

SÉRIE A, n° 4573
N° D'ORDRE : 5420

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081113

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES-PHYSIQUES

PAR

Jacques COHEN-GANOUNA

1^{re} THÈSE. —

“ Etude de la masse et de la largeur du Meson ω^0
dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt du type $K \bar{K} \omega^0$ ”

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

“ Le séparateur électromagnétique (radiofréquence) du C.E.R.N. ”

Soutenues le 1^{er} Juin 1965 devant la Commission d'examen.

MM. TEILLAC

Président.

LEHMANN

LEPRINCE-RINGUET

} *Examineurs.*

CERN LIBRARIES, GENEVA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T Analyse supérieure.	SOULAIRAC	T Psychophysiologie.
PRENANT	T Anatomie et Histologie comparées.	ULRICH	T Physiologie végétale appliquée.
GRASSE	T Evolution des êtres organisés.	MARÉCHAL	T Optique théorique et appliquée.
PREVOST	T Chimie organique.	KIRRMANN	T Théories chimiques.
WYART	T Minéralogie et Cristallographie.	CHADEFAUD	T Botanique.
TEISSIER	T Zoologie.	M ^{lle} LE BRETON	T Physiologie de la nutrition.
MANGENOT	T Biologie végétale (Orsay).	LELONG	T Application de l'analyse à la géométrie.
AUGER	T Physique quantique et Relativité.	DEVILLERS	T Anatomie et Histologie comparées.
MONNIER	T Physiologie générale.	EHRESMANN	T Topologie algébrique.
PIVETEAU	T Paléontologie.	FRANÇON	T Physique (S.P.C.N.).
ROCARD	T Physique (E.N.S.).	GLANGEAUD	T Géographie physique et Géologie dynamique.
CARTAN	T Mathématiques (E.N.S.).	GODEMENT	T Mathématiques (M.G.P.).
LAFFITTE	T Chimie générale.	PISOT	T Technique mathématique de la Physique.
N	T Géométrie supérieure.	ROCH	T Géologie.
COULOMB	T Physique du Globe.	SCHATZMAN	T Astrophysique.
M ^{lle} COUSIN	T Biologie animale (S.P.C.N.).	TERMIER	T Géologie générale
CHRÉTIEN	T Chimie minérale.	ZAMANSKY	T Mathématiques générales.
BOCQUET	T Zoologie.	LENNUIER	T Physique (M.G.P.).
KASTLER	T Physique (E.N.S.).	RIZET	T Génétique (Orsay).
EPHRUSSI	T Génétique.	ROUTHIER	T Géologie appliquée.
RIVIÈRE	T Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)	M ^{me} 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	T Optique appliquée.	BRUSSET	T Chimie systématique.
MORAND	T Physique enseignement.	M. LÉVY	T Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.).	M ^{me} CHAIX	T Chimie biologique.
FORTIER	T Mécanique expérimentale des fluides.	M ^{me} HUREL-PY	T Biologie végétale (P.C.B.).
DRACH	T Zoologie.	PANNETIER	T Chimie générale.
QUENEY	T Météorologie et dynamique atmosphérique.	BRUN	T Mécanique théorique des Fluides.
GALLIEN	T Embryologie.	LEDERER	T Chimie biologique (Orsay).
EICHORN	T Botanique.	M ^{me} DUBREIL	T Mathématiques (agrégation).
DE CUGNAC	T Biologie végétale (S.P.C.N.).	M ^{me} LELONG	T Mathématiques II (E.N.S.).
M ^{lle} CAUCHOIS	T Chimie physique.	BELLAIR	T Géologie (S.P.C.N.).
THELLIER	T Physique du Globe.	COTTE	T Physique électricité.
L'HÉRITIER	T Biologie générale (Orsay).	DUBOIS J.-E.	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	T Chimie organique.	ROUAULT	T Electricité (Orsay).
CAGNIARD	T Géophysique appliquée.	GAUTHIER	T Mécanique appliquée.
CHAMPETIER	T Chimie macromoléculaire.	BARCHEWITZ	T Chimie physique.
CUVILLIER	T Micropaléontologie.	BROSSEL	T Physique atomique.
JUNG	T Géologie	BUSER	T Physiologie comparée.
TRILLAT	T Microscopie et diffraction électronique.	CAMUS	T Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
WIEMANN	T Chimie organique et structure.	CASTAING	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.	M ^{me} Charniaux-Cotton	T Evolution des êtres organisés.
AMIEL	T Chimie générale.	POSSOMPES	T Zoologie.
HOCART	T Minéralogie et Cristallographie.	PULLMANN	T Chimie quantique.
J.-P. MATHIEU	T Physique optique.	TEILLAC	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
COUTEAUX	T Cytologie.	TONNELAT	T Biologie physico-chimique (Orsay).
MAY	T Zoologie (Orsay).	VILLE	T Econométrie.
CHOQUET	T Théorie des fonctions et Topologie.	WILLEMART	T Chimie (P.C.B.).
FELDMANN	T Biologie végétale marine.	DODE	T Chimie (Orsay).
GUINIER	T Physique des Solides (Orsay).	FREYMANN	T Recherches physiques.
JOST	T Physiologie comparée.	GUINOCHE	T Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
FORTET	T Calcul des Probabilités et Phys. mathématique	ROLLET	T Chimie minérale.
SCHWARTZ	T Calcul différentiel et intégral.	M ^{lle} JOSIEN	T Chimie (S.P.C.N.).
CHOUARD	T Physiologie végétale.	CHEVALLEY	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
MALAVARD	T Aviation (technique aéronautique).	ARNOULT	T Electronique (Orsay).
NORMANT	T Synthèse organique.	CHAPELLE	T Physique 1 (Orsay).
BÉNARD	T Chimie minérale.	DELANGE	T Mathématiques I (Orsay).
BUVAT	T Botanique (E.N.S.).	DENY	T Mathématiques générales (Orsay).
DUGUÉ	T Statistiques mathématiques.	GERMAIN	T Mécanique théorie des Fluides.

