ + h$ (III-22) $\lambda_i \simeq 140$ cm pour une section efficace de l'ordre de 20 mb.

 $x = \frac{\ell \sin \alpha}{\sin (\alpha + \Theta)}, \ \ell \ \text{sera donn\'e par le libre parcours}$ moyen des ℓ' produits par des K^- de 3,4 Gev/c : $\ell \simeq 10$ cm, ℓ' est l'incertitude moyenne sur la direction d'un ℓ' soit 3°.

 $\it m$ est donné par la multiplicité moyenne des particules négatives produites en association avec des $\Lambda^{\it o}$, $\it m$ = 1.

Dans ces conditions:
$$(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_i}}) \simeq \frac{x}{\lambda_i}$$
 car $x \ll \lambda_i$

$$P = \int_0^{2^o, 7} \frac{10}{140} \frac{\sin 3^o}{\sin (3^o + \theta)} \sin \theta \ d\theta$$

$$P = \frac{\sin 3^{\circ}}{14} \int_{0}^{2^{\circ}7} \frac{\sin \left[3^{\circ} - \left(3^{\circ} + \theta\right)\right]}{\sin \left(3^{\circ} + \theta\right)} d\theta$$

$$P = \frac{\sin 3^{\circ}}{14} \int_{0}^{2^{\circ}7} \left[\cos 3^{\circ} - \sin 3^{\circ} \frac{\cos(3^{\circ} + \theta)}{\sin(3^{\circ} + \theta)}\right] d\theta$$

$$P = \frac{\sin 3^{\circ}}{14} \left[\cos 3^{\circ} - \sin 3^{\circ} \log\left[\sin\left(3^{\circ} + \theta\right)\right]\right] \approx 5 \times 10^{-5}$$

d) Pourcentage de contamination

Pour $78 \equiv$ identifiés, il y a environ $7.500 \, \, \text{$\Lambda^{\circ}$}$ produits par les $\text{$K^{-}$}$ de 3,4 Gev/c.

La contamination est donc de l'ordre de 0,5 %. L'application des critères d'égalité des moments transverses et de "valeur Q" éliminera encore une grande partie de ces faux = -.

La contamination totale des 🗃 est donc négligeable dans cette expérience.

IV - DETERMINATION DE LA MASSE ET DE LA VIE MOYENNE DU L'ET DU E

Pour contrôler la mesure, la sélection et l'ajustement cinématique, les masses et vies moyennes du Λ^o et du $extit{extit{month ontitle formatique}}$ ont été déterminées à partir des 78 évènements de Paris.

A - Masses du Λ° et du = -

l°) Masse du ∧°

Si E_{π} et p_{π} sont respectivement l'énergie totale et le moment du proton E_{π} et p_{π} les mêmes quantités pour le π^- l'angle entre le π^- et le proton

$$M_{\Lambda_0}^2 = \left(E_p + E_{\pi}\right)^2 - \left(h_p + h_{\pi}\right)^2$$

$$M_{\Lambda_0} = \left\{ m_{p}^2 + m_{\pi}^2 - 2 p_{p} p_{\pi} \cos \lambda + 2 \sqrt{\left(p_{p}^2 + m_{p}^2\right) \left(p_{\pi}^2 + m_{\pi}^2\right)} \right\}^{1/2}$$

La moyenne, pondérée par les erreurs, des 78 masses donne :

$$M_{\Lambda^0} = (1115,63 \pm 0,83) \text{ MeV}$$

Ce résultat est en excellent accord avec la détermination actuelle de la masse du Λ_{s} : (1115,38 \pm 0,10) Mev (III-14)

2°) Masse du 🖅

La même méthode a été appliquée aux = qui se désintègrent en \mathcal{N}^o + π^-

$$M_{=-} = \left\{ m_{\Lambda_o}^2 + m_{\pi^-}^2 - 2 p_{\Lambda_o} p_{\pi} \cos \lambda + 2 \sqrt{(p_{\Lambda_o}^2 + m_{\Lambda_o}^2)(p_{\pi}^2 + m_{\pi^-}^2)} \right\}^{1/2}$$

où λ est l'angle entre le Λ , et le η^- . Le moment et la direction du Λ , sont obtenus après l'ajustement cinématique du Λ° . Le résultat obtenu à partir des $78 \cong -$ est :

$$M_{\Xi^{-}} = (1320, 4 \pm 1, 1) \text{ MeV}$$

Ce résultat est en excellent accord avec la détermination actuelle de la masse du \mathbf{z}^- : (1321,15 \pm 0,28) Mev (III,15,16, 19 et 20).

B - Vies moyennes du Λ' et du 🖼 -

La vie moyenne du Λ° et celle du Ξ^- ont été déterminées par la méthode du maximum de vraisemblance utilisant la fonction de Bartlett (III,10).

I°) Rappel de la méthode

Si on suppose que chaque désintégration est détectée avec une efficacité constante pendant un intervalle de temps \mathcal{T}_i , la loi de l'échantillon, constitué par les n désintégrations observées aux instants t_i , s'écrit :

$$F(t_1, t_2, \dots t_n c_a) = \prod_{i=1}^n f(t_i, c_a)$$

$$e^{-\frac{t_i}{\epsilon_a}} \frac{dt_i}{c} = \frac{e^{-\frac{t_i}{\epsilon_a}} dt_i}{\sum_{i=1}^{T_i} \frac{dt_i}{c}} = \frac{e^{-\frac{t_i}{\epsilon_a}} dt_i}{\sum_{i=1}^{T_i} \frac{dt_i}{c}}$$

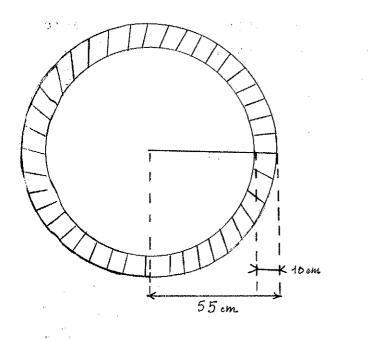
 \mathcal{C} est la vie moyenne vraie et \mathcal{C}_a une vie moyenne apparente telle que $\frac{1}{\mathcal{C}_a} = \frac{1}{\mathcal{C}} + \frac{1}{\mathcal{C}_o}$, la probabilité d'interaction de la particule étudiée pendant l'intervalle de temps dt étant : $\frac{dt}{\mathcal{C}_o}$. La valeur la plus probable de \mathcal{C}_a , \mathcal{C}_a est donnée par $\left(\begin{array}{c} \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & F \\ \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & F \end{array}\right) = 0$ ou encore $\left(\begin{array}{c} \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & Log F \\ \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & Log F \end{array}\right) = 0$. on montre que la variance de \mathcal{C}_a , \mathcal{C}_a tend asymptotiquement vers une limite inférieure $\frac{1}{\sqrt{E\left[\begin{array}{c} \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & Log F \\ \frac{1}{\partial \mathcal{C}_a} & Log F \end{array}\right]^2}}$

quand le nombre de désintégrations observées, n, tend vers l'infini (E (x) est l'expérience mathématique de x). La fonction de Bartlett,

on de Bartlett,
$$\frac{\partial}{\partial \lambda_a} = \frac{\partial}{\partial \lambda_a}$$

est une fonction normée et centrée. Un programme, écrit pour l'IBM 1620 (III-11), calcule alors à partir des t_i et \top_i , la valeur la plus probable de λ_a , λ_a telle que $\mathbb{B}_{\overline{\lambda_a}}=0$ et l'intervalle à 68 % de confiance ($\lambda_{\alpha_4}-\lambda_{\alpha_{2i}}$) tel que

$$B(\lambda_{a_1}) = -B(\lambda_{a_2}) = 1.$$



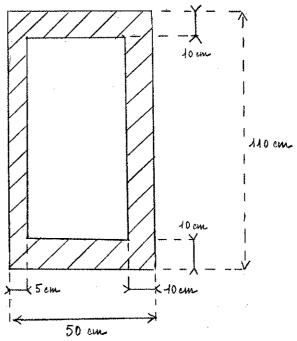


Fig. III-16

2°) Détermination de la vie moyenne du Λ°

a) Choix des temps potentiels et des origines des temps

La fonction de probabilité $\int_{\mathcal{L}} (\mathcal{L}_i, \mathcal{T}_a)$ est valable quel que soit l'origine des temps à condition que l'efficacité de détection soit constante sur l'intervalle de temps \mathcal{T}_i . L'origine des temps sera déterminée par la longueur de vol du Λ_i minimum,

 ℓ_{min} , à partir de laquelle cette efficacité devient constante. Le temps potentiel T_i sera limité par la longueur (ℓ_i potentielle) dont dispose le Λ^o pour se désintégrer à l'intérieur du volume fiduciaire défini par la figure III-16. Les $\Lambda^o \longrightarrow \tau + \tau$ ont été en effet recherché avec le même soin dans tout ce volume; indépendamment de leur longueur de vol, afin d'éviter la perte des \equiv les plus énergiques.

b) Détermination de la vie moyenne apparente \mathcal{E}_{a}

Si h_{λ} est le moment du Λ°

L; est sa longueur de vol

c; est la vitesse de la lumière

$$t_{i} = \left(\frac{\ell_{i} - \ell_{min}}{p_{i}}\right) \frac{m}{c}$$
et
$$t_{i} = \left(\frac{\ell_{potentiall_{i}} - \ell_{min}}{p_{i}}\right) \frac{m}{c}$$

La valeur la plus probable de \mathcal{T}_a , $\overline{\mathcal{T}}_a$ a été déterminée $\left(\mathcal{T}_a\right)_{\Lambda^o}$ pour différentes valeurs de ℓ_{min} . Dès que ℓ_{min} est supérieur à 0,5cm, la valeur la plus probable de \mathcal{T}_a reste à peu près constante (fig. III-17). Il y a alors 77 désintégrations de Λ_o utilisables pour la détermination de la vie moyenne.

$$(\mathcal{T}_{a})_{\Lambda^{0}} = (2,23 + 0,34) + 10^{-40} \text{sec.}$$

c) Détermination de la vie moyenne 7

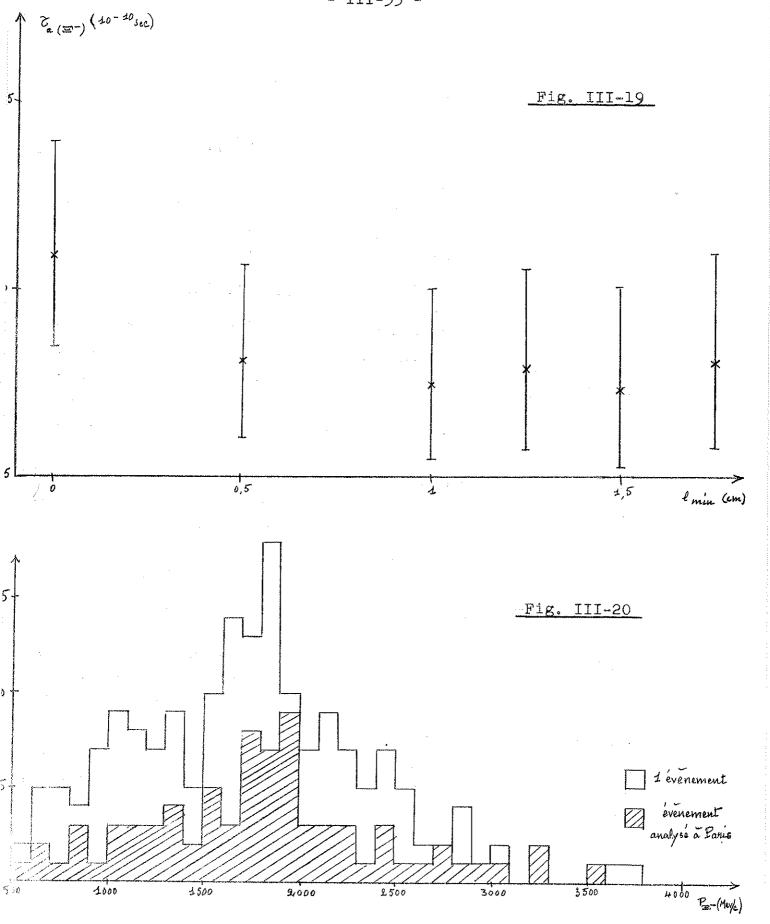
Pour obtenir \mathcal{T} , il faut corriger la vie moyenne apparente \mathcal{T}_a de l'effet des interactions, selon la relation :

$$\frac{1}{c} = \frac{1}{c}$$

la probabilité d'interaction dans l'intervalle élémentaire de temps dt, étant $\frac{dt}{C\sigma} = \frac{dx}{\lambda \sigma} = \frac{\hbar c}{m \lambda \sigma} dt$ où λ_{σ} est le libre parcours moyen d'interaction des Λ_{0} , μ est le moment moyen des Λ° m est la masse des Λ° et α , la vitesse de la lumière. On en déduit

$$rac{m \cdot \lambda_{\sigma}}{p \cdot c}$$

Le spectre des moments des Λ^o (fig. III-18) provenant des désintégrations des Ξ^- , montre que $\mu \simeq 1.5$ Gev/c. λ_σ est déterminé par la section efficace totale d'interaction des Λ_o sur nucléon, soit $\sigma_{\Lambda_o} = (25 \pm 5)$ mb (même un Λ_o diffusé élastiquement est perdu (III-12). Le modèle optique (III-13) permet alors de déterminer $\lambda_\sigma = (88 \pm 7)$ cm. On en déduit :



$$\zeta = (21,4 \pm 1,7) 10^{-10} \text{sec}$$

et
$$\mathcal{T}_{\Lambda_o} = \left(2,48^{+0}_{-0},\frac{42}{32}\right) 10^{-10} \text{sec.}$$

Cette valeur est tout à fait compatible avec la valeur moyenne $(2,46 \pm 0,17) \cdot 10^{-10}$ sec. déduite de l'ensemble des déterminations expérimentales précédentes (III-14 et 15)

3°) Détermination de la vie moyenne du =-

a) Choix des origines des temps et des temps potentiels.

Seules les désintégrations de $= - \rightarrow \Lambda' + \eta -$, suivies d'une désintégration du $\Lambda' - \rightarrow \eta^- + \gamma -$, sont observées. Si l'on veut que la probabilité d'observation soit uniforme sur le temps potentiel T_i , il faut choisir ce temps de telle façon que la désintégration du Λ' reste visible quel que soit l'instant de T_i auquel se produit la désintégration du = -. La probabilité élémentaire d'observation de la désintégration d'un = - entre les instants t_i et $t_i + dt_i$ de l'intervalle T_i , s'écrit :

$$f(t_i) dt_i = \frac{e^{-\frac{t_i}{Ca}} \frac{dt_i}{C} \int_{0}^{t_i} \int_{0}^{t_i} \frac{dt_i'}{Ca_{A_0}} \frac{dt_i'}{Ca_{A_0}}}{\int_{0}^{t_i} \int_{0}^{t_i} \frac{dt_i'}{Ca_{A_0}} \frac{dt_i'}{Ca_{A_0}} \frac{dt_i'}{Ca_{A_0}}}$$

Dans cette expression, \mathcal{T}_{a} est la vie moyenne apparente du \mathbf{m}^{-} , $\mathcal{T}_{a_{\Lambda^{o}}}$ est la vie moyenne apparente du Λ^{o} , $\mathcal{T}_{A^{o}(t_{i})}$ est le temps potentiel dont dispose le Λ^{o} émis par un \mathbf{m}^{-} à l'instant $\mathcal{I}_{\lambda}^{c}$. Si $\mathcal{T}_{i_{\Lambda^{o}}}$ est choisi indépendant de t_{λ}^{c} , on retrouve la fonction de probabilité utilisée pour la détermination de la vie moyenne du Λ^{o} . Puisqu'il y a intérêt à choisir le temps potentiel du \mathbf{m}^{-} le plus grand possible, $\mathcal{T}_{i_{\Lambda^{o}}}$ sera fixé à sa limite inférieure, le temps de vol du Λ^{o} . Ce qui donne une coupure

supérieure en longueur $\ell_{(max)}$ = $(\ell_{potentielle})$ = $-(\ell_{vol})_{\Lambda^p}$ La coupure inférieure en longueur, ℓ_{min} est déterminée comme dans le cas des Λ^p .

b) Détermination de la vie moyenne apparente 32

Les calculs des temps t_i et T_i tiennent compte du ralentissement du \equiv dans le milieu traversé. Un programme, écrit au laboratoire (III-ll) pour l'IBM 1620, calcule ces temps à partir du moment initial du \equiv et des longueurs de vol et de coupure, ℓ_{\min} et $\ell_{(\max)_i}$. La valeur la plus probable de \mathcal{C}_a est déterminée pour plusieurs valeurs de ℓ_{\min} . Dès que ℓ_{\min} est supérieure à lcm la valeur de $\mathcal{C}_{\mathbf{m}}$ devient à peu près constante (fig. III-19) Il y a alors $74 \equiv$ utilisables.

$$C_a = (1.77^{+0.25}_{-0.20})$$
 10⁻¹⁰ sec.

c) Détermination de la vie moyenne &

La correction de l'effet dù aux interactions se fera suivant la relation $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_2}$ où $C_0 = \frac{m \lambda_0}{\mu_2}$, m est la masse du m, λ_0 est le libre parcours moyen d'interaction des m est le moment moyen des m et m la vitesse de la lumière.

La distribution des moments (fig. III-20) montre que le moment moyen des \equiv -, \not h, est voisin de 1,8 Gev/c. Pour éviter une variation importante de cette correction pour les \equiv - trop lents, on a également limité le temps potentiel T_{ℓ} à l'instant auquel le moment du \equiv - devient inférieur à 500 Mev/c. La section efficace totale d'interactions des \equiv - sur nucléon a été estimée à (30 \pm 10)mb (Réf. III-1) ce qui donne $\lambda_{\sigma} \simeq (81 \pm 13)$ cm

$$C_{\sigma} = (19,5 \pm 3,1) \cdot 10^{-10} \text{ sec.}$$

$$\mathcal{Z}_{=} = \left(1,94^{+0},32_{-0,26}\right) \ 10^{-10} \text{sec.}$$

Ceci est tout à fait compatible avec la valeur moyenne $(1,75\pm0,05)$ 10^{-10} déduite des déterminations les plus récentes (III-15,16,17)

L'ensemble de ces résultats est en très bon accord avec les déterminations actuelles, des valeurs de masse et de vie moyenne du Λ^{\flat} et du Ξ^{-} .

CHAPITRE IV

ANALYSE

La première partie est consacrée à la recherche de la particule d'hypercharge -2, prédite par SU₃, l'Ω. Une limite supérieure de sa section efficace de production est établie.

La production de résonances baryoniques d'hypercharge -1 dans des interactions du type K + nucléon $\implies \Xi + K^{\dagger} + (n)\pi$, est ensuite étudiée. L'observation du Ξ^* connu permet une bonne détermination de son spin isotopique et une évaluation de ses masses et largeur. Un autre pic étroit, statistiquement significatif, est observé dans la distribution des masses équivalentes des systèmes $\Xi^-\pi^+$ et retrouvé en $(\Xi^{*0} + \tau^-)$. Une détermination de la masse et de l'isospin de cette nouvelle résonance possible est donnée. Des sections efficaces limites pour la production des Ξ^* annoncés à 1600 et à 1970 Mev/c² ont été estimées.

I - SECTION EFFICACE LIMITE POUR LA PRODUCTION DE LA PARTICULE Ω SUIVIE D'UNE DESINTEGRATION EN = + π's

Au chapitre 3, nous avons montré que seuls les modes de désintégration incluant un hypéron $\Xi^{(5)}$ permettraient d'identifier $1'\Omega^-$. Aucune des configurations cherchées n'a été trouvée. Le pourcentage des Ξ° identifiables étant très faibles $(\sim 8 \%)$ (IV-1), une limite supérieure de la production de $1'\Omega^-$ suivie d'une désintégration en $\Xi^- + \eta$'s , a été seule déterminée.

Les dimensions de la chambre nous permettent de rechercher une particule dont la vie moyenne est largement supérieure à celle des hypérons connus. Trois limites supérieures de section efficace ont été déterminées :

- a) pour une particule de vie moyenne inférieure à 10⁻⁹sec.
- b) pour une particule de vie moyenne comprise entre 10⁻¹¹ et 10⁻⁹sec.
 - c) pour une particule de vie moyenne inférieure à 10⁻¹¹sec.

A - SECTION EFFICACE LIMITE DE PRODUCTION D'UN BARYON D'HYPER-CHARGE -2 ET DE MASSE INFERIEURE A 1,8 GEY, SUIVIE D'UNE DESINTEGRATION EN = + 17/5

1°) Méthode

L'énergie du faisceau correspond au seuil de production d'un baryon Ω d'hypercharge -2 et de masse égale à 1,8 Gev/ par interaction de K sur nucléon libre :

Une fraction importante de ces réactions pourrait être identifiée par l'observation simultanée des désintégrations du Si, $\mathcal{N}_{K^0 \ K^0}$ est le nombre de ces réactions identifiées par l'observation de deux K°, $\mathcal{N}_{K^0 \ K}$ + le nombre de ces réactions identifiées par l'observation d'un K° et d'un K⁺, a, la probabilité d'identifier un K⁺ et \flat celle d'identifier un K°, le nombre d' \mathfrak{D}^- qui produisent un Ξ^- identifié, $\mathcal{N}_{\mathfrak{Q}^-}$, est donné par la relation :

$$N_{S2} = \frac{N_{K \circ K \circ}}{b^{2}} + \frac{N_{K \circ K +}}{a b}$$

Soit &, le rapport entre la probabilité d'identifier un Ξ^- produit directement par interaction de K et celle d'identifier un Ξ^- issu de la désintégration d'un Ω . Si le facteur d'absorption des Ω dans les noyaux est comparable à celui des Ξ , la section efficace de production de l' Ω^- , suivie de sa désintégration en Ξ^- + π 'S se déduit alors de la section efficace de production de Ξ^- par la relation :

$$(K^{-} + nucléan \rightarrow \Sigma^{-} + K^{\dagger} + K^{\circ}) = k \frac{N S^{-}}{N} \circ (K^{-} + nucléan \rightarrow \Xi^{-} + K^{\dagger} + \pi' s)$$

où \mathcal{N}_{Ξ} - est le nombre de Ξ identifiés produits directement par interaction de K^- .