LUCAS G.	T Géologie.	GUILBERT	Physique (CSU Orléans).
ALLARD	T Chimie Physique.	HUPE	T Pétrographie.
BERTHELOT	T Physique des particules fondament. (Orsay)	HOLLANDE	T Biologie générale.
BRICARD	T Météorologie physique de l'atmosphère.	LIONS	T Analyse numérique.
Mme ALBE-FESSARD	T Psychophysologie.	MAITTE	T Chimie (P.C.B.)
FRIEDEL	T Physique des Solides (Orsay).	MEYER	Physique-Propédeutique.
M. JULIA	T Etudes des Moléculaires naturelles complexes	NICOLAS	Géologie appliquée.
LENDER	T Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).	PANIGEL	Biologie générale.
MAGAT	T Physico-Chimie des radio-éléments.	RAVIER	Pétrographie.
Mlle QUINTIN	T Electrochimie.	ROSEAU	T Mécanique théorique des fluides.
MONOD	T Chimie du métabolisme.	ROUBINE	Electronique.
BENOIT	T Physiologie animale (Orsay).	SILBER	T Chimie (P.C.B.)
DE POSSEL	T Analyse numérique.	UEBERSFELD	T Electronique.
CHARLOT	T Chimie analytique.	YVON	T Théories physiques.
LEMEE	T Ecologie végétale (Orsay).	HERVÉ	T Mathématiques.
GUERIN	T Chimie (M.P.C.) (Orsay).	NERON	T Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
CHATELET	T Chimie (P.C.B.)	Mme NECKER-WIMEL	T Astrophysique
JEAN	T Physique nucléaire (Orsay).	BALKANSKY	Physique (M.P.C.)
MATTLER	T Physique (S.P.C.N.)	LE CORRE	T Electricité
BERGERARD	T Zoologie (Orsay).	DELCROIX	T Physique théorique (Orsay)
BERTEIN	T Electronique (Orsay).	GOURDIN	Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
BOUSSIERES	T Radio-chimie	LEHMANN	T Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay)
Mme COUTURE	T Thermodynamique et Mécanique physique.	NATAF	T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ELLENBERGER	T Géologie des grandes régions du Globe.	ECHALIER	Biologie animale (P.C.B.)
FRANC	T Biologie animale (P.C.B.)	BARRAUD	Physiologie cellulaire
STONELL	Botanique tropicale (Orsay).	LIOTET	T Physiologie végétale (Orsay).
STOLKOWSKI	T Physiologie végétale.	DARS	Géologie struc. et Géologie appliquée
ACHER	T Chimie biologique (Orsay).	CAMEFORT	T Botanique (agrégation)
BAUDOIN	T Biologie animale (P.C.B.)	VICHNIEWSKY	T Mécanique industrielle
BEAUMONT	Biologie animale (S.P.C.N.)	BLAQUIÈRE	Electronique (Orsay)
BLAMONT	Géophysique Ionosphère.	ARNOUS	T Physique théorique (Orsay)
BOURREAU	T Botanique.	TATIBOUET	Chimie (CSU Orléans)
CURIE D.	Physique (M.G.P.)	MALLIAVIN	T Mathématiques Propédeutique (Orsay)
DURAND-DELGA	T Géologie.	GAUDEMAR	Chimie Propédeutique
FREON	T Chimie organique (Orsay).	PEREZ Y JORBA	Phys expér des hautes énergies (Orsay)
HELLER	T Physiologie végétale.	DAVID	T Chimie (agrégation) (Orsay)
TORTRAT	T Calcul des Probabilités.	BROUSSE	T Mécanique théorique
CAILLEUX	T Géologie (S.P.C.N.)	ROSCH	T Astronomie