2°) Probabilités d'identifier K⁺ et K°

Quand la désintégration complète (
$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^{\circ} + \pi^-$$
)

est observée, seule la composante $K_{\hat{x}}^{o}$ du K^{o} associé à la production du Ξ^{-} , peut quitter le volume utile de la chambre. Ce serait également vrai pour le ou les K^{o} associés à la production de $l^{+}\Omega^{-}$. La probabilité, \vdash , d'identifier un K^{o} est donc égale à la proportion de désintégrations en $K_{i}^{o} \to \eta^{+} + \eta^{-}$. Soit, $b = \frac{1}{\sqrt{2}}$.

La probabilité, & , d'identifier un K⁺ est fonction de son énergie dans le système du laboratoire. Il est donc néces-

saire de faire une hypothèse sur la distribution des K⁺ dans le centre de masse de la réaction de production, $K^- + \not \sim \Omega^- + K^+ K^+$ Si tous les K⁺ étaient émis dans une direction très proche de la direction du K⁻incident, la proportion de K⁺ identifiable serait pratiquement nulle. Elle serait, au contraire, voisine de l'unité s'ils étaient tous émis dans la direction opposée. L'hypothèse d'une émission isotrope qui permettrait d'identifier environ 35 % des K⁺, semble plus raisonnable. Cette proportion est tout à fait comparable à celle observée dans la production des Ξ (K⁺+ nucléon \longrightarrow Ξ + K⁺+(n) π). Nous supposerons donc a $\simeq \frac{1}{3}$.

3°) Détermination du nombre de 🖂 identifiables, N 🚍 - .

L'efficacité de dépouillement pour les productions d'ST accompagnés de deux K identifiables doit être supérieure ou égale à celle pour les ETaccompagnés d'un K identifié.

$$N = \frac{P}{N(\Xi_- + K_0)} + \frac{N(\Xi_- + K_+)}{N(\Xi_- + K_+)}$$

où $N_{(\Xi^{-}+K^{0})}$ est le nombre de Ξ^{-} accompagnés d'un K^{0} identifié, $N_{(\Xi^{-}+K^{+})}$ est le nombre de Ξ^{-} accompagnés d'un K^{+} identifié, Σ^{-} b est la probabilité d'identifier un Σ^{0} et Σ^{-} celle d'identifier un Σ^{-} .

$$N_{(\Xi^{-}+K^{0})} = 56$$
 $N_{(\Xi^{-}+K^{+})} = 45$ (voir page IV-16)

 $D_{(\Xi^{-}+K^{+})} = \frac{4}{3}$
 $D_{(\Xi^{-}+K^{+})} = 45$ (voir page IV-15)

 $D_{(\Xi^{-}+K^{0})} = 290 \pm 35$

4°) Section efficace de production des 三 。 。

Dans cette expérience, la section efficace de production de sur nucléon, non corrigée pour les absorptions dans les noyaux, est de 100 pb environ. Les déterminations des sections efficaces de productions de par interactions de K sur proton, avec des K de différentes énergies, sont résumées dans le tableau IV, 1.

moment du K dans le système du laboratoire	(K+p→=+K+(n)π)	Référence
1,80 Gev/c	(196 ± 14)µb	IA-5
1,95 Gev/c	(174 ± 14)µb	IV-2
2,24 Gev/c	طبر(218 ± 20)	IV-3
3,0 Gev/c	طبر(142 ± 20)	IV-4
3,5 Gev/c	≥ 160 µb	IV-5

Tableau IV,1

Si le facteur d'absorption du = est voisin de 0,5, le résultat obtenu ici est compatible avec les sections efficaces sur proton. Ce même facteur a été observé avec les = produits par des K de 1,48 Gev/c dans le C₂F₅Cl. (IV-1 at 6). Dans catte dernière expérience, le rapport des sections efficaces de production de = sur proton et sur neutron est (IV-6)

$$\frac{(K' + h - E' + K')}{(K' + h - E' + K')} = 1,05 \pm 0,18$$

Nous admettrons donc que 🚈 est inférieur ou égal à 200 μb par nucléon.

5° Rapport entre les probabilités d'identifier les Ξ produits par interaction de K et ceux issus des désintégrations d'Ω.

Ce rapport, k , dépend de la vie moyenne et du moment moyen des Ω^- .

Pour une vie moyenne du même ordre que celle des hypérons connus, & est très proche de l'unité. Ce rapport a été estimé avec les simplifications suivantes :

- a) Dans le système du laboratoire la direction de l'Sz serait pratiquement confondue avec celle du Kincident.
- β) L'impulsion moyenne des \equiv issus des désintégrations d' Ω serait la même que celle des \equiv produits directement par interaction de K.

Les énergies cinétiques disponibles dans le système du centre de masse de la production et le système du centre de masse de la désintégration de l' Ω sont toutes deux environ lo fois plus faibles que les énergies de masse de l' Ω et du Ξ . Il est donc possible de les négliger dans ce calcul. Dans le système du laboratoire, l' Ω a alors la même direction que le K-incident et l'impulsion du Ξ est donnée par $h = \overline{\beta} \Gamma n = 1.7$ Gev/c, où $\overline{\beta}$ et $\overline{\Gamma}$ sont les paramètres relativistes qui caractérisent le système K + nucléon. L'impulsion moyenne des Ξ issus des désintégrations de l' Ω est donc identique à celle des Ξ produits directement par interaction de K (voir la distribution des impulsions des Ξ , fig. III-20.) Dans ces conditions, $k \simeq 1$ pour $\overline{C}_{\Omega} = (1 \times 10^{-10}) \text{sec}$. k = 1,5 pour $\overline{C}_{\Omega} = 1 \times 10^{-9} \text{sec}$.

6°) Résultat

D'après la loi de Poisson, la probabilité d'obtenir un nombre x d'évènements quand on en attend un nombre n est $P_{(n,x)} = \frac{(n)^x}{x!}e^{-n}$. Le nombre observé est x = 0 (4 $P_{(n,o)} = 0.90$ pour n = 2.3. Il y a donc 90 chances pour 100 que le nombre attendu de production d' Ω , suivies d'une désintégration avec un Ω identifié et accompagnées de deux K identifiés, soit inférieure ou égal à 2.3.

Soit:
$$\sigma(K^- + nucleon -> \Omega^- + K^0 + K^0) \leq \frac{9 \times 2,3 \times 200}{2.90} = 15 \text{ R}$$

avec 90 % de confiance,
$$\sigma \leqslant 15 \,\mu b$$
 pour $\mathcal{T}_{\Omega^-} \leqslant (1 \times 10^{-10})$ sec. $\sigma < 20 \,\mu b$ pour $\mathcal{T}_{\Omega^-} = (1 \times 10^{-9})$ sec.

B - SECTION EFFICACE LIMITE DE PRODUCTION D'UN HYPERON CHARGE DE VIE MOYENNE COMPRISE ENTRE 10-11 ET 10-9 SEC., SUIVIE D'UNE DESINTEGRATION EN + π/s.

I°) Méthode

Tous les identifiés ont fait l'objet d'un examen attentif Sur chaque trace qui joint le point d'interaction du K primaire au point de désintégration du , aucune désintégration possible n'a été remarquée. Tous les photons dont la ligne de vol coupent ces traces, proviennent manifestement d'une interaction. Tous les vertex secondaires rencontrés sur ces traces sont des interactions identifiées, soit par la présence de protons de recul ou d'évaporation dans l'état final, soit par la charge électrique globale de l'état final.

Si l'efficacité de dépouillement et le facteur d'absorption dans les noyaux des Ω sont comparables à ceux des Ξ , les sections efficaces σ sont reliées par la relation :

$$(K^{-} + nucleon \rightarrow S^{-} + K^{\circ} + K^{\circ}) = \frac{kk'}{P} \frac{N_{S^{-}}}{N \equiv -(K^{-} + nucleon \rightarrow \Xi^{-} + K^{\circ} + \pi's)}$$

où k est le facteur correctif pour la perte des Ω trop longs (page IV-6) k' le facteur correctif pour la perte des Ω trop courts, \mathcal{N}_{SL} le nombre de désintégrations d' Ω avec Ξ identifié, \mathcal{N}_{Ξ} le nombre de Ξ identifiés produits directement par interaction de K, P la probabilité d'observer la matérialisation de l'un ou des deux photons d'un Π° .

2°) Valeur des paramètres utiles

Il est en fait impossible de distinguer l'origine d'un Y entre deux points distants de moins de 0,5cm. Le libre parcours moyen de l' Ω est $\lambda = \frac{\mathbf{P}_{\Omega}}{m_{\Omega}} c z_{\Omega} \simeq \bar{\beta} \bar{\Gamma} c z_{\Omega} = 3,9 \times 10^{10} \text{ m} z_{\Omega}^{-}$

est égal à 201. La probabilité, P, de détecter au moins un photon de π ° est égale à 0,95.

3°) Résultat

Selon la loi de Poisson, il y a 90 chances sur cent que le nombre attendu soit inférieur ou égal à 2,3 quand le nombre observé est zéro. Avec 90 % de confiance

$$\sigma_{(K^- + \text{nucleon} \rightarrow S2^- + K^0 + K^0)} \leq \frac{2,3 \times 200}{0,95 \times 201} \text{ kk'} = 2,4 \text{ kk'}$$

Pour \mathcal{E}_{Ω} -compris entre 0,5 x 10^{-10} sec et 1 x 10^{-9} sec, le facteur k k' est toujours légèrement inférieur ou égal à 1,4.

Pour $z_{2} \simeq 10^{-11} \text{sec}$ $\sigma \lesssim 9 \,\mu$ b avec 90 % de confiance.

C - SECTION EFFICACE LIMITE DE PRODUCTION D'UN BARYON D'HYPER-CHARGE -2 , DE 1675 MEV/ET DE VIE MOYENNE < 10 $^{-11}$ sec., SUIVIE D'UNE DESINTEGRATION EN = + τ °

Pour une vie moyenne inférieure à 10^{-11} sec, le parcours de l' Ω deviendra le plus souvent indécelable. La distribution des masses équivalentes des systèmes ($\Xi^- + \pi^o$) (fig. IV-11) ne présente aucune accumulation aux environs de 1675 Mev/c². Cependant, deux systèmes ($\Xi^- + \pi^o$) ont une masse compatible à l'intérieur de l'intervalle à 90 % de confiance avec celle prévue pour l' Ω^- et sont produits dans un état final dont l'énergie visible est compatible avec la production d'un second K° non détecté. Ces deux évènements peuvent donc provenir d'un Ω^- à vie moyenne courte.

$$\sigma_{(K^- + nucleon \rightarrow \Omega^- + K^{\circ} + K^{\circ} = \frac{N_{\Omega^- \rightarrow \Xi^+ \pi^{\circ}}}{N_{\Xi^-} \times P_{\pi^{\circ}}} \sigma_{(K^- + nucleon \rightarrow \Xi^- + K^{\circ} + (n)\pi)}$$

Si P_{η^o} est la proportion de η^o mesurables et \mathbb{N}_{Ξ} , le nombre de Ξ^- identifiés P_{η^o} est égal à 0,7 et \mathbb{N}_{Ξ} est égal à 201. Selon la loi de Poisson, il y a 90 chances sur 100 que le nombre attendu soit inférieur ou égal à 5,3 quand le nombre observé est 2.

$$\sigma_{(K^- + \text{nucleon} \rightarrow \Omega^- + K^0 + K^0)} \leq \frac{200 \times 5,3}{0,7 \times 201} = 8 \,\mu b$$
avec 90 % de confiance
pour $\sigma_{\Omega} = 40^{-11} \,\text{sec.}$

D - CONCLUSION

Avec la chambre à hydrogène de 80cm (Saclay-Ecole Polytechnique) placée dans ce même faisceau, aucun Ω se désintégrant en Ξ + η n'a été observé (IV-7). En supposant la règle $\Delta T = 1/2$ valable $\left(\frac{\Omega}{\Omega}\right) = \frac{1}{2}$ et une vie moyenne voisine de 10^{-10} sec., la section efficace limite de production, suivie d'une désintégration en Ξ + π , a été évaluée à $3\mu b$. Depuis ces expériences deux désintégrations d' Ω ont été observées dans la chambre à hydrogène de 2m de Brookhaven (IV-8). La première en Ξ + π avec une durée de vie de Δ Δ + Δ avec une durée de vie de

0,7 x
$$10^{-10}$$
 sec. et la seconde en 10° + 10° avec une durée 10° p + 10°

de vie de 1,4 x 10^{-10} sec. La masse mesurée est respectivement de (1686 ± 12) et (1674 ± 3) Mev/c², en excellent accord avec celle prédite par SU₃ (1676 Mev/c²). Ces deux Ω ont été produits dans un faisceau de K séparés de 5 Gev/c. La section efficace de production suivie d'un des trois modes de désintégration principaux attendus : $\Omega \to \Lambda^0 + K^-$, $\Xi^0 + \eta^- ou \Xi^- + \eta^-$ est estimée à $2\mu b$. Dans la même chambre à hydrogène la production de l' Ω par des ψ de 7 Gev/c n'a pas été observée, la section efficace limite a été estimée à $7\mu b$ (IV-9).

Le résultat trouvé ici pour un Ω de vie moyenne comprise entre 0,5 x 10^{-10} et 10^{-9} sec. $(3,5\,\mu\,b)$ n'est donc pas surprenant. D'après une estimation théorique de S.L.Glashow et R.H.Socolow (IV-10) la proportion de modes de désintégrations incluant un Ξ serait de l'ordre de 25 %. Cette évaluation, faite avec des considérations dynamiques déduites de l'espace des phases, suppose que l' Ω est membre du décuplet de baryons

 $\not h = \frac{3}{2}$ et que les règles $\Delta T = \frac{1}{2}$ et $\Delta S = 1$ caractérisent les interactions faibles leptoniques et non leptoniques. Pour une vie moyenne comprise entre 0,5 x 10 $^{-10}$ et 10 $^{-9}$ sec., la section efficace limite de production de 1' Ω par interaction de K de 3,5 Gev/c sur nucléon, serait alors inférieure à $\frac{3.5}{0.25} \simeq 14~\mu b$.

La production du \varXi à partir de mésons π (π + nucléon \Longrightarrow + κ + κ) a une section efficace du même ordre. La différence d'étrangeté entre l' Ω et le méson κ incident impose également une production à π particules étranges (κ + nucléon $\Longrightarrow \Omega$ + κ + κ). Ces deux types d'interactions ne peuvent être dues à l'échange de mésons légers responsables des forces nucléaires à grande portée. Il n'est donc pas étonnant que leur section efficace soit relativement faible.

II - RESONANCES BARYONIQUES D'HYPERCHARGE -1 - = *

La production de ces résonances a été étudiée dans les états finals du type $\left[\mathsf{K}^{\frac{1}{p}} + \Xi^{-} + (n) \, \tau \, \right]$.

Dans un liquide lourd, la production d'un état résonant peut être mise en évidence uniquement par mesure de ses produits de désintégration. Les liaisons des nucléons dans les noyaux entrainent en effet :

\(\) une mauvaise définition de l'énergie disponible dans
le centre de masse de l'interaction K + nucléon → Ξ + κ + (μ) π .

Le libre parcours moyen d'interaction dans le noyau est de
l'ordre du fermi. Le K incident peut donc subir des diffusions
sur d'autres nucléons du même noyau avant de produire le Ξ .

De plus, l'énergie cinétique dont est animé chaque nucléon a
environ 70 % de chances d'être inférieure à 20 Mev (IV-11).

Or, si le nucléon cible a une énergie cinétique de 25 Mev,
l'énergie totale dans le centre de masse du système K + nucléon peut venir de 2,5 à 3,0 Gev selon la direction du nucléon.

 β) une altération possible de l'état final de la réaction K^- + nucléon $\longrightarrow \Xi^-$ + K^+ + (n) π , par interaction des particules émises sur d'autres nucléons du même noyau; en particulier sur des neutrons qui acquièrent une énergie non mesurable.

L'ajustement de la cinématique de production est donc impossible. De plus, les produits de désintégration d'un état résonant de vie moyenne très courte (largeur supérieure à 40 Mev) peuvent eux-mêmes subir des interactions avant de quitter le noyau, susceptibles de gêner sa mise en évidence. 201 productions de Ξ ont été analysées dont : $56\left[\Xi^{-}+K^{+}+(n)\eta\right]$ où le K° est identifié par sa désintégration $45\left[\Xi^{-}+K^{+}+(n)\eta\right]$ - $-K^{+}$ -

A - SEPARATION STATISTIQUE DES 11 + ET DES K + NON IDENTIFIES

Parmi les 100 états finals où le K n'est pas identifié 56 comprennent une trace positive énergique (et l en comprend deux) susceptible d'être un K^+ . Si l'on veut donc éviter un biais systématique dans l'étude des systèmes ($\Xi^- + \eta + \eta$) et ($\Xi^- + \eta + \eta$), il est nécessaire de réaliser un tri qui laissera une contamination acceptable.

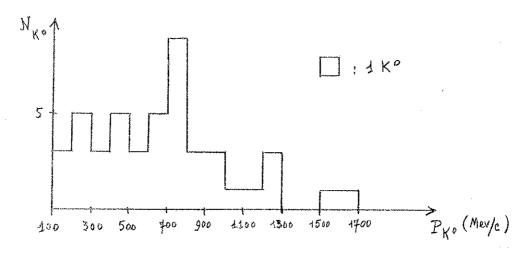


Fig. IV-1

1°) Définition du critère de séparation

Si le moment de fermi du nucléon-cible apporte, dans le système du laboratoire, une énergie cinétique variable inférieure à 10 Mev, l'énergie cinétique des neutrons émis par interactions secondaires ou évaporation du noyau est, dans 70 % des cas seulement, inférieure à 200 Mev. L'énergie cinétique non mesurable n'est donc pas négligeable devant la masse du K. Cependant, la figure IV-l montre qu'environ 70 % des K° visibles dans les états finals considérés, ont une impulsion supérieure à 450 Mev/c, soit une énergie totale supérieure à 670 Mev. Dans ces conditions, l'énergie T des particules visibles dans l'état final a permis une séparation satisfaisante des π^+ et des K^+ énergiques.

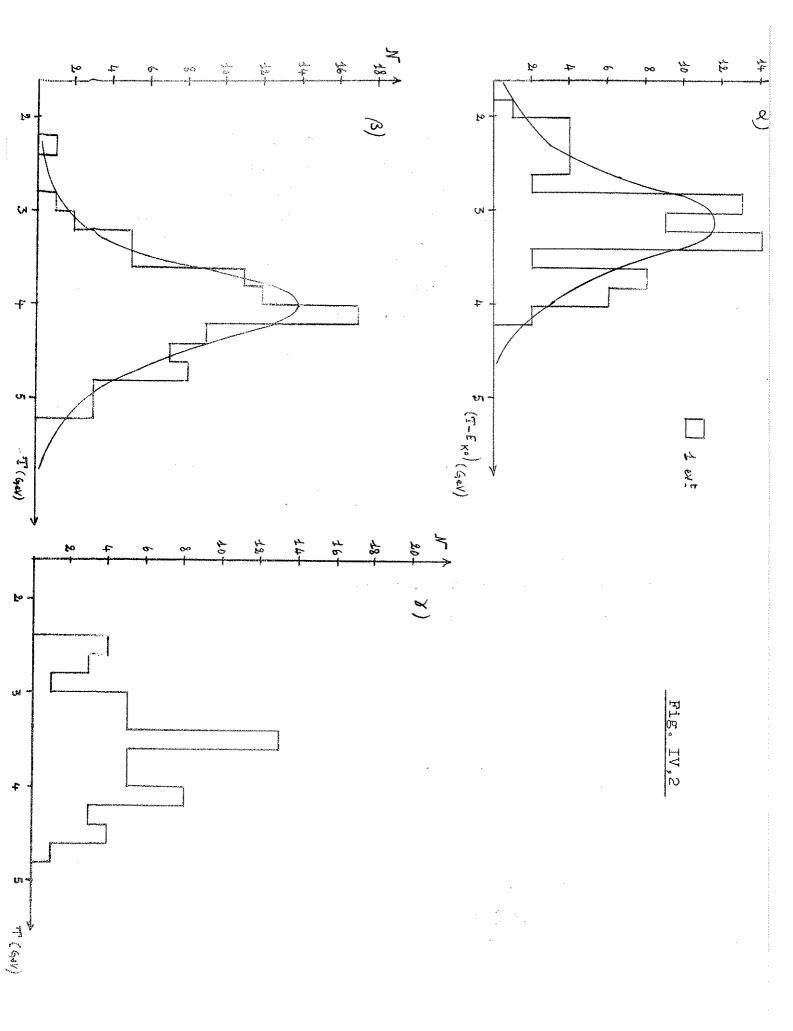
L'énergie, T, a été définie par la relation :

$$T = \sum_{i=1}^{N} E_i + \sum_{j=N+1}^{N+n_{j}} K_j$$

où l'indice j s'étend à tous les protons secondaires dell'indice i s'étend aux autres particules

K; est l'énergie cinétique du proton est l'énergie totale de la i particule

T permet la comparaison des interactions K^-+ nucleon $\to \Xi^-+K^0+(n)\pi$, quel que soit le nombre de nucléons qui participent aux phénomènes secondaires. Dans le calcul de T, la masse de la particule positive (π^+ ou π^+) a peu d'importance puisque les particules non identifiées ont une impulsion supérieure à π^+ 700 Mev/c.



- 2°) Choix de l'énergie T_o de séparation.
- a) Recherche de la contamination minimum.

La figure IV-2 comprend les distributions :

- de $(T E_{K_b})$ pour 69 états finals avec K° identifié ou sans trace positive non identifiée
- β de T pour 81 états finals avec un K° ou K⁺ identifié
- de T pour 57 états finals avec une trace positive non identifiée.

On supposera que le spectre en énergie des K⁺ est voisin de celui des K°. Les lissages des distributions \propto J et J permettent alors de choisir T_o . La contamination des deux catégories d'évènements est minimum quand $T_o=3$,6 Gev. Parmi les 57 états finals considérés, il y a alors J $\begin{bmatrix} \Xi^- + K^0 + (n) \pi \end{bmatrix}$ et $26 \begin{bmatrix} \Xi^- + K^+ + (n) \pi \end{bmatrix}$

b) Détermination du nombre de K⁺ non identifiés

En supposant que les K⁺ sont produits de la même façon que les K°, on peut déterminer le nombre de K⁺ non identifiés. Chaque K° identifié dans les états finals $\begin{bmatrix} \Xi^- + \ K^0 + (n) \eta \end{bmatrix}$ a été remplacé par un K⁺ de mêmes direction et moment. L'étude des trajectoires de ces K⁺ a montré que 20 K⁺ sur 48 seraient identifiables soit environ 40 %. Si l'on tient compte de l'efficacité relative de dépouillement entre les évènements où le K est identifié, et les autres, il doit y avoir (31 ± 12) K⁺ non identifiés dans le lot d'interactions analysées. Ce résultat est en accord avec la précédente détermination.

3°) Evaluation de la contamination

Parmi les 26 (Ξ^- K⁺) ainsi identifiés, la courbe γ) de la figure IV,2 montre qu'il y a environ($\frac{14}{69}$ x 26) \simeq 5 (Ξ^- K°), Parmi les 31 (Ξ^- K°), la courbe β , de la figure IV,2, montre qu'il y a environ($\frac{14}{81}$ x 31) \simeq 5 (Ξ^- K⁺).

$$\frac{5}{130}$$
 4 % des états finals classés $\left[\Xi + K^{\circ} + (n) \tau\right]$ sont donc en fait des $\left[\Xi + K^{+} (n-4) \tau\right]$ et $\frac{5}{147}$

3% des masses ($\Xi^-\pi^+$) proviennent de systèmes Ξ^- K⁺. $\frac{5}{71} \simeq 7\%$ des états finals classés $\left[\Xi^- + K^- + (n)\pi\right]$ sont en réalité des $\left[\Xi^- + K^0 + (n+4)\pi\right]$, et $\frac{5}{148} \simeq 3\%$ des masses ($\Xi^- + \eta^+$) ont donc été éliminées. Parmi les 57 états finals ainsi répartis, seuls ceux qui ont une probabilité supérieure à 5 % d'être mal classés, seront utilisés pour étudier l'influence de cette contamination. Ces évènements sont les $18\left[\Xi^- + K^0 + (n)\pi\right]$ dont l'énergie visible T est supérieure à 3,2 Gev et les $10\left[\Xi^- + K^+ + (n)\pi\right]$ dont l'énergie visible T est inférieure à 4,0 Gev.

B - REPARTITION DES ETATS FINALS EN FONCTION DU NOMBRE DE CORPS , \mathcal{N} .

1°) Classification

Le tableau IV-2 donne la répartition des 56 états finals $\left[\Xi^- + \, K^{\,\prime} + \, \kappa \, (\eta)\right]$ et des 45 $\left[\Xi^- + \, K^+ + \kappa \, (\eta)\right]$ où le K est identifié directement.

N	n	[=+K°+n(n)]	[Ξ-+K++(n)η]
2	0	7	9
3	1.	18	8
4	2	24	18
5	3	6	8
6	ių .		0
577	5	0	2
	Total	56	45

Tableau IV-2

La séparation des η tet κ énergiques a permis la classification de tous les évènements étudiés (tableau IV-3)

N	n.	[=+ K.º+n (n)]	[=-+K++n(n)]	Total
2	0	14	· 16	30
3	1	42	10	52
4	2	47 .	31	78
5	3	22	10	32
6	4	4	2	6
7	5	1	2	3
Ţ	otal	130	71	201

Tableau IV-3

2°) Erreurs sur cette classification

Une erreur sur la classification est gênante pour la comparaison des distributions de masses équivalentes observées avec celles données par un modèle statistique des interactions $\left\lceil K^- + \text{ nucléon} \right. \longrightarrow \left. \Xi^- + K + (\mu) \, \pi \right\rceil.$

si le modèle d'espace des phases est valable, la distribution des masses équivalentes pourra être seulement plus plate et plus étendue que celle à laquelle on la comparera.

(3) Une mauvaise identification des traces positives conduit à une erreur aléatoire et non systématique dans la classification des états finals en fonction du nombre de corps. En effet, un état final à N corps peut être , en fait, soit un état final à (N + 1) corps si un π^+ a été classé K^+ , soit un état final à $(\mathcal{N}-1)$ corps si le K⁺a été classé π^+ . La distribution des masses de systèmes mal identifiés sera donc comparée à la distribution d'espace de phases de p particules parmi $\mathcal{N}-1$ ou parmi $\mathcal{N}+1$ au lieu de l'être à celle de \flat particules parmi ${\cal N}$, c'est-à-dire, tout de même à une distribution assez voisine de la bonne distribution. Le tableau IV-4 montre que les 28 états finals, ayant une probabilité supérieure à 5 % d'être mal identifiés, sont en petit nombre dans chaque catégorie. Il ne peut donc y avoir de modification significative de la distribution des masses équivalentes des systèmes de p particules parmi ${\mathcal N}$, due à cette classification des états finals.

N	[= + K°+(n)7]	[=-+K++(n)]
Car	0	2
Customorphics constitution for the strain and assessment of the strain and	8	6
4	5	1
5	4	1
].	0

Tableau IV-4

C - RECHERCHE DES ETATS RESONANTS A HYPERCHARGE - 1 (三*)

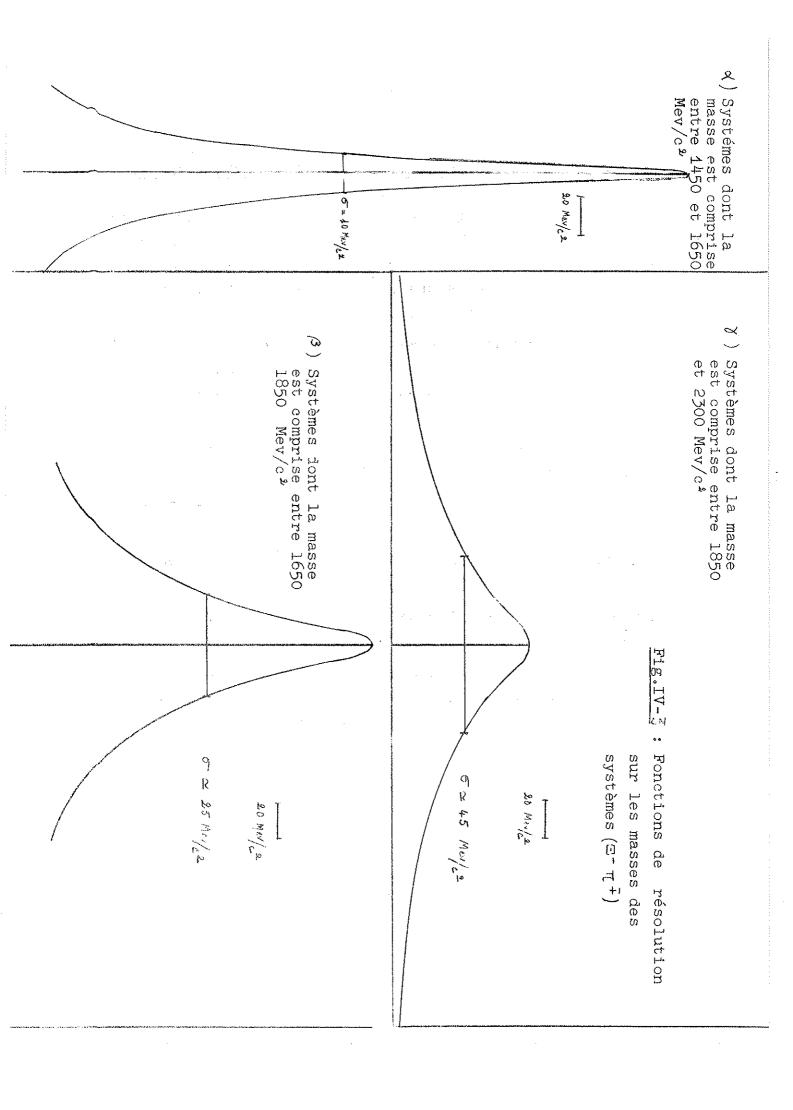
Les distributions de masses équivalentes des systèmes ($\Xi^- + \tau$) ou ($\Xi^- + \tau + \tau$) permettent de déceler la production d'états intermédiaires (ou résonances) dont la répartition de masse est plus étroite que celle due aux systèmes produits directement dans l'interaction du K^- .

Les histogrammes de masses doivent avoir un pas supérieur ou égal à la résolution expérimentale. La figure IV-3 montre les fonctions de résolution sur les masses équivalentes des systèmes $\Xi^- + \eta^\pm$ dans trois domaines différents.

- a) pour les systèmes dont la masse est comprise entre 1450 et 1650 Mev/e²
- β) pour les systèmes dont la masse est comprise entre 1650 et 1850 MeV/ c^2
- %) pour les systèmes dont la masse est comprise entre 1850 et 2300 $\text{Mev}_{\mathcal{M}^2}$

Les résolutions expérimentales sont respectivement de 10, 25 et 45 Mev/2

Un état résonant possède des nombres quantiques bien définis, il sera donc utile de séparer les systèmes étudiés en fonction des valeurs possibles de leur isospin (tableau IV-5)



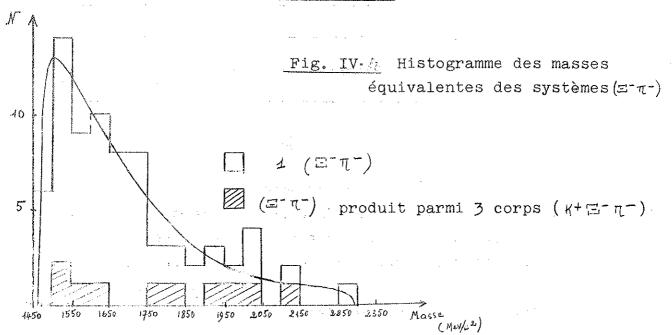
X 3	<u>3</u>	1 2	1/2/	4 <u>3</u>
1 2		臣 71.1 医 72.1	Ξ η+ Ξ' π°	
3/98	宫 ⁻ 元	डि त ं डि स्ट्रा	三二元 ⁺ . 三°元°	Ξ° π+

<u>Isospin des systèmes</u> (Ξ τ)

I	3 _ 5 2	- 3 2	- <u>1</u> 2	1 2	<u>3</u> 2	<u>5</u>
4 9.			□ π π π π π π α π α α α α α α α α α α α	已- π+ π° 三° π° π° 三° π+ π-		
3 2		= η-η° = η-η-	Ξ ⁻ π + π - Ε ⁻ π ⁰ π - Ε ⁰ π ⁰ π -	三 ⁻ η+ η° 三° π° π° Ε° η+ η-	Ξ η + η + Ξ ° η + η °	
5 1	Ξ-η-η-	E -n-n° E° n-n-	Ξ' π' π' Ξ' π' π' Ξ' π' π'	3 77 0 77 0	四 - π + π + 回 - π + π -	E° π+ π+

Isospin des systèmes (Ξ π τ)

Tableau IV-5



I) Recherche des 日 **d'isospin 3/2

Le système d'isospin 3/2 pur que nous pouvons étudier est le système $\Xi^-\pi^-$. Nous avons également étudié les systèmes ($\Xi^-\pi^-\pi^-$) et ($\Xi^-\pi^+\pi^+$) d'isospin 3/2 ou 5/2.

La figure IV-4 présente l'histogramme de 76 masses ($\Xi^-\eta^-$ et la distribution théorique donnée par l'espace des phases des interactions du type K + nucléon $\longrightarrow \Xi^- + K^0 + (n) \pi$. La répartition des systèmes ($\Xi^-\eta^-$) en fonction du nombre total de corps, $\mathcal N$, de l'état final auquel ils appartiennent, est visible dans le tableau IV-6. Les 10 masses des systèmes ($\Xi^-\eta^-$) provenant des états finals à 3 corps ($\Xi^-\kappa^+\eta^-$) sont hachurées sur l'histogramme.

N	n	nombre de systèmes
3	. 1	. 10
4	2	39
5	3	19
6	4	5
7	5	3

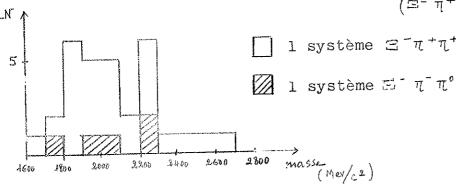
Tableau IV-6

La distribution expérimentale ne présente aucune discontinuité significative. Elle reflète même parfaitement la distribution d'espace des phases. Celle-ci ne tient cependant compte ni des moments de Fermi, ni des interactions secondaires dans les noyaux. Un X a été calculé entre les deux distributions (4 bandes de 20 masses environ):

$$\chi^{2} = \sum_{i=1}^{4} \frac{\left(N_{i}^{c} - N_{i}^{t}\right)^{2i}}{N_{i}^{c}} = 0,49$$

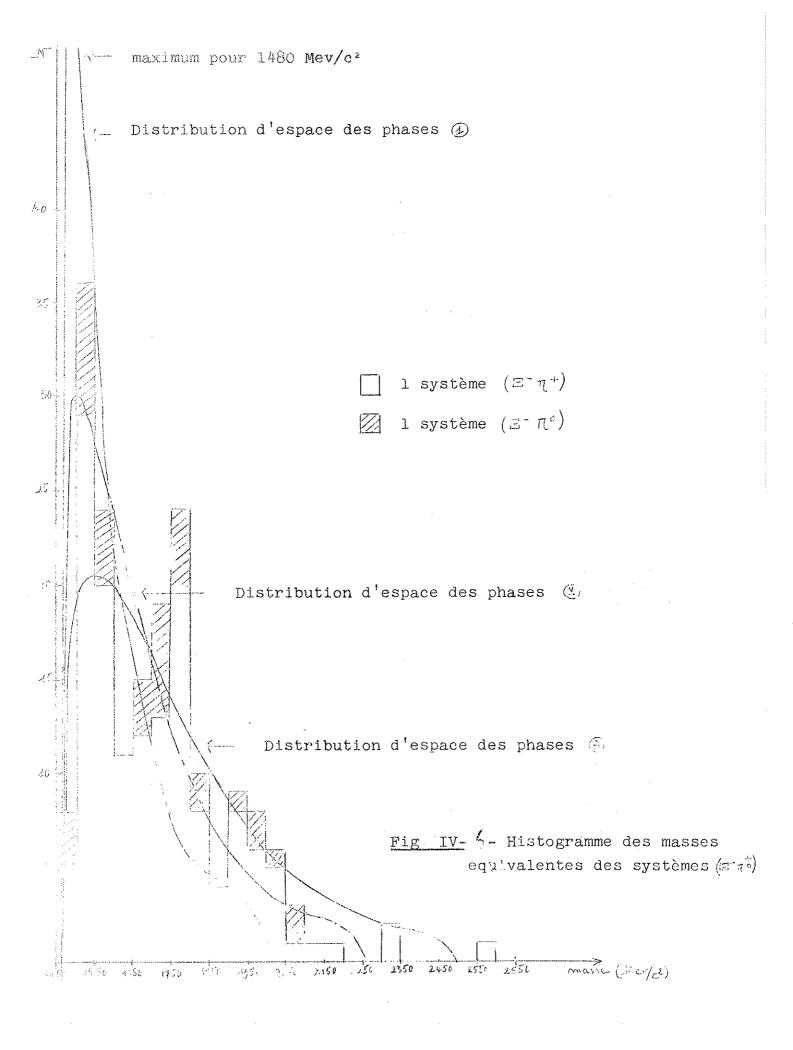
où \mathcal{N}_i^e est le nombre de masses observées dans la i ème bande \mathcal{N}_i^t est le nombre de masses attendues de l'espace des phases dans la i ème bande

Dans 92 chances sur 100 au moins l'espace des phases donne une distribution observée avec ce \mathbb{Z}^2 . Il n'y a donc aucune production évidente d'un Ξ^* d'isospin 3/2 se désintégrant en $\Xi^ \eta^-$.



La figure IV- montre l'histogramme des 31 masses équivalentes des systèmes $\Xi^+ + \eta + \eta$ dont la troisième composante d'isospin est $\pm 3/2$ (26 $\Xi^- \eta^+ \eta^+$ et 5 $\Xi^- \eta^- \eta^\circ$). Il n'y a dans cette distribution aucune accumulation significative d'évènements.

L'étude des systèmes $\Xi^-\eta^-$ et $\Xi^-\eta^+\eta^+$ ne montre donc pas d'évidence pour la production de Ξ^* d'isospin 3/2.



2°) Recherche des $\Xi^{*\circ}$ et Ξ^{*-} ($\mathfrak{1}_3 = \pm \frac{1}{2}$)

Parmi les systèmes dont l'isospin est I/2 ou 3/2, nous avons pu étudier les composantes ($\Xi^-\eta^o$) et ($\Xi^-\eta^+$), et parmi ceux dont l'isospin est 1/2, 3/2 ou 5/2, les composantes ($\Xi^-\eta^+\eta^-$) et ($\Xi^-\eta^+\eta^o$)

a)
$$\Xi^{*} \xrightarrow{\circ} \Xi^{-} \pi^{+}$$
,

L'histogramme (fig. IV-6 comprend 182 masses $\Xi^-\eta^+$ (147 $\Xi^-\eta^+$ et $3\%\Xi^-\eta^-$). Les masses des systèmes $\Xi^-\eta^-$ sont hachurées. Sur la même figure, sont tracées les distributions théoriques données par l'espace des phases des interactions K^- + nucléon $\Xi^- + K^+ + \kappa(\eta)$, pour trois valeurs du moment de fermi du nucléon-cible:

- a moment de fermi de 200 Mev/c de même direction et sens que le \upki^- incident
- 💮 🥸 moment de fermi nul
 - ® moment de fermi de 200 Mev/c de même direction que le K-mais de sens contraire.

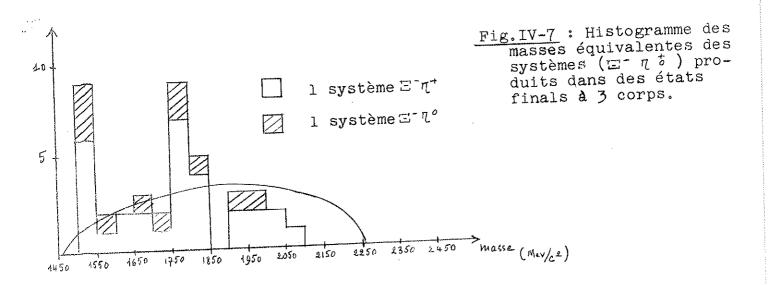
La répartition des masses $\Box \ \tau^{\dagger}$ en fonction du nombre (n) de π émis dans l'état final est indiquée dans le tableau IV-7.

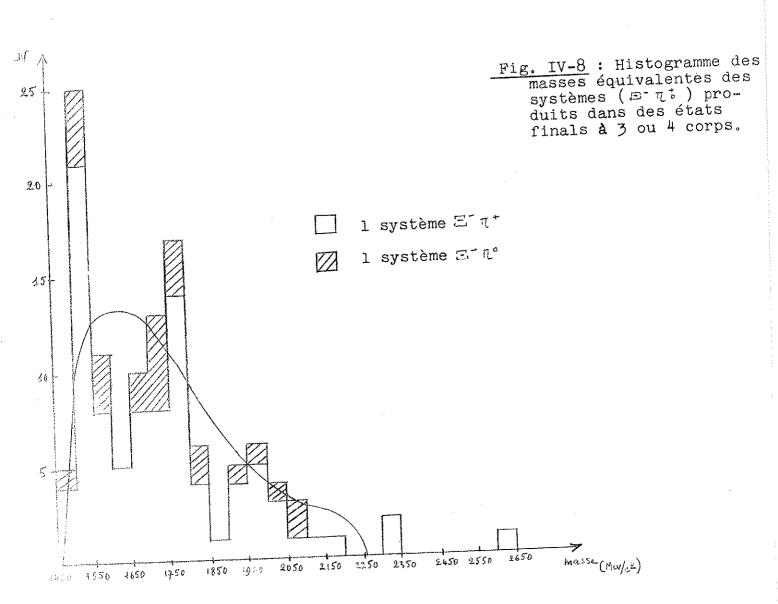
N.	N	<u>σ</u> - π+	Ξ το	Total
L	3	- 29	11	. 40
2	4	62	14	76
3	5	39	9	48
4	6	10	0	10
5	7	7	1	8