MAGNAN	Physique Electrcité	GUY	T Physique expérimentale.
DAUDEL	T Mécanique ondulatoire appliquée à la Chimie théorique et à la Physique nucléaire.	LAZARD	Mathématiques (M.P.C.).
Mlle FOURCROY	Biologie végétale (S.P.C.N.)	MOREL P.	Physique (M.P.C.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	Mécanique analytique et Mécanique céleste	ARSAC	Programmation.
Mlle VEIL	T Physiologie générale.	LEFEBVRE	Chimie (M.P.C.).
LWOFF	T Microbiologie.	CHAPEVILLE	Biochimie
SIESTRUNCK	T Mécanique physique et expérimentale.	BENOIT	Physique (C.P.E.M.).
LACOMBE	T Métallurgie des Métaux nucléaires (Orsay).	RIO	Chimie (C.P.E.M.).
BROCHARD	T Physique (P.C.B.) (Orsay).	JAUZEIN	Géologie (E.N.S.).
CABANNES	T Mécanique générale.	PRÉVOST G.	Biologie végétale (C.P.E.M.).
LESIEUR	T Mathématiques I (Orsay).	FAVARD	Biologie animale (C.P.E.M.)
MAZET	T Mécanique générale (Orsay).	VILKAS	Chimie (C.P.E.M.).
CAIRE	Géographie physique et Géologie dynamique.	Mlle FICINI	Chimie (C.P.E.M.).
COMOLET	Mécanique des fluides.	LEQUEUX	Astronomie.
CORABŒUF	T Physiologie animale (Orsay).	COHEN TANNOUJJI	Physique (M.P.C.).
DELLOUE	T Physique de l'exosphère.	TAVERNIER	Physique (C.P.E.M.).
GORENFLOT	Botanique II (Orsay).	Mme ROIZEN	Physique (C.P.E.M.).
HOUILLON	Biologie animale (P.C.B.)	DURAND M.	Biologie animale (S.P.C.N.).
JULLIEN J.	Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).	PASCAUD	Physiologie.
MALGRANGE	T Technique math. de la Physique (Orsay).	Mme PETIT	Biologie animale (C.P.E.M.).
OLIVIER	Antropologie.	BROUSSE	Géologie (Orsay).
NOZERAN	T Botanique II (Orsay).	CAGNAC	Physique agrégation (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T Physique (E.N.S.) (Orsay).	LEBERRE	Zoologie (Orsay).
CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).	SCHAEFFER	Microbiologie (Orsay).
KAHANE	T Mathématiques (Orsay).	DE GENNES	Physique des solides (Orsay).
SAMUEL	T Mathématiques (E.N.S. féminine).	RIOU	Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).	CLAUSER	Chimie biologique (Orsay).
THIRY	T Mécanique céleste.	CHEVALLIER	Physiologie animale (Orsay).
ABELES	Physique (S.P.C.N.)	JANCOVICI	Physique atomique (Orsay).
AMAT	T Physique (P.C.B.)	FALK-VAIRANT	Physique nucléaire (Orsay).
AUBOIN	T Géologie.	FETIZON	Chimie propédeutique (Orsay).
Mme BENOIT-GUEUTAL	T Physique nucléaire et radio-activité (Orsay).	CERF	Mathématique (Orsay).
BOUGIS	Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).		
BRUHAT	T Mathématiques (M.P.C.)		
BRUNN	T Géologie historique (Orsay).		
CHABBAL	T Physique (M.G.P.) (Orsay).		
DEHEUVELS	T Mathématique-Propédeutique		
D'ESPAGNAT	T Physique théorique (Orsay).		
FURON	T Géologie (S.P.C.N.)		
Mme GANS	T Génétique.		
GENEVES	Biologie végétale (P.C.B.)		