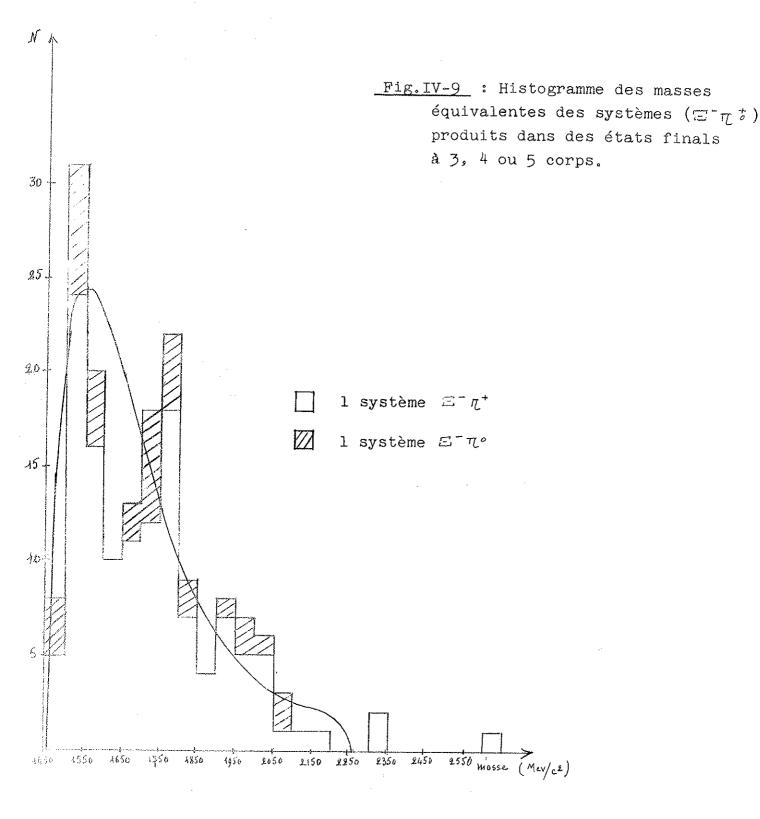
Tableau IV-7

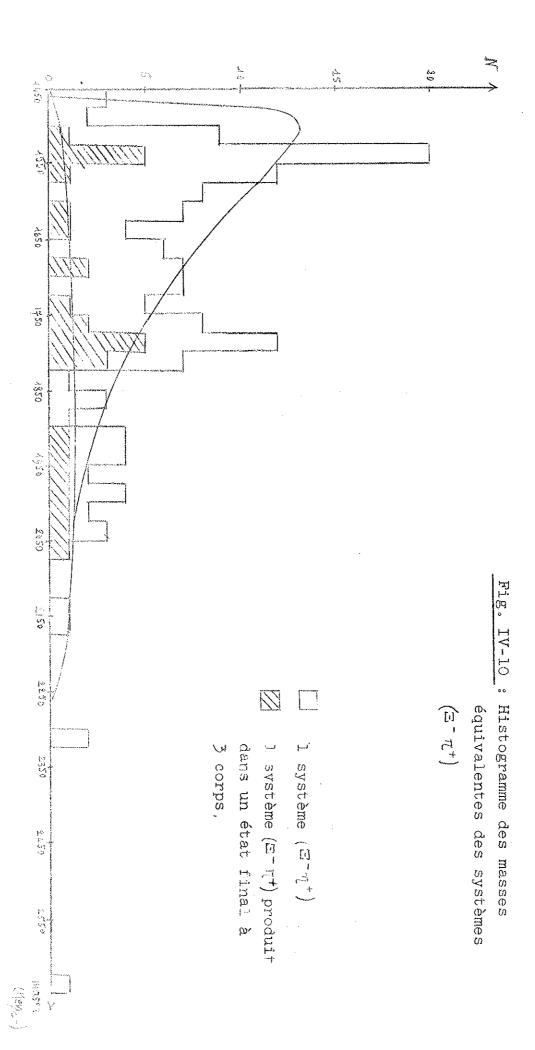
Les distributions théoriques 🍕 🗶 et 🗷 s'adaptent mal à notre

histogramme. La probabilité que la distribution observée corresponde à la courbe 2 est de l'ordre de l x 10^{-6} ($\chi^2 = 44$ pour 7 intervalles de 26 masses environ). Les courbes (1) et (3) montrent que les moments de fermi, répartis statistiquement, donneraient une distribution d'espace de phases un peu plus plate et plus étendue que la courbe (2). Cette distribution s'adapterait donc encore moins bien à la distribution expérimentale. Nous avons vu (page IV-17) que les interactions secondaires agissent dans le même sens. La distribution des masses Ξ 7 (fig. IV-4) semble cependant indiquer que l'espace des phases des interactions $(K^- + nucléon_{(libre)} \rightarrow \Xi^- + K^{\dagger} + (n) \eta$) n'en est pas très modifié. De plus, les distributions des masses Ξ τι provenant des états finals à 3 corps (fig. IV-7), des états finals à 3 ou 4 corps (fig. IV-8) et des états finals à 3, 4 ou 5 corps (fig. IV-9) comparées à leurs espaces de phase respectifs, montrent que le désaccord ne provient pas uniquement des états finals à multiplicité élevée, responsables du maximum présenté par la distribution globale d'espace des phases aux faibles valeurs de masses. Toutes ces distributions expérimentales présentent deux pics étroit en désaccord avec un modèle statistique des interactions K + nucléo \rightarrow $\Xi^- + K^{\dagger} + (n) \eta$. L'histogramme des 147 masses $\Xi^- \eta^+$, comparé à la distribution d'espace des phases avec nucléon au repos (fig. IV-10) montre que les pics sont limités respectivement aux intervalles (1500 - 1575) Mev/c^2 et (1750 - 1825) Mev/c^2 . Ces derniers semblent encore un peu plus étroits dans la distribution hachurée des masses $\Xi^-\eta^+$, provenant des états finals à 3 corps $(\Xi^- + K^o + \eta^+)$. Dans la distribution des masses $\Xi^- \eta^o$ (fig. IV-11 où la résolution expérimentale est moins bonne et le nombre d'évènements beaucoup plus petit (35 $\Xi^ \pi^c$) ils s'élargissent naturellement (1450 - 1600) et (1650 - 1850)Mev/c. Par contre il n'y a aucune évidence pour le 5 de 1600 Meveni pour celui de 1970 Meve annoncés par Glashow et Rosenfeld (voir page IV - 60). La potite accumulation entre 1900 et 2050 n'est pas significative et peut être dû aux interactions secondaires et moments de fermi qu doivent donner une distribution plus étendue que celle de l'espace des phases utilisé.









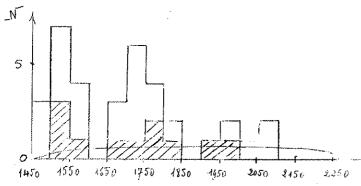


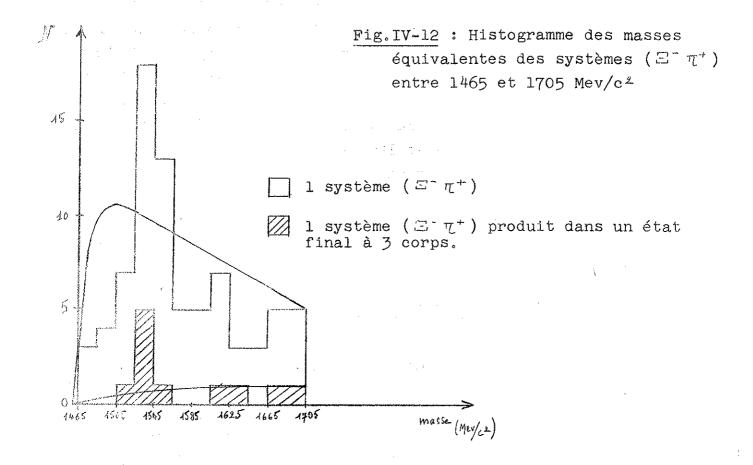
Fig.IV-ll: Histogramme des masses équivalentes des systèmes ($\Box \ \eta \ ^{\circ}$)

l système produit dans un état final à 3 corps.

masse (Mey/c2)

c_1) Existence d'un premier pic $=\Xi^*$ (1533)

Ce premier pic entre 1500 et 1575 Mev/c* dans l'histogramme des masses □π'(fig.IV-10), est beaucoup plus étroit que le maximum présenté par la distribution d'espace des phases dans cette région Le 📈 calculé entre la distribution d'espace des phases avec nucléon au repos 2 , tracée sur la figure IV-6, et la distribution des masses E- 7 observées, en fractionnant en 4 intervalles (20 évènements par intervalle environ) la bande 1460-1650 Mey/c2 est égale à 13. Il y a environ 5 chances sur 1.000 que l'espace des phases donne une telle distribution. De plus, ce pic est déjà observé dans la distribution des masses des systèmes (Ξ η τ) (fig. IV-7 et 8) qui sont produits dans des états finals à 3 ou à 4 corps, pour lesquels l'espace des phases ne donne aucun maximum dans cette région. L'excellent accord entre la distribution des masses équivalentes des systèmes Ξ τ et l'espace des phases, n'est cependant pas une preuve suffisante de la validité de ce modèle en l'absence de production de résonances. Il est donc intéressant de donner la signification statistique de ce pic par rapport à une distribution uniforme. Dans les systèmes ($\Box \uparrow \eta \circ$) (fig. IV-ll) les limites du pic sont trop proches de l'extrémité inférieure de la distribution et de l'extrémité inférieure du second pic pour qu'il soit possible de définir convenablement le niveau d'une distribution uniforme. Les masses des systèmes (T 7) sont déterminées avec une meilleure précision et sont plus nombreuses. La fig. IV-12 montre qu'il y a 31 (= 72)



dont la masse est comprise entre 1525 et 1565 Mev/c² et, seulement, l4 entre 1465 et 1525 Mev/c² et 17 entre 1565 et 1625 Mev/c². Le nombre observé entre 1525 et 1565 est donc à 3,5 écarts standards du nombre attendu d'une distribution uniforme entre 1465 et 1625 Mev/c². Une fluctuation statistique de set ordre a seulement 2 chances sur 10.000 de se produire.

Ces considérations montrent donc que l'existence de ce pic est bien établie et que l'espace des phases ne peut pas l'expliquer. L'interprétation la plus probable semble donc la production de la résonance = de 1533 Mev/c² (IV- 2 et 12). Nous en étudierons plus loin quelques propriétés et les comparerons aux résultats obtenus dans d'autres expériences.

 β) Existence d'un second pic (1750 - 1825 MeV/c²)

Dans la région du second pic, l'espace des phases (fig.IV-10 ne présente aucun maximum. On observe 27 masses $\Xi^-\eta^+$ entre 1750 et 1825 Mev, alors qu'il y en a 19 entre 1675 et 1750 et 5 entre 1825 et 1900. Le nombre de masses dans le pic se situe donc à 2,6 écarts standards du nombre attendu par une distribution uniforme entre 1675 et 1900 Mev. Il y a moins de 5 chances sur 1.000 que ce pic soit une fluctuation statistique d'une telle distribution. La figure IV-11 montre qu'il y a également un excès de masses $\Xi^-\eta^\circ$ entre 1650 et 1850 Mev. (15 masses au lieu de 6 environ attendues). L'interprétation de ce pic sera envisagée plus loin.

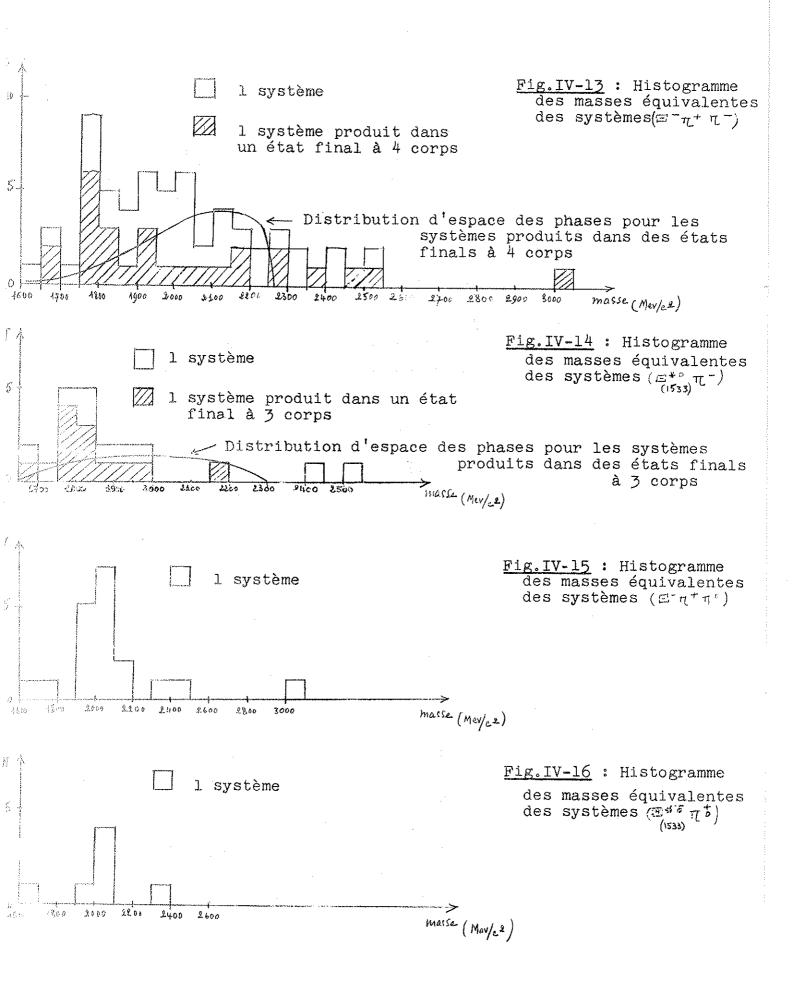
b) Recherche des
$$\Xi^{*} \xrightarrow{\circ} \Xi^{-} \eta^{+} \eta^{-}, \Xi^{*}_{(1533)} + \eta^{-}_{ou} \Xi^{*}_{(1533)} + \eta^{+}_{-}$$

$$\swarrow) \overline{\Xi^{-} + \eta^{+} + \eta^{-}}$$

Sur l'histogramme des 63 masses $= \pi^+ \pi^-$ (fig.IV-13) celles des systèmes produits dans des états finals à 4 corps ($K^{\S} = \pi^+ \pi^-$) sont hachurées. Leur distribution ne suit pas exactement celle de l'espace des phases des interactions $K^- + \text{nucléon} \longrightarrow K^{\bar{0}} + \Xi^- + \pi^+ + \pi^-$. En particulier, il y a 9 masses entre 1750 et 1850 Mev/c² alors que l'espace des phases en donnerait 2 et un bruit de fond uniforme 3.

Sur l'histogramme des 22 masses $\Xi_{(1533)}^{**o} \eta^-$ (fig.IV-14) les 12 masses des systèmes produits dans des états finals à 3 corps ($K^{\circ} = \Xi_{(1533)}^{**o} \eta^-$) sont hachurées. Entre 1750 et 1850 Mev/c², il y a 10 masses, dont 7 issues des états finals à 3 corps, alors que 4 sont attendues d'un bruit de fond uniforme.

La distribution d'espace des phases des productions à 3 corps donnerait 2 masses au lieu des 7 observées entre 1750 et 1850 Mev/c $^{\pm}$.



Dans l'histogramme des 19 masses $E^-\pi^+\pi^o$ (fig.IV-15) il n'y a aucun système ($E^-\pi^-\pi^-$) qui soit issu d'un état final à 4 corps. Il n'y a pas d'accumulation de masses entre 1700 et 1900 Me V/c^2 .

La figure (IV-16) montre la répartition des 7 masses $\Xi_{(1533)}^{*\bar{o}}\eta^{*\bar{o}}$

Bien que sans signification statistique importante, il existe donc une petite accumulation de masses $(\Xi_{(1533)}^{**}\eta^{-})$ correspondant approximativement au pic observé dans les systèmes $\Xi^{-}\eta^{+}$.

I°) Masse et largeur

Pour déterminer la masse et la largeur naturelle du $\Xi^*_{(1533)}$ nous avons utilisé un lot restreint de systèmes ($\Xi^+\pi^+$) dont les paramètres cinématiques sont bien définis. Ce lot comprend les systèmes où le π^+ s'arrête dans la chambre et le Ξ^- parcourt au moins deux centimètres avant de se désintégrer en $\pi^-+\Lambda^{\circ}$.

a) Contrôle de la résolution expérimentale

Pour contrôler la résolution expérimentale sur des systèmes de ce type, nous avons utilisé la résolution obtenue sur la masse des systèmes ($\Lambda^\circ + \Lambda^-$) provenant de la désintégration des Ξ^- . Les deux désintégrations sont en effet cinématiquement comparables, les valeurs Q sont très voisines ($Q = 265 \text{ Mev/c}^2$) $Q = 465 \text{ Mev/c}^2$) et dans le laboratoire, les impulsions des Ξ^+ sont très proches dépelles des Ξ^- . Le lot de Ξ^- utilisé comprend 15 évènements où le Π s'arrête dans la chambre et le Λ° parcourt au moins deux centimètres avant de se désintégrer en Π^- + Λ . La variance de la distribution de ces 15 valeurs Q

donne la résolution expérimentale $\sigma^-=(5\pm1)$ Mev/c². L'erreur moyenne Δ^- sur les 30 masses $\Xi^ \pi^+$ sélectionnées est égale à

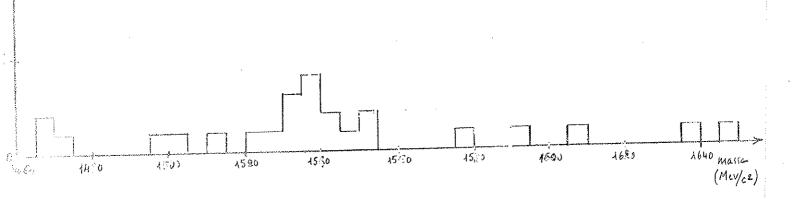
$$\frac{1}{\sum_{k=1}^{54} \frac{1}{8m_k}} = (4, 6 \pm 0, 6) \text{ Mev/c2}$$

b) <u>Présence du Ξ* (1533) dans les systèmes (Ξ-η*)sélectionnés</u>

La distribution des masses équivalentes de ces systèmes (fig.IV-17) présente une accumulation de 14 évènements entre 1520 et 1555 Mev/c² alors qu'on en observe 6 entre 1460 et 1520 et 2 entre 1555 et 1600. Un bruit de fond uniforme donnerait donc environ 3 évènements entre 1520 et 1555 Mev/c². La probabilité P, d'une fluctuation statistique donnant au moins 14 évènements alors que 3 sont attendus est donnée par la loi de Poisson :

$$P = 1 - \frac{13}{\sum_{k=0}^{2}} e^{-3} \frac{3^k}{k!} < 10^{-5}$$
.

Fig. IV-17: Histogramme des masses
équivalentes des systèmes (Ξ η +)
dont le η + s'arrête dans la chambre.



c) Méthode

La méthode utilisée est celle d'un maximum de vraisemblance à 3 paramètres qui suppose que l'espace des phases donne une description acceptable du bruit de fond non résonant et que la distribution des masses des produits de désintégration du E* n'est pas sensiblement perturbée par les interactions secondaires dans les noyaux.

La probabilité élémentaire d'observer un système de masse m_i comprise entre m_i et m_i , est donnée par la relation suivante :

$$P_{(m_i)} = \frac{\int_{m_{min}}^{m_{max}} \frac{(m_i - m)^2}{2\sigma_i^2} EP_{(m)} \left\{ (1 - a) \frac{\Gamma/2\pi}{(m - M)^2 + (\Gamma)^2} + a \right\} dm}{\int_{m_d}^{m_{min}} \frac{dm_i}{m_i} \int_{m_{min}}^{m_{mox}} e^{-\frac{(\Gamma r_i - m_i)^2}{2\sigma_i^2}} EP_{(m)} \left\{ (1 - a) \frac{\Gamma/2\pi}{(m - M)^2 + (\Gamma)^2} + a \right\} dm}$$

où $EP_{(m)}$ est la distribution d'espace des phases,

 σ_i est l'incertitude sur la mesure de la masse m_{min} et m_{max} sont les limites physiques pour les masses $(\Xi \eta)$

est le rapport entre le nombre de systèmes non résonants et le nombre total de systèmes dont les masses sont comprises entre m, et m.2

M est la masse de la résonance

r est la largeur totale de la résonance

La loi de probabilité de l'échantillon formé par les masses observées s'écrit :

$$F(\overline{M}, \Gamma, a) = \prod_{i=1}^{n} P(m_i)$$

Cette fonction est calculée numériquement à l'aide d'un programme écrit pour IBM 7094. Les valeurs les plus probables (\overline{M}_0,Γ_r , a_s) sont celles qui correspondent au maximum de la fonction. Les intervalles à 68 % de confiance (\overline{M}_1 \overline{M}_2) Γ_1 Γ_2 ; a_1 a_2) sont définis par la relation :

$$\frac{\int_{A_{1}}^{\overline{M}_{2}} \int_{\Gamma_{1}}^{\Gamma_{2}} \int_{a_{2}}^{a_{2}} F(\overline{M}, \Gamma, a) d\overline{M} \times d\Gamma \times da}{\int \int \int_{\Gamma}^{\Gamma} F'(\overline{M}, \Gamma, a) d\overline{M} \times d\Gamma \times da} = 0,68$$

Comme il est toujours possible de se ramener à 3 paramètres gaussiens, cette condition peut s'écrire :

$$Log F(\overline{M}, \Gamma, a_0) - Log F(\overline{M}_1, \Gamma_1, a_1) = Log F(\overline{M}_2, \Gamma_2, a_2) = 2$$

$$Log F(\overline{M}, \Gamma, a_0) - Log F(\overline{M}_2, \Gamma_2, a_2) = 2$$

d) <u>Résultats</u>

Avec les 23 masses comprises entre 1460 et 1620 $\rm Mev/c^2$, les déterminations de masse et largeur obtenues sont :

$$\overline{M}_{\Xi^*} = (1537 \pm 6) \text{ Mev/c}^2$$

$$\Gamma_{\Xi^*} \leq 20 \text{ Mev/c}^2$$

Nous avons vérifié que ces résultats étaient peu sensibles à la distribution d'espace de phases utilisée.

Ces déterminations sont compatibles avec les résultats précédents (tableau IV-8).

Laboratoire	Référence	M = * (Mev/c2)	= * (Mex/c2)
Berkeley	IA- 5	1529 ± 5	7 ± 2
Brookhaven	IV-12	1535 ± 3	< 16
Saclay Ecole Polytechnique Amsterdam	IV-4	1532 ± 2	< 10

Tableau IV-8

2°) Spin isotopique

La conservation du spin isotopique total dans la désintégration $\Xi^* \to \Xi + \pi$ et dans la réaction de production $K^- + \text{nuclion}$ $\to \Xi^* + K$ permet en principe de déterminer le spin isotopique du Ξ^* .

a) Absence de composante == *--

Le système $\equiv \pi$ possède deux états propres de spin isotopique total (1/2 et 3/2). Si le \equiv^* avait un spin isotopique 3/2 il aurait une composante \equiv^{*-} ($I_3 = -3/2$). L'histogramme des masses équivalentes des systèmes $\equiv^- \eta^-$ (fig.IV-4) ne présente cependant pas d'accumulation significative dans la région correspondant à ce \equiv^* .

b) Rapports d'amplitude entre différents états de charge de la transition [K + nucleons $\longrightarrow \Xi^* + K$ $\longrightarrow \Xi^- + \pi$]

La loi de conservation du spin isotopique total détermine complètement ces rapports si le = *a un spin isotopique 3/2. Les rapports observés pourront donc être comparés aux résultats théoriques.

⟨) Détermination des rapports théoriques

Si i_1 et i_2 sont les spins isotopiques de 2 particules, l'état propre (\bar{I} , \bar{I}_3) de spin isotopique total sera désigné par $|i_4|$, $|i_2|$, $|i_3|$.

La décomposition des deux états initiaux possibles en vecteurs propres du spin isotopique total peut alors s'écrire :

$$|K^{-}+n\rangle = |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -1\rangle$$
 $|\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0\rangle - |\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0, 0\rangle$

Celle de l'état intermédiaire ($\Xi^* + K$) dépend du spin isotopique de la résonance. Elle est donnée par le tableau IV-9.

二*d'isospin 1/2	⊡ d'isospin 3/2
= *- + K+>= \frac{1}{2},\fra	$ \Xi_{3/2}^{*+}+K^{+}\rangle = \frac{3}{2},\frac{1}{2},\frac{9}{2},0\rangle - \frac{3}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{2},0\rangle$
ロメンサイトの 10 /2 , 10 > + 1 1 , 1 , 0,0 > 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	$ \Xi_{3/2}^{*0} + K^{0} > \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}$
13/2+K0>= 12, 13, 1, -1>	$ \Xi ^{\frac{1}{3}} + K^{\circ} > = \sqrt{3} \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac{2}{2}, -1 > + \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, 1, -1 > \frac{1}{2}$
	$ \Xi_{3/2}^{*-} + K^{+} \rangle = \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, \frac$

Tableau IV - 9

La décomposition des systèmes Ξ + π est indiquée dans le tableau IV-10.

$$|\Xi |_{T}^{+} = \frac{1}{\sqrt{3}} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{3}{2}, \frac{1}{2} > + |_{\frac{3}{3}}^{2} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{1}{2} >$$

$$|\Xi |_{T}^{0} > + |_{\frac{3}{3}}^{2} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} > + \frac{1}{\sqrt{3}} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} >$$

$$|\Xi |_{T}^{0} > + |_{\frac{3}{2}}^{2} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} > + \frac{1}{\sqrt{3}} |_{\frac{1}{2}}, 1, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2} >$$

Tableau IV-10

L'invariance des éléments de matrice de transition par rotation dans l'espace du spin isotopique total entraîne que dans la transition K + nucléon $\rightarrow \mathbb{Z}^* + K$, deux amplitudes seulement interviennent :

$$<\frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{3}$$
 $| H | \frac{1}{2},\frac{1}{2},\frac{1}{3},\frac{1}{3} > = A_1$
 $<\frac{1}{2},\frac{1}{2},0,0$ $| H | \frac{1}{2},\frac{1}{2},0,0 > = A_0$

Cette invariance a également pour conséquence qu'une seule amplitude intervient dans la désintégration $\mathbb{Z}^+ \to \mathbb{Z}^+ + \pi^-$.

Soit $<\frac{3}{2} \cdot \frac{1}{3} \cdot |a| \cdot 4, \frac{4}{2}, \frac{3}{2}, \Gamma_3 > = \alpha_{1/2}$ pour un Ξ^* de spin isot-opique $\frac{3}{2}$ soit $<\frac{4}{2} \cdot \Gamma_3 \cdot |a| \cdot 4, \frac{4}{2}, \frac{4}{2}, \Gamma_3 > = \alpha_{1/2}$ pour un Ξ^* de spin isotopique $\frac{4}{2}$

Les probabilités de transition (tableau IV-11) s'écrivent alors

Transition	⊡*d'isospin 3/2	⊡*d'isospin d/2
K++>=*+K+	$\left(\frac{1}{2}A_{1}\right)^{2}\left(\sqrt{\frac{2}{3}}a_{\frac{3}{2}}\right)^{2}=\frac{1}{6}A_{1}^{2}\wedge\frac{4}{3}a_{2}$	$\left\{ \left[\frac{1}{2} \left(A_{1} + A_{0} \right) \right] \frac{1}{\sqrt{13}} a_{1/2} \right\}^{2} = \frac{1}{12} \left(A_{1} + A_{0} \right)^{2} a_{1/2}^{2}$
K-1	$\left(\frac{1}{2}A_{1}\right)^{2}\left(\sqrt{\frac{1}{3}}a_{3/2}\right)^{2} = \frac{1}{12}A_{1}^{2}a_{3/2}^{2}$	$\left[\frac{1}{2} \left(A_{1} - A_{0}\right)^{2} \left(\frac{9}{3} - \frac{1}{12}\right)^{2} \right] = \frac{1}{6} \left(A_{1} - A_{0}\right)^{2} \frac{9}{4}$
King of the first	$\left(\frac{1}{2}h\right)^2/\sqrt{\frac{2}{3}}a_{3/2}^2 = \frac{1}{6}h^2a_{3/2}^2$	$A_1^2 \left(\frac{1}{\sqrt{5}} - \frac{1}{\sqrt{2}}\right)^2 = \frac{1}{3} A_1^2 - \frac{2}{\sqrt{2}}$
K + n -> Z + h + t = + T	$A^{2}(\sqrt{3}, a_{3/2})^{2} = \frac{3}{4} A^{2} A^{2}$	(,)

Tableau IV- 11

als quelconques, est donc déterminé par les seules considérations de

Tableau IV- 12

	冠 */2.	= ** 5½	Observé	Corrigé
K++Ξ*- Κ-Ξ-+π°	O	9	<u>3</u> 3	· 0,6+0,8
K++=*- Κ°+=*° Κ°+=+π+	0	9	<u>3</u> 7	0,3 ⁺⁰ ,4 0,3
K ⁺ +Ξ [*] − K°+Ξ [*] − ⊢→Ξ ⁺ π°	0	<u>9</u> 2	<u>3</u> 1	1,3 ^{+3,4} 1,3
K°+=7*- K°+=7*- K°+=7*- K°+=7+π+	non déterminé	2	1 7	0,3 ⁺⁰ ,5 -0,3
$\begin{array}{c} K^{\circ} + \Xi^{*} \\ \hline \\ K^{\circ} + \Xi^{*} \\ \hline \end{array} \rightarrow \Xi^{-} \pi^{+}$	non déterminé	2	<u>3</u> 7	0,6 ⁺⁰ ,7 -0,6
K++ = *- K0+ = *- K0+ = *- K0+ = *-	non déterminé	1	3	2+6

spin isotopique. Au contraire, si le Ξ^* a un isospin 1/2, les rapports dépendent des deux amplitudes A_i et A_o .

/3) Comparaison avec les résultats expérimentaux.

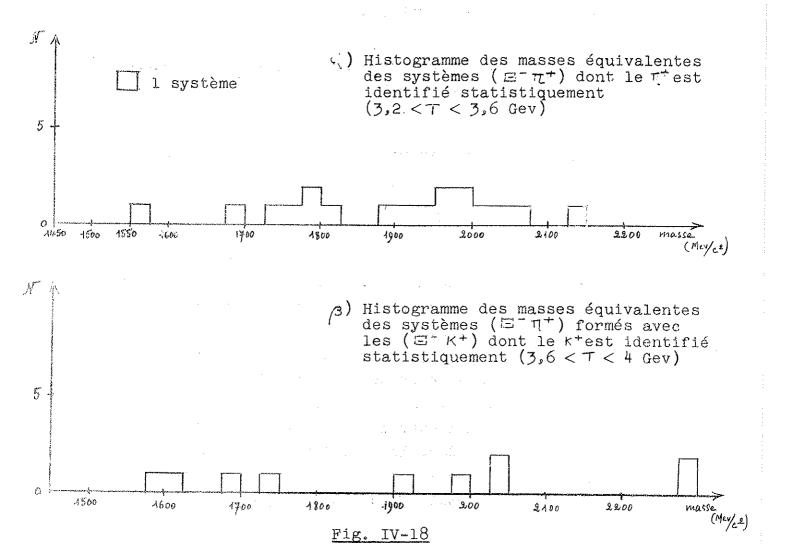
L'histogramme des 40 masses équivalentes des systèmes (Ξ-η,) produits dans des états finals à 3 corps (Ξ-η Κ) (fig. IV-7) présente une accumulation de 9 évènements entre 1500 et 1550 Mev/c² alors qu'un ou deux sont attendus de l'espace des phases ou d'un bruit de fond uniforme. Le tableau IV-12 montre les résultats obtenus en regard des prévisions théoriques. Nous avons choisi les systèmes $\equiv^-\eta^\pm$ dont la masse est comprise entre 1517 et 1557 Mev/c² et les ($\Xi^ \eta^o$) de masse comprise entre 1497 et 1577 Mev/c² . Alors qu'il est attendu environ 0,5 (K° $\Xi^ \Pi^+$) 0,5 ($K^{\dagger} \subseteq -\pi^{\circ}$) et 0,5 ($K^{\dagger} \subseteq -\pi^{-}$), on observe 7 ($K^{\circ} \subseteq -\pi^{+}$) 3 (K⁺ 国⁻ π°), l (K° Ξ ⁻ π°) et 3 (K⁺ Ξ ⁻ π⁻), Les corrections tiennent compte du nombre d'évènements non-résonants attendus, du rapport (\sim 1,7) entre les efficacités de dépouillement pour les évènements où le K est identifié par sa désintégration dans la chambre et les autres, et de l'efficacité de détection (~ 0.7) des deux photons d'un π° . Les limites sur les rapports corrigés sont celles de l'intervalle à 70 % de confiance. C'est essentiellement le rapport obtenu entre le nombre de ($K^+ \sqsubseteq^- \pi^-$) et le nombre de ($K^\circ \sqsubseteq^- \pi^+$) qui rend probable l'hypothèse d'un Z* d'isospin 3/2. Cette probabilité est de l'ordre de 🛦 x 10⁻² avec les hypothèses faites sur la masse et la largeur de la résonance.

L'absence du Ξ^* (1533) dans les systèmes d'isospin 3/2 pur (76 $\Xi^*\pi$) et les rapports entre les nombres des différents états du type ($K+\Xi^*$) produits confirment/tableau IV-13)

bien la valeur 1/2 pour l'isospin de cette résonance.

Laboratoire.	Référence	Rapport étudie	d'isospin 1/2	ol'isospin. 3/g	Observe
Burkeley	IV-2	K°+Ξ*° κ°+Ξ*° μ°+π*	non desermina	ય	0,21 = 0,0%
Banokhaveu.	I-6	K°+Ξ*° -+π+)+(K++Ξ=+π°)	non datermine	1/3	0,76±0,15

Tableau IV-13



E - ETUDE DU SECOND PIC

1°) Interprétation

a) Contamination des 7 par les K+

La séparation statistique des traces positives les plus énergiques (voir page IV-12) a apporté une légère contamination des π^+ et des K^+ . L'étude précédente a montré qu'il y a parmi les π^+ environ 5 π^+ . Pour qu'il y ait un effet sensible sur la distribution des masses $\Xi^- \eta^+$, il faudrait qu'à peu près toutes les masses des systèmes $\Xi^- \eta^+$, où le π^+ est identifié statistiquement soient comprises entre 1750 et 1825 Mev/c² et que toutes les masses des systèmes $\Xi^- \eta^+$ formés avec les π^+ identifiés statistiquement, soient comprises entre 1600 et 1750 ou entre 1825 et 1900 Mev/c².

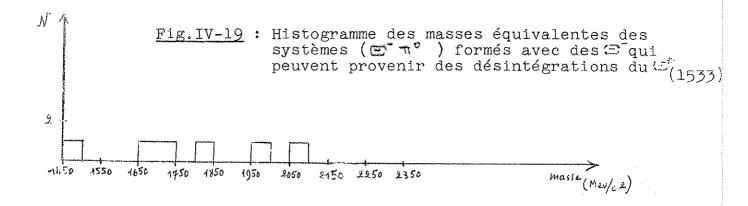
Les distributions (fig.IV-18) des masses $\Xi^- \eta^+$, provenant des 28 évènements où une branche positive a une probabilité supérieure à 5 % d'être mal identifiée

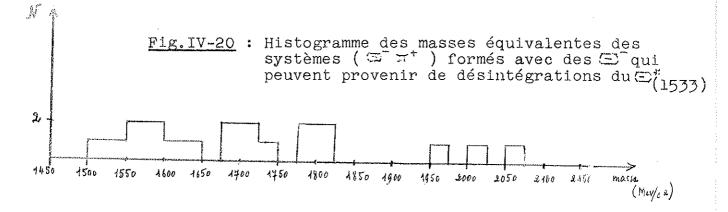
- β) pour les branches positives identifiées K⁺ montrent qu'il n'en est rien.

b) Réflexion du E* (1533)

Une proportion importante de Ξ provient de la désintégration des $\Xi^*_{(1533)}$. Ces Ξ forment avec les η produits directement des systèmes Ξ η dont les masses équivalentes présentent une distribution particulière. Les histogrammes des masses des systèmes ($\Xi^-\eta^\circ$) (fig.IV-19) et ($\Xi^-\eta^+$) (fig.IV-20) dont le Ξ^* peut former avec un autre η un $\Xi^*_{(1533)}$, ne présentent aucune accumulation significative. De plus si cet effet de réflexion pouvait expliquer le pic observé, ce dernier devrait se produire également dans la distribution des masses des systèmes $\Xi^-\eta^-$ et être totalement absent de cette des systèmes ($\Xi^-\eta^-$) produits dans des états finals à $\mathfrak Z$ corps.

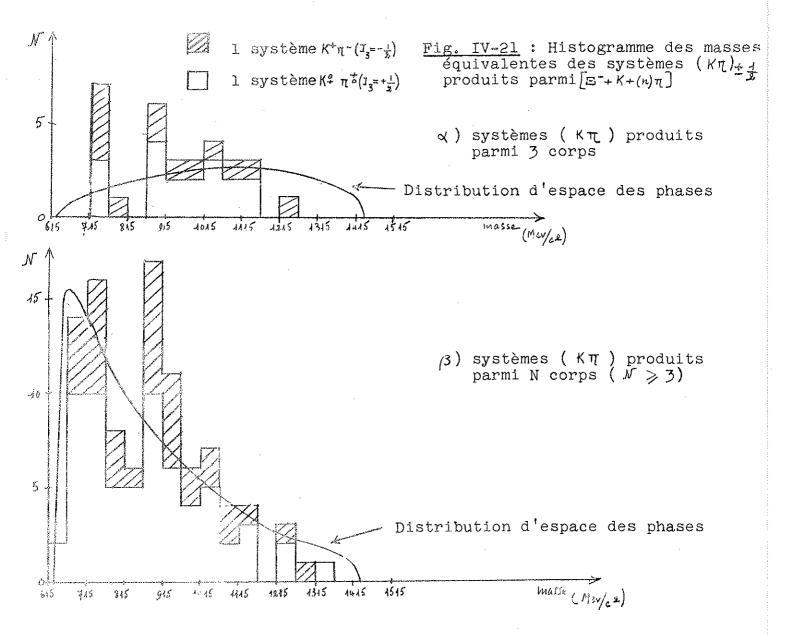
La première de ces distributions (fig.IV-4) est loin de présenter un excès d'évènements dans cette zone alors que dans la seconde, le pic est déjà présent (fig.IV-7).

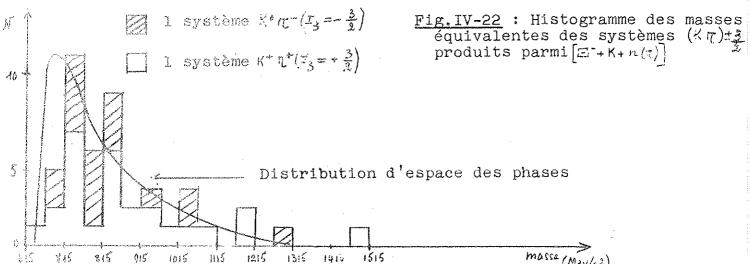


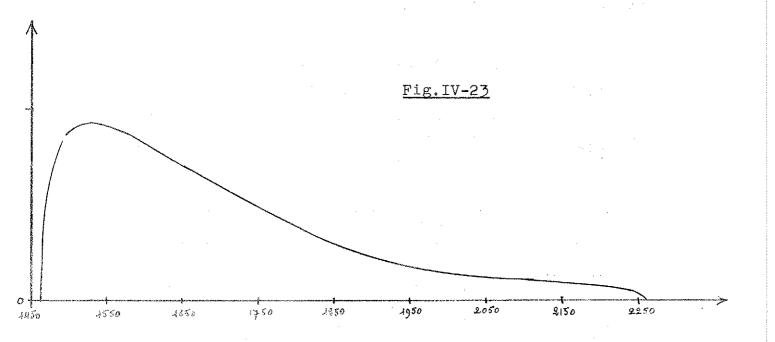


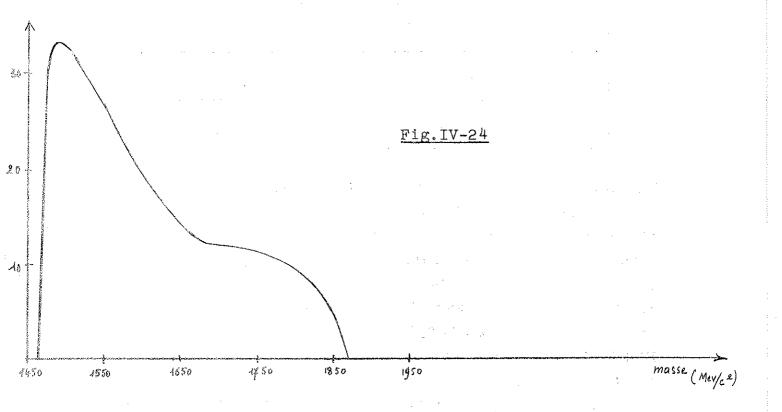
c) <u>Influence des résonances (Κπ)</u>

L'histogramme des masses équivalentes des systèmes $K \pi$, dont la troisième composante d'isospin est \pm 1/2 (fig.IV-21) présente un pic en désaccord avec l'espace des phases autour de la masse du $K^*(890 \text{ Mev/c}^2)$. Ce pic se situe à plus de deux écarts standards du bruit de fond. Il y a donc moins de 3 chances sur 100 pour que ce soit une fluctuation statistique. La production du K de 730 Mev/c² est également probable. Dans l'histogramme des masses provenant des états finals à 3 corps, il y a 7 masses entre 715 et 765 Mev/c², alors qu'il en est attendu une. L'histogramme des masses $K\pi$ dont la troisième composante d'isospin est \pm 3/2 (fig.IV-22) ne présente aucune accumulation autour de la masse du K^*









Entre 715 et 765 Mev/ c^2 , il y a ll masses au lieu de 6 attendues, ce qui n'a pas grande signification statistique.

arphi) Modification de la distribution des masses arphi au au

La présence du K*contribue à modifier la distribution des masses $\Xi^-\eta^{\frac{1}{6}}$. Si on considère que tous les systèmes $K\eta$ d'isospin 1/2 et de masse comprise entre 850 et 920 Mev/c², sont des K^* (890), les systèmes $\Xi^-\eta^{\frac{1}{6}}$ proviennent alors selon les proportions indiquées, des états finals suivants :

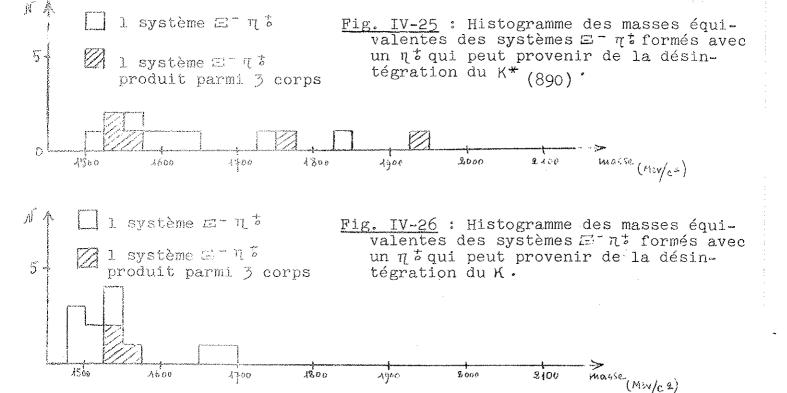
État final	Proportion
B⁻+η+Κ	0,25 ± 0,07
E-+27+K	0,41 ± 0,10
E" + 37 + K	0,17 ± 0,06
E-+47+K	0,03 + 0,04 - 0,02
2 + 1 + K*	0,08 + 0,03
三 + 2 九 + 长*	0,05 + 0,05 - 0,03
Ξ + 3η + K*	0,01 + 0,04 - 0,01

La distribution des masses $= -7^{\circ}$ (fig.IV-23) obtenue par association des espaces des phases des interactions de K sur nucléon libre, qui produisent ces états finals dans les proportions indiquées, ne présente aucun maximum dans la région de 1750 à 1825 Mev/c² Il y a cependant une absorption possible des K*dans les noyaux. La distribution des masses $= -7^{\circ}$ due à l'espace des phases des interactions K+ nucléon $\Rightarrow = + K^* + (n-4) - 7$, est tracée sur la figure IV-24. Elle ne peut expliquer non plus le pic observé entre 1750 et 1825 Mev/c².

La production possible de $\mathbb K$ peut également modifier l'espace des phases des masses Ξ $\overline{}$, mais la masse du $\mathbb K$ étant inférieure à celle du $\mathbb K^{\mathbb K}$, cette modification sera encore moins importante.

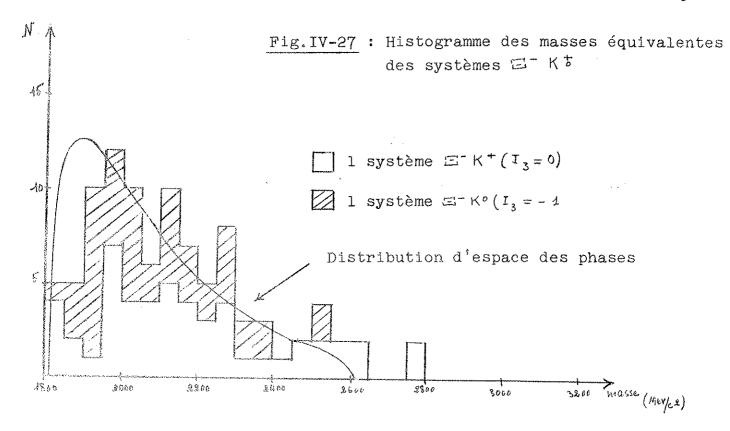
B) Réflexions du K*et du K

L'histogramme des masses équivalentes des systèmes ロール ** (fig.IV-25), dans lesquels le η forme avec le K associé à la production un système d'isospin 1/2 dont la masse est comprise entre 850 et 930 Mev/c2, ne présente aucun maximum entre 1750 et 1825 Mev/c2. Il en est de même pour l'histogramme (ig. IV-26) des masses équivalentes des systèmes formés par un 🖅 et un 🧗 er venant de la désintégration possible d'un K (systèmes $K \eta$ d'isospin 1/2 et de masse comprise entre 705 et 755 Mev/ c^2). Il y a cependant 74 états finals dans lesquels ce contrôle ne peut être effectué (soit $\frac{74}{201} = 37\%$) parce que la désintégration du K° n'est pas observée. Cette observation est pratiquement indépendante de l'énergie du K°, il n'y a donc aucune raison pour que ces évènements puissent apporter un pic dans la distribution des masses (Ξ τ τ) parréflexion des résonances (Κτ). De plus ces réflixions devraient se voir également dans la distribution des masses (□ 1 1) (fig. IV-4) puisque les deux < * semblent également produits dans les états finals du type $[K^+ + \Xi^- + \eta^- + (n-4) \eta]$ (fig. IV-21).



d) Influence des systèmes E Kt

Les histogrammes de 46 masses $\Xi^- K^o$ et $51 \Xi^- K^+$ (fig.IV-27) ne présentent pas de déviation significative par rapport à l'espace des phases des réactions K^-+ nucléon $\longrightarrow \Xi^- + K + n (\eta)$. Le petit décalage d'ensemble de la distribution expérimentale vers les masses plus élevées peut probablement s'expliquer par les liaisons des nucléons et les interactions secondaires des particules dans les noyaux (voir page IV-17). Il n'y a aucune évidence de production d'un état résonant baryonique d'hypercharge nulle se désintégrant en $\Xi^- K^+ (I_3 = 0)$ ou en $\Xi^- K^o (I_3 = 1)$



e) Production d'un état résonant 🗏 * *

Une interprétation plus probable est donc la production d'une résonance baryonique d'hypercharge -1. Dans la distribution des masses Ξ τ τ, l'existence du pic observé entre 1750 et 1825 Mev/c² semble établie. Le petit excès de masse entre 1750 et 1850 Mev/c² constaté dans la distribution des masses Ξ (1533) est nettement en faveur de cette interprétation. Nous allons main-

tenant étudier quelques paramètres de cette résonance possible.

2°) Masse et largeur du E** possible

Pour estimer ces paramètres, seuls les systèmes ($\Xi^- + \eta^+$) sont utilisés. ($\Xi^- + \eta^\circ$) et (Ξ^*_{1533}) $^+ \pi$) sont peu nombreux et leur masse est moins bien définie. Dans les systèmes ($\Xi^- \eta^+$) étudiés il n'y en a cependant aucun dont le η^+ s'arrête dans la chambre.

La méthode utilisée est celle du maximum de vraisemblance qui a été décrite précédemment (page IV-37).

Avec les 51 masses $\equiv \eta^+$ comprises entre 1675 et 1900 Mev/c² les déterminations de masse et largeur obtenues sont :

$$M_{\text{E*}} = (1799 + 20) \text{ Mev/c}^2$$

$$\int \leq 90 \text{ Mev/c}^2$$

3°) Spin isotopique du 三** possible

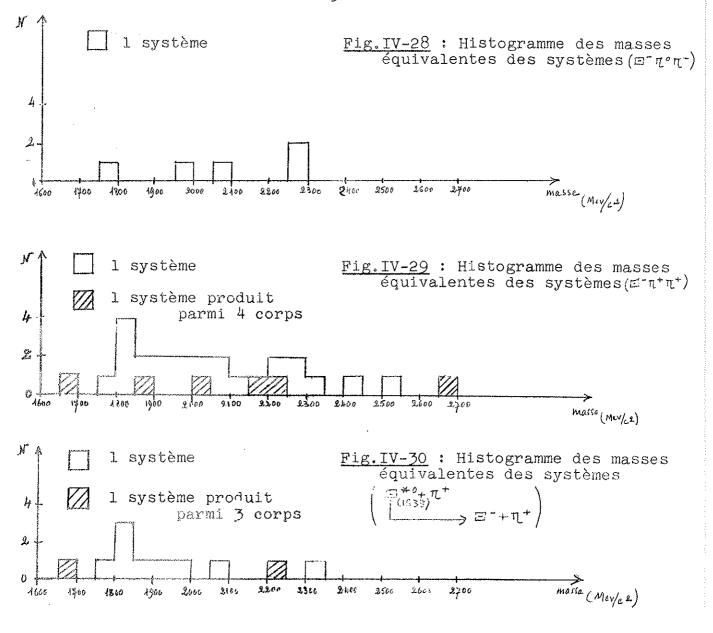
Le mode de désintégration ($\Xi + \pi$) (et également la mode $\Xi^*(1533) + \pi$) limite les valeurs possibles du spin isotopique du Ξ^{**} à 1/2 ou 3/2.

a) Absence de composante 日**

La distribution des masses $\mathbb{Z}^- \Pi^-$ (fig.IV-4) ne montre aucune accumulation entre 1750 et 1825 Mev/c². Parmi les 5 masses $\mathbb{Z}^- + \Pi^+ + \Pi^-$ (fig.IV-28) une seule est comprise entre 1750 et 1850 Mev/c².

b) Non évidence d'une composante = *+

La figure IV-29 montre qu'il y a 5 ($\Xi^-\eta^+\eta^+$) dont la masse est comprise entre 1750 et 1850 Mev/c² alors que 2,5 sont attendus d'un bruit de fond non résonant uniforme. Ceci est d'autant moins significatif qu'aucun de ces systèmes n'est produit dans un état final à 4 corps, dont la distribution d'espace des phases a une amplitude pratiquement nulle pour les valeurs de masse considérée.



c) Rapports de probabilités entre les différents états de charge de la transition K + nucléon → □ ** + K ↓ → □ + T

Les rapports attendus selon qu'il y a production d'une résonance d'isospin 1/2 ou d'isospin 3/2, ont été établis précédemment(page IV-38). Le tableau IV-14 permet la comparaison entre ces rapports théoriques et les résultats expérimentaux.

Les rapports observés ont été déterminés avec les systèmes $(\Box^-\eta^\pm)$ dont la masse est comprise entre 1750 et 1825 Mev/c² et les $(\Box^-\eta')$ de masse comprise entre 1700 et 1875 Mev/c².

Tableau IV-14

	12 /2	3/2	Observé	Corrigé
K+ + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 + 1 +	0	9_2	1 2	0,4+1,3
K+ FT X FT + TT + TT + TT + TT + TT + TT	0	9	1 10	0,05 ⁺⁰ ,20 -0,05
Ko+ 1244 x + 110	O	9 2	12	0,3+1,0
K0+5*** K0+5*** K0+5***	non. determiné	2	2 10	0,2 ⁺⁰ ,5 -0,2
Ko-1=**** Ko-1=**** Ko-1=*** Ko-1=** Ko-1	non de hanne	2	<u>2</u> 10	0,1+0,3
K*+E*** K*+E** K*+T** K*+T**	non determme	1	2 2	0,7+2,0

Entre ces límites, on observe 10 ($K^{\rho}\Xi^{-}\eta^{+}$), 2 ($K^{+}\Xi^{-}\eta^{\rho}$), 2 ($K^{\circ}\Xi^{-}\eta^{\circ}$) et 1 ($K^{+}\Xi^{-}\eta^{-}$). Les corrections tiennent compte:

- du nombre d'évènements non résonants attendus : 2,5 (光光元), 2 (水光元) et 0,5 (米光元)

- des efficacités de dépouillement différentes pour les évènements où la désintégration du $K^{\frac{1}{p}}$ est visible et pour ceux où elle ne l'est pas (rapport entre ces deux efficacités ≈ 1.7)

- Les limites sur les rapports corrigés sont celles de l'intervalle à 70% de confiance. C'est essentiellement le rapport entre les nombres de ($K^+ \equiv T_-^-$) et de ($K^0 \equiv T_-^+$) qui a une très faible probabilité d'être compatible avec la production d'un Ξ^{**} d'isospin 3/2. Cette probabilité est inférieure à 1 x 10⁻⁷ avec les hypothèses faites sur la largeur et la masse moyenne de ce Ξ^{**} . L'ensemble de cette étude montre que la production d'un Ξ^{**} d'isospin 3/2 est pratiquement exclue.
- 4°) <u>Comparaison avec les résultats obtenus dans différentes expériences</u>

 D'autres expériences ont permis l'étude des systèmes baryoniques
 d'hypercharge -1 de masse équivalente supérieure à 1,8 Gev/c².

A Berkeley (1-6), une étude des états finals Ξ K (η) π $\Lambda \overline{K} K (n) \pi$ et $\Sigma \overline{K} K$ produits par des K de 2,45 à 2,70 Gev/c² dans une chambre à hydrogène de 1,80 m (475 000 photos analysées avec en moyenne 6 à 7 K⁻) a permis d'observer un pic dans les distributions de masses des systèmes $\Xi_{(1533)}^*\pi$, $\Xi\pi\pi$, $\Sigma\pi$, $\Lambda\overline{K}$ + ΛK et $\Sigma\overline{K}$ (fig.IV-31 et 32). Les déviations les plus significatives sont observées pour les systèmes ($\Lambda \overline{K} + \Lambda K$), ($\Xi^* \pi$) et ($\Xi \pi$). La distribution expérimentale des masses ($\Lambda \overline{K} + \Lambda K$), dont le maximum se situe entre 1800 et 1850 Mev/c², est approximativement deux fois moins large que celle due à l'espace des phases et, pour cette raison, il est assez difficile d'y déterminer précisément l'importance du pic. La distribution des masses 🞞 🔻 présente un pic légèrement dédoublé entre 1800 et 1950 Mev/c² (66 évènements au lieu de 45 attendus environ). Une masse moyenne et une largeur ont été estimées à partir des distributions de masses $\Xi^*_{(1533)}\pi$ et $\Xi\pi\pi: M = (1320\pm20) \text{ Mev/c}^2$, Γ = 80 Mev/c². Le pic de la distribution $\Xi^*\tau$, légèrement dédoublé aussi, s'étend entre 1760 et 1850 Mev/c^2 (42 évènements au lieu de 25 attendus environ). Si l'on retranche les évènements \(\frac{\tau}{(1533)} \) K T dont le système KT a une masse compatible avec celle du K*(888), il reste un excès d'évènements peu significatif (22 évènements au lieu de 15 attendus environ). La distribution des masses

($\Xi \pi \eta$) montre un petit excès d'évènements dans la même région (entre 1,79 et 1,87 Gev/c², il y a 13 masses au lieu de 7 attendues). Les systèmes ΛK ou $\Lambda \overline{K}$ n'ont qu'une seule valeur d'isospin possible:1/2. L'indépendance de charge dans le processus $K + \mu \implies \Xi^{**o} + K^o$ donne pour le rapport:

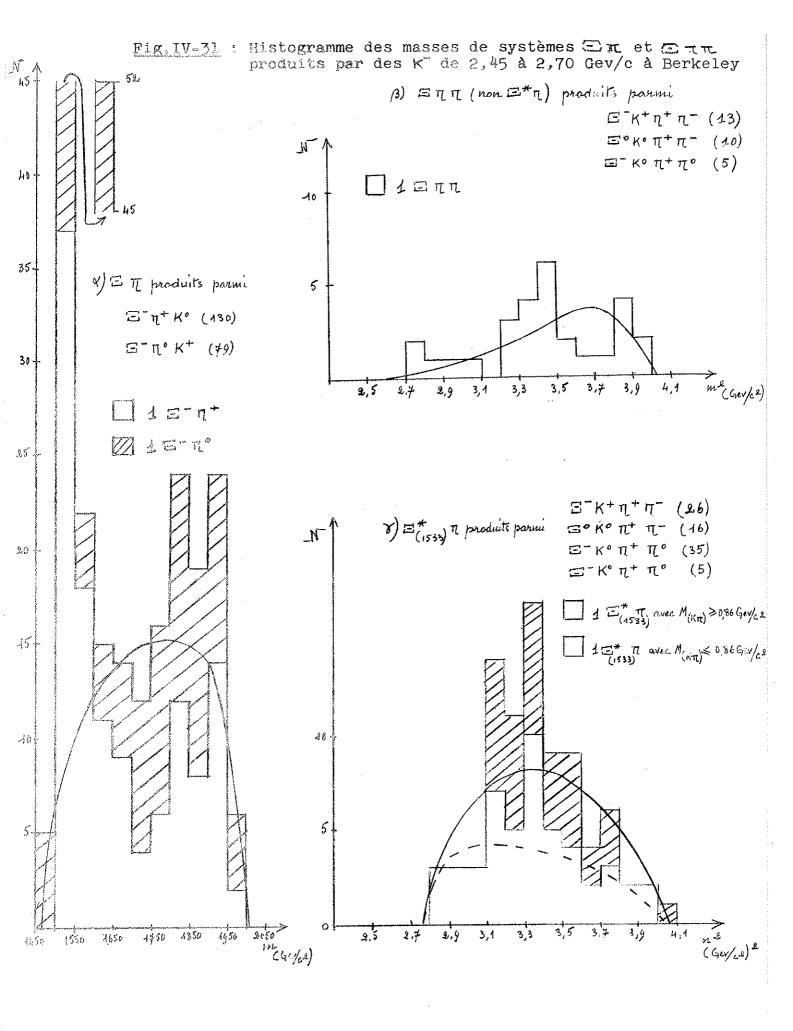
$$\begin{bmatrix} \Xi^{*o}_{(1533)} + \pi^{o} \end{bmatrix} / \begin{bmatrix} \Xi^{*-}_{(1533)} + \pi^{+} \end{bmatrix}$$
, la valeur 1

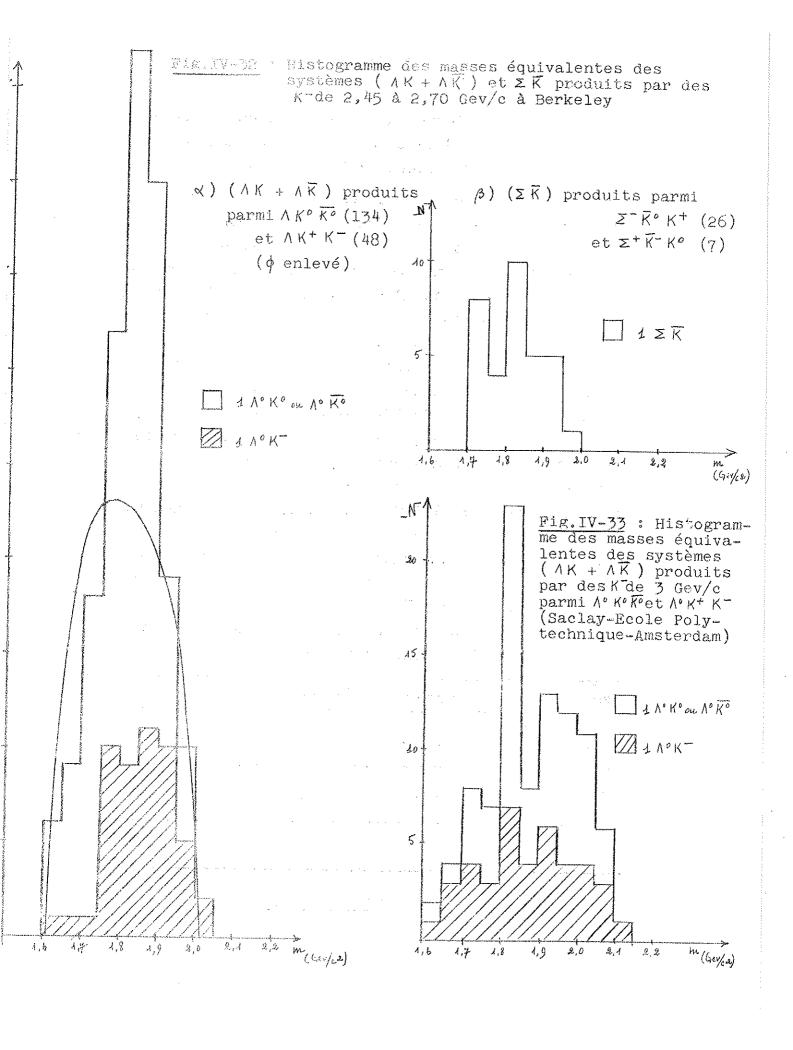
si le Ξ^{**} a un isospin 1/2, et 4 s'il a un isospin 3/2. Le rapport observé est 0,5 \pm 0,3.

La chambre à hydrogène de Saclay - Ecole Polytechnique a été placée dans des faisceaux de K de 3 et 3,5 Gev/c , auprès du synchroton à protons du CERN. 200.000 photos, avec 9 K-de 3,5 Gev/c en moyenne, ont été analysées par une collaboration anglaise. Des résultats ont été publiés (IV-5) sur les interactions $K^- + h \rightarrow \Xi^- + K^{\dagger} + 7^{\ddagger}$ seul le Ξ^* (1533) apparait. Avec en moyenne 10 K de 3 Gev/c, 200.000 photos ont été analysées par les laboratoires de Saclay, de l'Ecole Polytechnique et d'Ams-n'a également mis en évidence aucune autre résonance baryonique que le E*de 1533 Mev/c² (IV-4). Dans la distribution des masses équivalentes des systèmes ($\Lambda^{\circ} K^{\circ} + \Lambda^{\circ} \overline{K^{\circ}}$) produits parmi $\Lambda^{\circ} K^{\circ} \overline{K^{\circ}}$ (fig.IV-33) un pic étroit est observé entre 1800 et 1850 Mev/c² (23 évènements alors que 11 sont attendus). Une indication de ce pic (9 masses au lieu de 5) est déjà présente dans la distribution des masses $\Lambda^{o}K^{-}$, alors que rien n'apparait dans celle de Λ° K⁺. La masse et la largeur estimées sont $m \simeq (1820 \pm 7) \text{MeV/c}^2$ et [~ 60 Mev/c?.

L'analyse faite ici a mis en évidence un pic dans la distribution des masses ($\Xi^- \eta^+ \bar{\tau}$) et un petit excès d'évènements dans celle des $(\Xi^{+0})^+ \bar{\tau}^-$ correspondant approximativement aux

mêmes valeurs de masses. La valeur moyenne du pic observé dans la distribution des masses ($\Xi^-\eta^+$) a été estimée à (1799^{+20}_{-35}) Mev/c²





et sa largeur inférieure ou égale à 90 Mev/c². Le petit excès d'évènements ($\Xi^{*o} \eta$ -) se situe entre 1750 et 1850 Mev/c². L'étude de l'isospin a pratiquement exclu la valeur 3/2.

Est-il possible que l'ensemble de ces observations soit dû à l'existence d'une et d'une seule résonance 5 ** ? Les déterminations d'isospin sont concordantes, elles sont toutes en faveur d'un isospin 1/2. Le nombre bary nique et l'hypercharge des systèmes $\equiv \tau$, $\equiv^* \eta$ et $\equiv \eta \eta$ sont B = +1, $\not = -4$. Il n'est pas certain que ces nombres soient ceux des évènements responsables du pic observé dans les distributions de masses (Λ K + Λ \overline{K}). Cependant les distributions de masses ($\wedge^{\circ} \overline{K}^{-}$) en présentent déjà une indication et aucune résonance N^* (B = + 1, γ = + 1) n'a jamais été observée aux environs de 1820 Mev/c². Notre valeur de masse est lègèrement plus faible que celles données par Berkeley ou par la collaboration Saclay-Ecole Polytechnique-Amsterdam. Elle n'est cependant pas incompatible avec ces valeurs, de plus, une faible erreur systématique (1 à 2 % sur la valeur du champ magnétique par exemple) suffirait à la déplacer de 10 Mev/c² environ. Les largeurs sont elles aussi du même ordre, bien que le pic en ($\Lambda K + \Lambda \overline{K}$) observé dans les photos de 3 Gev/c semble plus étroit que les autres (Γ = 60 Mev/c² au lieu de Γ = 80 Mev/c² et[< 90 Mev/c²). Les résultats obtenus pour les rapports de branchement sont indiqués dans le tableau IV-15. Les limites (sauf

Expériences	E I	=* T	E TT / K	
Berkeley K-(2,4 a 2,7)Gu/e	≥ 0,2	~ 1,2	≥ 0,3	≥ 5,5
Saclay-Ecole Po- lytechnique-Ams- terdam K-de 3 Gev/c	< 0,1	< 0,5	< 0,5	:
Cette expérience K de 3,5 Gev/c				4 3

Tableau IV-15

pour le rapport $\Xi \pi \pi$) sont données avec 70 % de confiance environ. Dans l'expérience de Berkeley, il est toujours assez difficile de séparer les pics du bruit de fond (la séparation a été faite en utilisant la distribution d'espace de phases) et il semble bien que les rapports donnés soient, pour cette raison, déterminés à un facteur deux près. Tous ces rapports ne semblent donc pas incompatibles. Pour comparer les sections efficaces, nous avons utilisé les rapports du nombre de systèmes $\Xi \pi$ dont la masse correspond au Ξ^* (1533) au nombre de systèmes $\Xi \pi$ dont la masse est comprise entre 1,75 et 1,85 Gev/c², avec et sans correction pour le bruit de fond non-résonant (tableau IV-16). Les corrections sont faites en supposant un bruit de fond uniforme entre 1,65 et 1,95 Gev/c² environ et en utilisant le bruit de fond donné par l'espace des phases dans la région du Ξ^* (1533)

EXPERIENCES	Rapports (डर्) en (डर्) ≎ Observé	Corrige an prair de
Berkeley K de 2,4 à 2,7 Gev/c dans l'hydrogène	<u>40</u> 67	fond <u>40</u> ~ 0,22 45
Saclay-Ecole Polytech- nique-Amsterdam K de 3 Gev/c ds l'hydrog.	<u>16</u> 36	$\frac{0}{28} \lesssim 0.1$
Birmingham-Glashow-Imp. Col. Oxford-Rutherford Lab K de 3,5 Gev/c ds l'hydr.	9 16	$\frac{2}{12} \simeq 0.2$
Cette expérience K de 3,5 Gev/c sur nucléon lié	28 49	$\frac{10}{2.5} \simeq 0.4$

Tableau IV-16

Seules les deux dernières expériences ont été faites avec des K-de même énergie. Dans les autres expériences, les sections efficaces peuvent être différentes. Il suffirait cependant de 23

évènements au lieu de 28 pour que le rapport observé ici soit le même que celui de Berkeley et, dans l'expérience des K de 3 Gev/c, il suffirait de 22 évènements au lieu de 16 pour obtenir le même résultat. Cette double fluctuation a 70 chances sur 100 environ de se produire.

En conclusion, on peut dire que cet ensemble de résultats peut être dû à la production d'une seule et unique résonance ***
d'hypercharge -1, d'isospin 1/2 dont la masse serait de 1810 Mev/c² environ. Pour confirmer cette interprétation, il serait nécessaire de disposer d'un nombre plus important d'évènements produits par des K- de différentes énergies. Actuellement les 2/3 des statistique disponibles ont été utilisées aussi bien à Berkeley que dans les deux groupes européens travaillant avec la chambre à hydrogène de Saclay-Ecole Polytechnique. Il serait donc très intéressant d'obtenir de nouvelles photos de K- de 3 et 3,5 Gev/c² dans cette chambre.

F - SECTIONS EFFICACES LIMITES POUR LA PRODUCTION DE E *DE 1600 ET 1970 Mev/c²

Au chapitre I, nous avons vu que la classification proposée par L.Alvarez et al. impliquait l'existence d'un 5 *de 1600 Mev/c² et que les trajectoires de Regge proposées par Glashow et Rosenfeld en prévoyaient un autre à 1970 Mev/c² environ.

I°) Résonance E * de 1600 Mev/c²

a) Désintégration forte en 🖃 + 几 ⁺

(1570 et 1630) et (1630 et 1690) Mev/c² soit inférieure à 10. Ce chiffre peut donner une limite supérieure de nombre attendu de $\Xi_{(1600)}^* = \pi^+ \text{ (avec } \Gamma \leqslant 30 \text{ Mev/c²)}.$

b) Désintégration électromagnétique

Glashow et Rosenfeld ont prédit une très petite largeur partielle (\sim 0,6 Mev/c²) pour le mode (\subseteq + π). Il est donc possible que le mode électromagnétique soit plus fréquent.

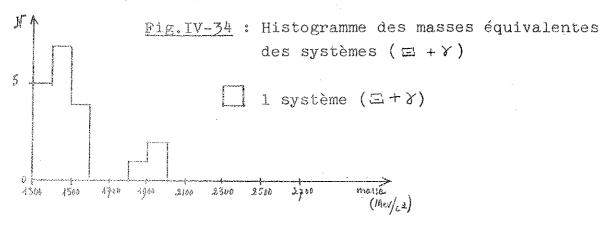
Le nombre total de systèmes (Ξ^-+Y) est compatible avec le nombre attendu de ($\Xi^-+\eta^a$) pour lesquels la matérialisation d'un seul photon est observé. La distribution des masses ($\Xi^-+\gamma$) (fig.IV-34) ne présente aucun maximum centré sur 1600 Mev/c². En particulier aucun système n'a une masse comprise entre 1600 et 1700 Mev/c². Il y a donc 90 chances sur 100 pour que le nombre attendu d'évènements entre 1600 et 1700 Mev/c² soit inférieur ou égal à 2,3

$$(\Xi_{(1600)}^{+}\Xi_{+8}) \approx \frac{4.6 \times 0E}{N\Xi_{-}} = (\frac{4.6 \times 200}{201 \times 0.85}) \mu b$$

ou fy est la probabilité de matérialisation d'un Y

$$\begin{bmatrix} K^{+} + nucleon - \Xi_{(1600)}^{+} + K + n(\eta) \end{bmatrix} \leq 5\mu b$$

$$\begin{bmatrix} K^{+} + nucleon - \Xi_{(1600)}^{+} + K + n(\eta) \end{bmatrix} \leq 5\mu b$$



2°) Résonance = * de 1970 Mev/c²

a) Désintégration forte en Ξ ∓ Π o

Entre 1900 et 2050 Mev/c², il semble qu'il y ait un petit excès d'évènements dans la distribution des masses Ξ πt . Notre résolution expérimentale est cependant très mauvaise (≈50 Mev/c²) dans cette région et étalerait donc beaucoup toute résonance produite. Le niveau de bruit de fond non résonant attendu est, de plus, ici très difficile à définir. En particulier, l'on sait que la distribution attendue en l'absence de production de résonances est probablement plus étendue que celle donnée par l'espace des phases utilisé. En estimant le bruit de fond à 12 évènements, il y a 90 chances sur 100 pour que le nombre attendu de systèmes résonants soit inférieur ou égal à 20

$$\frac{\sigma}{\left[\frac{4940}{1940}\right]} = -\frac{40^{\circ}}{N} = \left(\frac{20 \times 200}{201}\right) \mu b$$

$$\frac{\sigma}{\left[K + nucleon} \rightarrow \frac{\pi}{\left[\frac{4940}{1940}\right]} = -\frac{\pi}{10} + K + (n-1)\pi\right] \leq 20 \mu b$$

b) Désintégration en $\Xi^- \eta^+ \eta^{\circ} (d \Xi_{0533}^{\star \circ} \eta^{\circ})$

Dans les distributions de masses $\equiv -\eta^+ \eta^{\circ}$ (fig.IV-13 et 15) la résolution expérimentale permet difficilement de définir un niveau de bruit de fond non résonant. Entre 1850 et 2100 Mev/c² il y a 23 évènements alors qu'entre 2100 et 2300, il y en a 13. Il y a 90 chances sur 100 pour que la différence attendue entre ces deux nombres d'évènements soit inférieure ou égale à 17. Puisqu'entre ces deux régions de la distribution des masses, c'est probablement dans celle du \equiv^* cherché que le niveau de bruit de fond est supérieur, ce chiffre donnera une limite de la section efficace de production d'une telle résonance

Toutes ces limites de sections efficaces sont déterminées sous réserve que la distribution des masses des produits de désintégration ne soit pas modifiée par des interactions secondaires trop fréquentes. Elles sont donc valables pour des résonances de largeur naturelle $\Gamma \lesssim 50 \text{ MeV/c}^2$.

Dans aucune autre expérience de K suffisamment énergiques (tableau IV-17) il n'y a eu d'indication pour l'existence d'un Ξ^* (1600) Ξ^{-+} η^* . A 3,0GeV/c, une section efficace limite de

2 μ b est donnée pour la réaction $K^- + \mu \rightarrow K^+ + \Xi^- + V$ A moins que sa section efficace de production soit faible (inférieure à quelques microbarns), l'existence d'un Ξ^+ de 1600 Mev/c² semble peu probable

LABORATOIRES	Impulsion des K (Gev/c)	Référence
Berkeley	1,80	S-VI.
Brookhaven	2,24	1-6
Berkeley	2,47-2,70	I~10
Saclay Ecole Polytechnique Amsterdam	3,0	I-ll
Birmingham Glashow Imperial College Oxford Rutherford	3,5	IV~5

Tableau IV-17

Les trois dernières expériences (tableau IV-17) auraient pu produire également un \Box * de 1970 Mev/c². Il existe quelques petites accumulations des systèmes (\Box $\eta^{\frac{1}{2}}$), toutes compatibles avec des fluctuations statistiques, au voisinage de cette masse : entre 1.90 et 1.95 Gev/c² à Berkeley (K- de 2,47-2.70 Gev/c), entre 1.90 et 1.97 Gev/c² à Saclay etc.. (K- de 3.0 Gev/c) entre 2,00 et 2.05 Gev/c² à Birmingham etc.. (K- de 3.5 Gev/c). Il ne serait pas très étonnant que la section efficace de production d'un Ξ * de 1.97 Gev/c² environ par des K- de 2.7 à 7.5 Gev/c, soit suffisamme 1.97 Gev/c² environ par des K- de 2.7 à 7.5 Gev/c, soit suffisamme 1 aible (ξ 10 μ b) pour qu'il n'ait pu être encore mis en évidence 1 aible (ξ 10 μ b) pour qu'il n'ait pu être encore mis en évidence

G - RELATIONS AVEC SU3

1°) Le décuplet 3⁺/2

La découverte de l' Ω^- (IV-8) a été un grand succès pour SU3. Bien qu'on ne connaisse, ni son moment angulaire propre ni sa parité intrinsèque il a exactement la masse, l'hypercharge et la charge électrique de la particule prédite pour complèter le décuplet des états 3/2, présenté dans le chapitre I.

2°) <u>L'octet 3/2</u>

Nous avons vu qu'il n'y a aucune indication pour l'existence d'un Ξ de 1600 Mev/c' nécessaire pour complèter l'octet 3/2 proposé par Alvarez, Glashow et Rosenfeld. Cet octet devait comprendre le N (1512), le Y* (1520) et le Y* (1660). Il est intéressant de regarder si la détermination du moment angulaire propre et parité intrinsèque de ces états est en accord avec leur groupement dans un même multiplet.

a) N* (1512)

Cette résonance correspond à la seconde bosse observée dans la section efficace de diffusion π + nucléon (énergie cinétique du π incident de 600 Mev dans le système du laboratoire). Si on suppose que seule l'amplitude d'une onde partielle résonante peut présenter une variation rapide avec

l'énergie, on peut montrer (IV-13) que les nombreux résultats expérimentaux sur la distribution angulaire dans la diffusion $\pi^- + h$, au voisinage de 600 Mev, s'expliquent bien par un modèle simple où l'onde D_{13} est résonante et interfère avec l'onde P_{33} (N^*_{33} de 1238 Mev) et une onde P_{11} dont l'amplitude est purement imaginaire. Plusieurs analyses (IV-14) ont montré que les résultats expérimentaux sur la polarisation et la distribution angulaire dans les interactions T+nucléon étaient en bon accord avec une onde D₁₃ résonante dont le déphasage passe par 90° à 600 Mev environ. Cependant les résultats sont trop peu nombreux pour obtenir une solution unique du comportement des ondes partielles en fonction de l'énergie sans leur imposer certaines restrictions au départ. De plus ces analyses ont mis en évidence une onde P_{11} à déphasage assez rapidement variable dans la même région. Il semtle tout de même vraisemblable que l'onde D_{13} corresponde à la résonance $N_{(1512)}^*$ et que le comportement de P₁₁ soit à rapprocher de l'observation de bosses dont les distributions de masses équivalentes et les sections efficaces (7 + nucléon) pour une énergie volsine de 1400 Mev (IV-15). Des récentes analyses de polarisation faites à Saclay avec des π de 410 et 490 Mev ($\eta^- h$ et $\pi^+ h$) permettront peut-être d'apporter une réponse définitive à ce problème,

b) y * (1520)

L'analyse des interactions \overline{K} -nucléon s'est montrée en bon accord avec une interaction dans l'onde S jusqu'à $\mathcal{P}_K = 250~\text{MeV/c}$ (IV-16) $\mathcal{A}_{PK} = 390~\text{MeV/c}^2$ ce qui correspond à une énergie cinétique de 85 Mev environ dans le centre de masse de la réaction, il apparait une bosse dans les sections efficaces partielles de différents canaux ($\overline{K}^0+n_{\mu}\Sigma^+\pi^-$, $\Sigma^-\pi^+$, $\Sigma^0\eta^0$, et $\Lambda^0\eta^+\eta^-$). Les distributions angulaires de la diffusion élastique et de l'échange de charge jusqu'à 500 Mev/c montrent un comportement caractéristique d'interférence entre une onde résonante

(à p_{K} = 390 Mev/c) de moment angulaire 3/2 et une onde de bruit de fond de même parité. Ces résultats sont en bon accord quantitatif avec un modèle simple (IV-17) où dans l'état de spin isotopique zéro une onde D₃ est résonante à 390 Mev/c et interfère avec l onde S. La probabilité pour que les résultats observés soient dûs à une onde D₅ résonante qui interfère avec l'onde S est inférieure au pour cent. Cette détermination implique évidemment qu'une onde P₁, par exemple, ne soit pas venue supplanter l'onde S, mais étant donné le petit intervalle (Δp_{K} = 20 à 25 Mev/c) qui sépare chaque point étudié, il faudrait supposer une variation assez rapide des ondes non résonantes pour qu'une interférence importante entre P₁ et S n'ait pu être observée.

c) / *(1660)

Différentes analyses des interactions K + nucléon entre 500 et 900 Mev/c (IV-18) ont abouti à des conclusions différentes sur la parité de Y_{\pm}^* (1660). Ces déterminations sont basées sur un effet faible dans le canal \overline{K} + nucléon \rightarrow /1+ π . La section efficace totale de cette voie ne présente pas de maximum et le comportement de la distribution angulaire et de la polarisation du Λ° produit ne montrent pas de façon évidente un effet caractéristique d'interférence entre une onde résonante et un bruit de fond pratiquement constant. D'autre part l'apparition des ondes de moment angulaire supérieur à 3/2 (en particulier des ondes D_5 et F_5) complique beaucoup l'analyse. Il est maintenant connu que le mode / 7 de désintégration du $\chi_{4}^{+}(1660)$ a un rapport de branchement petit (IV-19) ce qui ne favoriserait pas une détermination des nombres quantiques spatiaux de cette résonance par l'étude de ce canal. Une analyse est actuellement en cours à partir de la désintégration $Y^{*+}(1660) \rightarrow (\Sigma \pi \pi)$, $1'Y^{*+}$ étant produit par des K-de 3 et 3,5 Gev/c (\overline{K} +p- $Y^{*+}(1660)$ + π -) dans la chambre à hydrogène de 81cm de Saclay - École Polytechnique.

Il est donc loin d'être prouvé que ces trois résonances aient mêmes nombres quantiques spatiaux et en particulier que le $\frac{7}{4}$ (1660) soit un état $\frac{3}{2}$.

3°) Place d'un E*(1810)

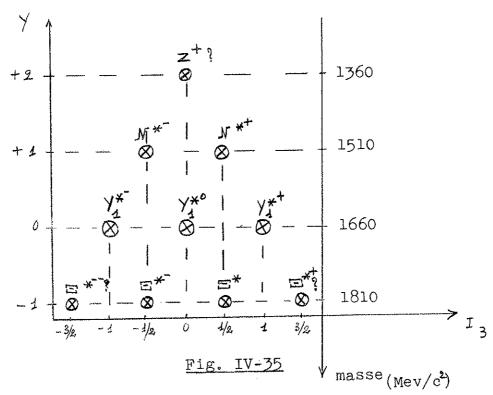
Il est intéressant d'envisager la possibilité que le ** (1810) ait un moment angulaire propre 3/2 et de regarder si l'existence de cette résonance permettrait d'obtenir une classification possible des résonances 3/2 dans les premières représentations irréductibles de SU₃ obtenus par le produit tensoriel.

8 8 = 1 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 10 \oplus 10 \oplus 27 baryons mesons pseudoscalaires

Actuellement, il n'existe pas suffisamment de résonances susceptibles d'avoir un moment angulaire 3/2 et une même parité pour envisager de remplir une représentation 27.

a) <u>Décuplet</u>

Si on place le \equiv^* (1810) et le \searrow^* (1660) dans une même représentation 10, la masse approximative du $N_{3/2}^*$ est alors



donnée par la formule d'Okubo $\begin{bmatrix} m=m_o(1+\alpha y) \end{bmatrix}$. Ce serait 1510 Mey, soit la masse du $\mathcal{N}_{1/2}^{*}$ bien connu. Sakurai (IV-20) a alors envisagé la formation d'un décuplet \overline{Io} (fig. IV-35). Ce décuplet comprendrait un Z_o^+ de 1360 Mey, le $\mathcal{N}_{1/2}^{*}$ de 1512 Mey, l'y* de 1660 Mey, et un $\mathbb{Z}_{3/2}^{*}$ de 1810 Mey, Le \mathbb{Z}^+ serait une particule d'hypercharge + 2 se désintégrant par interaction faible en $n+\pi^+$ ou $p+\pi^o$. Actuellement, il n'a pas encore été observé, alors qu'il pourrait être produit par des K^+ d'impulsion supérieure à 380 Mev/c (K^+ + F^- > Z^+ + π^+) ou des π^- d'impulsion supérieure à 1,4 Gev/c (π^- + F^- > Z^+ + K^-). D'autre part le \mathbb{Z}^* devrait avoir un spin isotopique 3/2, ce qui est complètement exclu si les pics en (K^+ + K^-) proviennent de sa désintégration.

b) Octet

Cette fois le γ_o^* (1520) peut aussi être membre de la représentation. La relation d'Okubo comprend trois paramètres, et pour obtenir la masse du dernier multiplet de spin isotopique contenu dans l'octet, il est nécessaire de connaître la masse des trois autres. Les différents octets possibles sont indiqués dans le tableau IV-18, à côté de la masse calculée est placé un point d'interrogation.

A 19 A Company of the	ler octet	2ème octet	3ème octet
N, 1/2	~ 1300 ?	1512	1512
Y,*	1520	1520	~ 1660 ?
Y,*	1660	~ 2080 ?	1660
1/2	~ 1810	~ 1810	~ 1810

<u>Tableau IV-18</u>

Le dernier octet correspond à la proposition d'A.W.Martin (I-20). Celui-ci, en supposant que les relations entre constante de couplage des éléments d'une même représentation sont bien satisfaites, montre que le $\gamma_{o(1520)}^{*}$ est plutôt un singulet qu'un membre de l'octet proposé par L. Alvarez, Glashow et Rosenfeld. Pour relie les largeurs partielles observées et les constantes de couplage il se sert, à la différence de Glashow et Rosenfeld, des relations de croisement. Il détermine approximativement les masses et largeurs partielles des ≡ * et du / nécessaires pour complèter l'octet en supposant que l'identité observée entre la relation de masses et la relation de "seuils effectifs" dans le décuplet des états 3/2+ est le reflet d'une loi générale. Le "seuil effectif" d'un état est défini comme une moyenne pondérée des seuils de tous les systèmes à deux particules (baryon + méson pseudoscalaire) qui lui sont couplés, les coefficients de pondération sont donnés par les relations unitaires entre chaque état d'une représentation et cas systèmes couplés.

la seconde, sont difficiles à étudier dans l'hydrogène. Il serait intéressant de disposer d'interactions de K sur des neutrons de deuterium dans la cible interne de la chambre à liquides lourds de l'Ecole Polytechnique (BP3). Les $\mathbb X$ ont une très grande probabilité de matérialisation dans cette chambre et les interactions $K^-+ n \to \Sigma^0 + \eta^0 + \eta^-$ et

$$K^- + n \rightarrow 1^{\circ} + \eta + \pi^-$$
 permettraient de tester
 $\downarrow \rightarrow 8 + 8$
 $\pi^+ + \pi^- + \pi^{\circ}$
 $\downarrow \rightarrow 8 + 8$

l'existence d' γ_o^* . Il semble cependant probable que, si une résonance existe aussi près du seuil de ses produits de désintégration, elle se produise dans l'onde S. Il serait alors impossible de l'associer aux N_{2}^* (1512) et γ_{2}^* (1660); on sait déjà qu'il n'est pas certain qu'on puisse placer le N^* (1512) et le γ_{2}^* (1660) dans une même représentation.

Même si le Ξ^* (1810) avait un moment angulaire 3/2, quelque soit sa parité, il n'apparaitrait donc pas encore de classement évident des états de moment angulaire 3/2 (autres que les membres du décuplet 3/2) selon le modèle de Gell-Mann et Ne'eman.

CONCLUSION

Cette étude a consisté essentiellement en une exploration du domaine des résonances baryoniques d'hypercharge -1 et des particules d'hypercharge -2, produites par des K de 3,5 Gev/c dans la chambre à liquides lourds du CERN.

La recherche de ces états a été faite à partir des désintégrations qui produident un $\Xi \to \Lambda^{\rho} + \eta$.

Les 78 = analysés à Paris ont donné des déterminations de masses et de vies moyennes pour le Λ° et le = en bon accord avec les déterminations précédentes.

$$m_{\Lambda^{\circ}} = (1115,63 \pm 0.83) \text{ Mev/c}^2$$

$$C_{\Lambda^{\circ}} = (2.48^{+0.42}_{-0.32}) \text{ 10}^{-10} \text{sec.}$$

$$m_{\Xi^{-}} = (1320.4 \pm 1.1) \text{ Mev/c}^2$$

$$C_{\Xi^{-}} = (1.94^{+0.32}_{-0.26}) \text{ 10}^{-10} \text{sec.}$$

Aucune particule d'hypercharge -2 (Ω) se désintégrant en $\Xi + \eta$'s n'a été observée. Une section efficace limite de production à 3,5 Gev/c pour tout Ω de masse comprise entre 1460 et 1800 Mev/c², dont la vie moyenne serait comparable à celle des hypérons connus, a été évaluée.

$$(\Omega \rightarrow \Xi^{-} + \pi) \lesssim 3.5 \mu b$$

pour $5.40^{-14} < \frac{2}{50} < 40^{-9}$

Des limites de section efficace, numériquement plus élevées, ont été également déterminées pour les autres domaines de vie moyenne.

Les distributions de masses équivalentes des systèmes $(\Xi^- + \pi^-)$ et $(\Xi^- + \pi^- + \pi^-)$ ont mis en évidence la production du Ξ^* (1533) et l'existence d'un second pic qui a une bonne signification statistique. Les masse et largeur du Ξ^* (1533) ont été estimées avec un lot restreint d'évènements pour lesquels la masse équivalente est déterminée avec une bonne précision $(\simeq \pm 5 \text{ MeV/c}^2)$

$$M_{\Xi}* = (1537 \pm 6) \text{ Mev/c}^2$$

$$\Gamma_{\Xi}* \leq 20 \text{ Mev/c}^2$$

L'étude du spin isotopique a montré que des deux valeurs possibles, 1/2 ou 3/2, la seconde était peu probable.

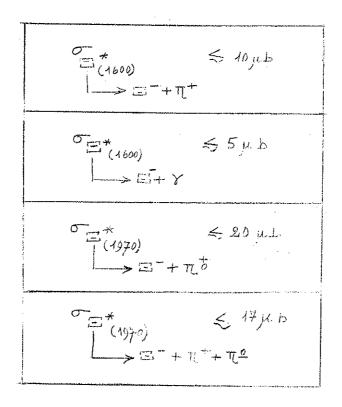
Les masse moyenne et largeur du second pic ont été estimées à partir des systèmes (Ξ^- + 7^+)

$$\overline{M} = (1799^{+20}_{-35}) \text{ Mev/c}^2$$

$$\Gamma \leq 90 \text{ Mev/c}^2$$

Nos résultats sont en désaccord avec l'hypothèse d'un état de spin isotopique 3/2, son spin isotopique serait alors 1/2.

La production des $\Xi_{1/2}^*$ prédits avec une masse de 1600 et de 1970 Mev/c² environ n'a pas été observée. Différentes sections efficaces limites ont été évaluées pour leur production suivies de désintégrations qui donnent un Ξ^- .



L'ensemble de ces résultats a été comparé à ceux apportés par d'autres expériences de K à grande énergie. La section efficace limite pour la production de l'Szest comparable à celle obtenuepar une expérience de chambre à hydrogène utilisant des K de même energie. A plus haute énergie (K-de 5 Gev/c), la récente découverte de cette particule à Brookhaven a montré que sa section efficace était encore de l'ordre du microbarn. La masse, la largeur et le spin isotopique du Extingia sont en accord avec les résultats connus. Des pics ont également été observés aux environs de 1,8 Gev/c² dans différentes distributions de masses de systèmes baryoniques d'hypercharge -1 et dans les systèmes Λ K + Λ \overline{K} . On a discuté la possibilité que l'ensemble de ces observations puisse provenir de l'existence d'une seconde résonance E*de 1,81 Gev/c², mais il est nécessaire de continuer l'analyse avec un plus grand nombre d'évènements pour confirmer cette possibilité.

devrait être inférieure à 10 µb pour qu'aucune expérience n'ait pu mettre en évidence cette résonance. Enfin, nous avons vu que sa désintégration possible en Ξ + % n'a pas non plus été observée.

La découverte de l' Ω a été un grand succès pour SU3, puisqu'elle a permis de complèter un décuplet d'états baryoniques. Par contre, il n'apparait pas encore de classement évident pour les autres résonances baryoniques selon le schéma proposé par Gell-Mann et Ne'eman.

REFERENCES

- I-1 R. Armenteros et al. The properties of charged V particles Phil. Mag. 43, 597 (1962)
- I-2 Proceedings of Annual International Conference on High Energy Physics at CERN p.160 (1958)
- I-3 Nguyen-Khac Ung Etude de la désintégration de l'hypéron ≡ Thèse N° 5117 Paris (1964)
- I-4 L. Jauneau et al. Direct measurement of 5 and 6 mean lives

 Physics Letters 4, 49 (1963).
- I-5 G.M.Pjerrou et al. A resonance in the E 7 system at 1,53 Gev Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN p.289.
 - G.M.Pjerrou et al. Resonance in the (\sqsubseteq η) system at 1,53 Gev.
 - Phys. Rev. Letters 9, 114 (1962)
 - P.E.Schlein et al. Spin parity determination of the E 7 resonance (1.530 GeV)
 Phys.Rev.letters 11; 167 (1963)
- I-6 L.Bertanza, V.Brisson et al. The K p interactions at 2.24 Gev/c I. Effective mass distributions
 Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN p.279
 - L.Bertanza, V.Brisson et al. Possible resonances in the $\Xi \pi$ and $K \overline{K}$ systems. Phys.Rev.Letters 9, 180 (1962)
 - P.L.Connolly et al. Resonance production in the Ξ Κπ system Proceedings of the Sienna International Conference on elementary particles 1, 125 (1963)
- I-7 P.Petiau Etude expérimentale de la particule E.º. Determination de sa masse et de sa vie moyenne.

 Thèse N° 5106, Paris (1964)

- I-8 P.Beilliere et al. Preliminary results on = + K^t + (n) T. final states produced by 3,5 Gev K⁻
 Physics Letters 6, 316 (1963)
 - A.Halsteinslid et al. Preliminary results on $= + K^{\dagger} + (n) \eta$ final states produced by 3,5 Gev K.

 Proceedings of the Sienna International Conference on elementary particles 1, 173 (1963)
- I-9 V.E.Barnes et al. Observation of a hyperon with strangeness minus three
 Phys.Rev.letters <u>12</u>, 204 (1964)
 - V.E.Barnes et al. Confirmation of the existence of the S2* hyperon.

Physics Letters, <u>12</u>, 134 (1964)

- V.E.Barnes et al. Mass of the Ω hyperon and cross section for its production by 5 Gev/c K mesons Proceedings of the 1964 International Conference on High Energy Physics at Dubna (à paraître)
- I-10 G.A.Smith et al. Study of S = 2 baryon systems up to 2 Bev Phys.Rev.Letters 13, 61 (1964)
 - G.A.Smith et al. Production of $\subseteq K(n)\pi_1 \wedge K\overline{K}(n)\pi_2$ and $\Sigma K\overline{K}$ final states in K-p interactions at 2,45 to 2,70 GeV/c

Proceedings of the 1964 International Conference on High Energy Physics at Dubna (à paraître)

- T-ll E.S.Geselma et al. K p interactions at 3 Gev/c, II

 Proceedings of the Sienna International Conference on

 Elementary particles 1, 143 (1963)

 J.Badier et al. B = 1, S = -2 states in K p interactions at 3 Gev/c.

 Proceedings of the 1964 International Conference on High
 - Proceedings of the 1964 International Conference on High Energy Physics at Dubna (à paraître)
- I-12 B.Diu Remarques sur la distinction entre particules élémentaires et particules composées.

 Ann.Irst. Henri Poincaré 1, p.147 (1964)

- 1-13 S.Okubo. Note on the unitary symmetry in strong interactions Progress of theoretical physics 27, 949 (1962)
- I-14 R.E. Marshak, E.C.G. Sudershan. Introduction to elementary particle physics (Interscipace Publishers)p.214
- L-15 S.L.Glashow et J.J Sakurai. The 27-fold way and other ways Symmetries of meson-baryon resonances
 Il Nuovo Cimento 25, 337 (1962)
- I-16 M.Gell-Mann. Proceedings of the 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN p.805
- I-17 S.L.Glashow et J.J.Sakurai. On the tenfold way
 Il Nuovo Cimento <u>26</u>, 622 (1962)
- I-18 L.Alvarez et al. 1660 Mev y_4^* hyperon Phys.Rev.letters 10, 184 (1963)
- I-19 A.H.Rosenfeld. Possible classification of particles and resonances.
 The 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN p.325
 - S.L.Glashow et A.H.Rosenfeld. Eightfold way assignments for y_4^* (1660) and other baryons Phys.Rev.Letters 10, 192 (1963)
- I-20 A.W.Martin. Assignments of the d 3/2 octet
 Il Nuovo Cimento 32, 1645 (1964)
- II-1 E.Regenstrief . Synchrotron à protons du CERN CERN 58-6 CERN 59-26
- II-2 J.Goldberg et J.M.Perreau. Un faiscear d'usage général à deux étages de séparation électrostatique au PS CERN 63-12
- II-3 J.Goldberg, F.Muller, J.M.Perreau. Avant-projet de faisceau séparé dans le Hall Sud
 Rapport interne du CERN/TC/HBC 81/62-15

- II-4 C.Germain et R.Tinguely. Electrostatic separator technique
 at CERN
 Proceedings of the 1962 Conference on High Energy Physics
 CERN p.21
- II-5 C.A.Ram, L.Resegotti. The principles of the design of the CERN propane chamber Proceedings of an International Conference on Instrumentation for High Energy Physics-Lawrence Radiation Laboratory 1960, p.127
- III-1 voir I-7
- III-2 X.Sauteron. Appareil de mesure de photographies de chambres à traces en coordonnées bipolaires Thèse d'ingénieur-docteur Paris, N° 734 (1962)
- III-> Voir par exemple : Y.Goldschmidt-Clermont. Instruments for
 picture evaluation : a survey
 Proceedings of the International Conference on High Energy
 Accelerators and Instrumentation p.523 CERN (1959)
- III-4 A.M.Cnops. Thresh (basic CERN geometry programme) p.5

 J.Hennessy. The geometry programme BULLE D of the Ecole
 Polytechnique p.59

 J.Sparrow. The heavy liquid geometry programme in use at
 the Rutherford Laboratory p.93.

 Proceedings of the informal meeting on geometry programmes
 for heavy liquid bubble chambers. Rapport Jaune CEEN
 63-23 (1963)
- III-5 voir I-3
- III-7 B.Rossi High Energy Particles p.72 (1952)

- III-8 L.Behr Mesure de l'énergie des électrons dans les chambres à bulles à liquides lourds Thèse de Jème cycle; Paris (1962)
- III-9 R.A.Salmeron Kinematical tables for two-body decays from 0,05 to 25,0Gev/c
 Rapport jaune CERN 63-20 (1963)
- III-10 M.S.Bartlett On the statistical estimation of mean life-times
 Phil, Mag. 44, 249 (1963)
- III-ll voir I-3
- III-12 P.Beillière et al. Elastic scattering cross-section of hypérons on nucléons

 Physics Letters, 12, 350 (1964)
- III-13 J.J.Veillet Section efficace d'absorption dans un liquide lourd de mésons η négatifs de grande énergie
 Thèse de 3ème cycle, Paris (1962)
- III-14 Matts Roos Tables of Elementary Particles and Resonance States Review of Modern Physics 35, 314 (1963)
- III-15 L. Jauneau et al. E Properties

 Proceedings of the Sienna International Conference on
 Elementary Particles , vol.1, p.4 (1963)
- III-16 P.L.Connolly et al Decay characteristics of E and E hyperons

 Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary particles Vol.1, p.34 (1963)
- III-17 D.D.Carmony et al Properties of E hyperons
 Physical Review Letters 12, 482 (1964)
- III-18 J.R.Hublard et al. Lifetimes of Ξ and Ξ hyperons Phys.Rev. 135B, 183 (1964)

- III-19 W.B. Powler et al. E productions by K mesons
 Phys. Rev. Letters 6, 134 (1961)
- III-20 H. Schneider Mass and decay parameters of Elliparticles Physics Letters, 4, 360 (1963)
- III-21 L.Bertanza, V.Brisson et al. Klyinteractions at 2,24 GeV/ II: Production properties Proceedings of the 1962 International Conference on Righ Energy physics at CERN p.284
- III-22 H.Foelsche et al. 7/1-1 interactions near i Gev 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN p.36

IV-1 - voir I-7

IV-2 - voir I-5

IV-3 - voir INI-21

IV-4 - voir I-11

IV-5 - W.Biatr et al. A preliminary report on a study of the interactions of 3.5 GeV/c K mesons to hydrogen. Proceedings of the Sienna International Conference on elementary particles - 1, 146 (1963)
M. Haque et al. K**+ p interactions at 3.5 GeV/c

M. Haque et al. K + p interactions at 5.5 GeV/c Proceedings of the 1964 International Conference on high Energy Physics at Dubna (à paraître)

IV-6 - voir I-3

IV-7 - voir IV-5

IV-8 - voir I-9
G.S.Abrams et al. Example of decay a Torrest T

IV-9 - C.Baltay et al. A search for the L. hyperon in 7 Gev/c collisions

Proceedings of the 1964 International Conference on high energy Physics at Dubna (à paraître)

- IV-10 S.L.Glashow et R.H.Socolow Decay modes of the Ω Physics Letters 10, 143 (1964)
- IV-ll J.M.Wilcox et B.J.Mayer Nuclear internal momentum distributions
 Physical Review, 99, 875 (1955)
- IV-12 voir I-6
- IV-13 P.Auvil et C.Lovelace 7 phenomenology (300-1300) Mev Il Nuovo Cimento, 33, 473 (1964)
- IV-14 L.D.Roper Evidence for a P₁₄ pion nucleon resonance at 556 Mev

 Phys.Rev.Letters <u>12</u>, 340 (1964)

 B.H.Bransden et al. Pion-nucleon scattering in the range 300-700 Mev and the possible P₁₄ resonance

 Phys.Letters <u>11</u>, 339 (1964)

 P.Auvil et al. Pion-nucleon phase shifts and resonances

 Phys.Lett. <u>12</u>, 76 (1964)
- IV-15 P.Bareyre et al. Pion-nucleon interactions between T_{lab} = 300 and 700 Mev Phys.Lett. 8, 137 (1964) C.Cocconi et al. Inelastic proton-proton scattering and nucleon isobar production Phys.Let. 8, 134 (1964) S.L.Adelman Evidence for an \mathcal{N}^{∞} resonance at 1425 Mev Phys.Rev.lett. 13, 555 (1964)
- IV-16 W.E. Humphrey and R.R.Ross Low energy interactions of K mesons in hydrogen Phys.Rev. 127, 1305 (1962)
- IV-17 M.B.Watson et al. Analysis of y
 tion of the Σ parity
 Phys.Rev. 131, 2248 (1963)
- IV-18 M. Taher-Zadeh et al. Parity of the Y₄* (1660) resonance Phys.Rev.Lett. 11, 470 (1963)

- D.Berley et al. Quantum numbers of the YT(1666) Proceedings of the 1966 international Conference on high energy physics at Dubna (à paraître)
- 17-19 A.M.Rosonfeld et al. Data on Elementary Particles and Resonant States
 Reviews of Modern Physics, 36, 977 (1984)
- 17-20 J.J. Borrei Specerations on J 3/2 baryone Phys. Rebb. 10, 132 30007
- IV-22 Wang Yung-Chang et al. Search for radiative resonance decays involving / hyperons
 Proceedings of the 1964 International Conference on high energy physics at Dubna (à paraître)

REMERCIEMENTS

Que Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'acqueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire. Il a su créer un esprit de coopération et d'amitié qui autorise les plus fructueux contacts avec les physiciens expérimentés.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma vive gratitude à Monsieur le Professeur Lagarrigue. Il m'a permis d'entrer dans une équipe très vivante formée, sous sa direction, aux techniques des chambres à bulles à liquides lourds. Sans ses propres encouragements et conseils, et l'aide apportée par les physiciens de son groupe, ce travail n'aurait pu être réalisé.

Il m'est très agréable d'exprimer ma reconnaissance envers Madame V.Brisson et Monsieur A.Rousset. Madame V.Brisson m'a guidé avec beaucoup de gentillesse et de compétence tout au long de ce travail et a assumé, elle-même, une grande partie des tâches matérielles. Monsieur A.Rousset a pris une part importante dans la conception et la réussite de cette expérience

C'est avec plaisir que j'adresse également mes remerciements à Monsieur P.Petiau pour sa participation active et l'aide fréquente qu'il m'a apportée avec beaucoup d'amabilité.

Mes remerciements vont aussi à Messieurs L. Jaunese, D. Morrellet et U. Nguyen-Khac dont les conseils ont été fort appréciés

Je ne voudrais pas oublier les physiciens des autres inderatoires qui ont apporté leur collaboration à cette expérience Messieurs H.H.Bingham, H.Burmeister, D.C.Cundy, G.Myatt, M.Faty et O.Skjeggestad du CERN, A. Halsteinslid, R. Möllenud et J. M. Olsen de l'Université de Bergen, F.W. Bullock et B.S. Luetchford de l'University College de Londres et C.M. Fisher et J.M. Scarr du Rutherford Laboratory de Chilton.

La mise en oeuvre de la chambre et la prise des photographies sont dues aux techniciens et physiciens de la division N.P.A. du CERN, qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude. Je tiens à remercier tous ceux qui ont participé à la réalisation et à la surveillance du faisceau, tout particulièrement les physiciens qui en ont pris la responsabilité : Messieurs J.Goldberg, F.Muller et J.M.Perreau.

Les mesures ont pu être faites grâce à l'appareil de Messieurs M.Bloch et X.Sauteron. Les divers programmes pour calculateur électronique sont dûs à Messieurs L.Behr, J.Hennessy P.Mittner et U.Nguyen-Khac. J'adresse à tous mes plus vifs remerciements.

Les photos ont été dépouillées et mesurées avec le concours de Mesdemoiselles M.J.Barrat, M.Ducros, A.Krieg et de Monsieur R.Marrel. Mademoiselle M.Ducros a assumé le délicat travail de J préparation des mesures et Mademoiselle A.Krieg a pris en charge leur organisation. Mademoiselle M.J.Barrat a assuré efficacement la liaison avec le calculateur Bull et la préparation des cartes pour différents programmes. Mademoiselle M.Ducros a également effectué avec beaucoup de soins de nombreux calculs complémentaires. Je tiens à leur exprimer ma profonde reconnaissance.

Monsieur le Professeur B.d'Espagnat a bien voulu me conseiller et Monsieur H.Rubinstein me donner de nombreux éclaircissements en ce qui concerne la partie théorique de cet exposé. Je leur en exprime ma vive reconnaissance.

Je tiens à féliciter et à remercier Mademoiselle H.Noir qui a apporté toute son attention à la dactylographie et à la mise en page de cette thèse, Monsieur L.Nadaud qui en a réalisé la polycopie avec beaucoup de conscience et Monsieur P.Joliclercq qui apporté tout son talent à la réalisation des illustrations.

Ma reconnaissance va également à Monsieur N.Segard, directeur de l'I.S.E.N., qui m'a permis de faire connaissance avec la Recherche.

J'exprime toute ma gratitude envers le Centre National de la Recherche Scientifique qui m'a attribué une allocation sans laquelle ce travail n'aurait pu être accompli.

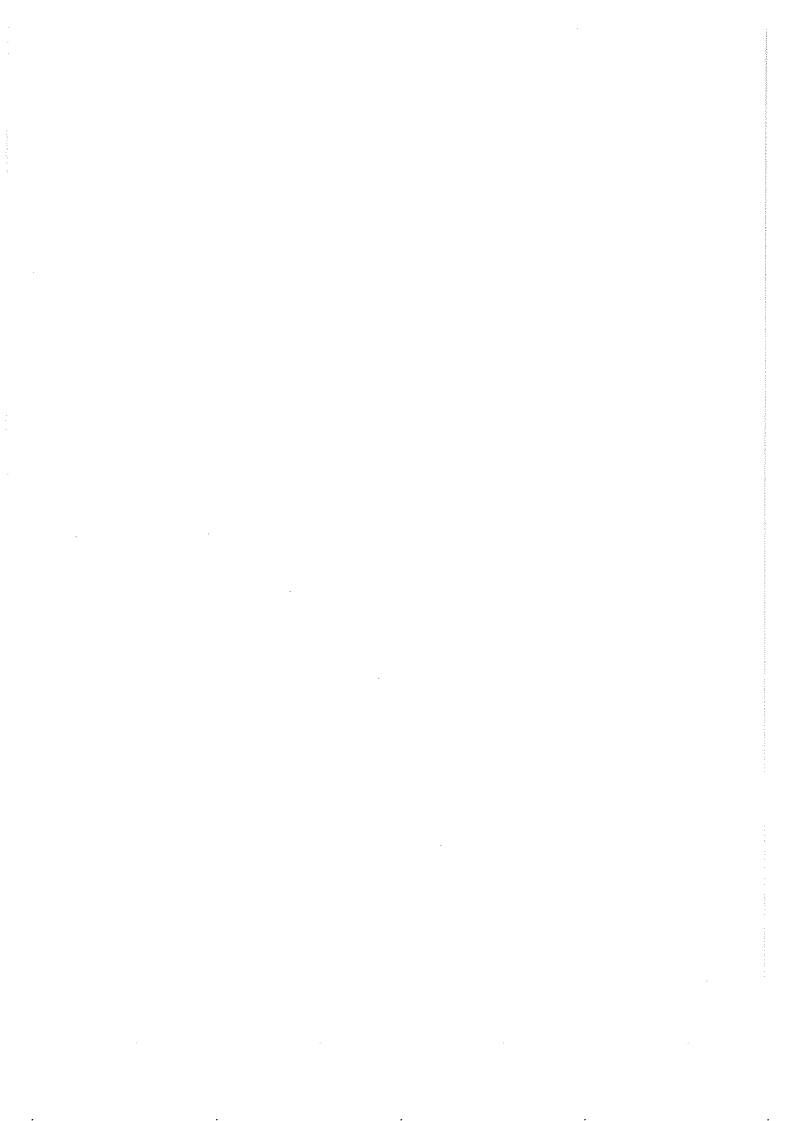


Table des Matières

Introductio	n

Chapître I : Prédictions théoriques sur l'existence d'états			
baryoniques			
I/ La symétrie unitaire	I	***	1
II/ Utilisation des trajectoires de Regge	I	(An	6
Chapître II: Dispositif expérimental			
Chapître III: Technique de recherches et d'études des évènement	t <u>s</u>		
I/ Recherche des évènements	III	HE	1
II/ Mesure et reconstruction géomètrique des traces	III	t-sia	7
III/ Etude cinématique des désintégrations de ઽ█ , Λ° , K° et π°	III		13
IV/ Détermination des masses et vies moyennes du 🖍 et du 🖽			
Chapître IV: Analyse			
I/ Section efficace limite pour la production de la particule $oldsymbol{\Omega}^*$ suivie d'une désintégration	a		
en tre's	IV	254	2
II/ Résonances baryoniques d'hypercharge - 4, 🖃 *	IV	,,,,,, ,,	11
A) Séparation statistique des π [†] et des K [†] non identifiés	IV	****	1.2
B) Répartition des états finals en fonction du nombre de corps	ΙV		16
C) Recherche des états résonants	IV]	L9
D) Etude du (1533)	IV		34
E) Etude du second pic	IV	ž	+4
F) Sections efficaces limites pour la produc- tion de "E" de 1600 et de 1970 Mev/ _c 2	IV	(50
G) Relations avec SU_	IV	(53

Conclusion
Références
Remerciements



DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Interaction π -nucléon entre 3 et 20 Gev/c.

Vu et Approuvé :

PARIS, le 18 Février 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

Vu et Permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Paris, JEAN ROCHE.

Le Vice-Président du Conseil de l'Université de Paris DURRY