Le Secrétaire Général : R. POUILLAIN

A MES PARENTS

--:--

INTRODUCTION

--:--

Au cours des mois de mai et juin 1961, la chambre à bulles de 81 cm de Saclay, exposée dans un faisceau d'antiprotons de basse énergie, après du synchrotron à protons du CERN, a permis la prise de 150.000 photographies d'annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans l'hydrogène liquide. Une grande partie de ces photographies (93.000) ont été réparties entre le CERN et le laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France, travaillant en collaboration pour l'étude des annihilations comportant des mésons K.

A cette première expérience qui a permis des études relatives au spin du K^* , au ω^0 , à la proportion des états S/P au moment de la capture de l'anti proton, est venue s'ajouter une seconde expérience analogue à la première, qui a permis la prise de 130.000 photographies. En collaboration avec le CERN, nous avons entrepris pour notre part l'analyse de 80.000 photographies comportant 350.000 annihilations d'antiprotons à l'arrêt.

L'un des buts poursuivis par cette extension d'expérience était l'étude du ω^0 dans les annihilations du type $\bar{p} + p \rightarrow K \bar{K} \pi^+ \pi^- \pi^0$ dans lesquelles la production du ω^0 est abondante.

Le présent travail est relatif à l'étude de la masse et de la largeur de cette résonance dans les événements du type précité. Notre exposé portera principalement sur les événements dont les deux mésons K sont chargés et s'arrêtent. Mais il comportera également une étude du ω^0 produit en association avec deux mésons K neutres pour des raisons qui apparaîtront au cours de notre étude.

Après avoir rappelé brièvement les caractéristiques du dispositif expérimental, nous donnons au chapitre I un aperçu des résultats antérieurs à notre étude concernant la masse et la largeur du ω^0 . Le chapitre II est consacré à l'exposé de la méthode particulière que nous avons employée pour la détermination de ces deux grandeurs. Le chapitre III décrit les différentes phases de l'analyse de nos événements et le chapitre IV expose la méthode d'estimation des caractéristiques, masse et largeur du ω^0 , dans les annihilations comportant deux mésons K chargés qui s'arrêtent dans la chambre.

Au cours du chapitre V, nous aborderons une étude secondaire des annihilations d'antiprotons comportant deux mésons K neutres. Ce dernier chapitre révèle d'ailleurs la nécessité de disposer de méthodes d'analyse des événements plus fines et plus précises que celles employées habituellement.

Nous terminerons notre exposé, au chapitre VI avec un bref rappel de quelques travaux théoriques relatifs à la largeur du ω^0 et nous verrons dans quelle mesure les modèles proposés par les divers auteurs peuvent rendre compte du résultat de notre expérience.

CONDITIONS EXPERIMENTALES :

I/ Faisceau

- a) Le lot de photographies prises en 1961 a bénéficié d'un faisceau bien défini en impulsion ($\Delta p/p = \pm 0,85 \%$).

Ce dernier a été décrit en détail dans la référence (0, 1). Le but poursuivi était d'avoir en moyenne 2 à 3 antiprotons par photographies, s'arrêtant peu avant le milieu de la chambre. La contamination faite surtout de μ^- était négligeable.

- b) Le second lot de photographies prises en décembre 1962 a utilisé le faisceau prévu pour des K^- de 800 Mev/c et qui est décrit en détail dans la référence (0, 2).

Dans le premier cas les conditions expérimentales idéales, pour l'étude des photographies, a été le point de départ de la recherche des caractéristiques

optimales du faisceau : l'annihilation de $2 \bar{p}$ par photographie dans un volume $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ au centre de la chambre.

En conséquence la quantité de mouvement à l'entrée de la chambre est fixée à 400 Mev/c. Or à cette énergie, la production d'antiprotons dans le synchrotron du CERN est faible. Il a donc fallu produire les antiprotons à une énergie supérieure et placer un absorbeur à l'entrée de la chambre. L'effet de cet absorbeur est triple :

- a) Il augmente la dispersion longitudinale des points d'arrêt pour deux raisons : la première est due à la fluctuation de perte d'énergie ("straggling"), la seconde est due à la définition en impulsion du faisceau.
- b) Il affaiblit le flux des particules par interaction dans l'absorbeur.
- c) Il crée une dispersion transversale due à la diffusion coulombienne dans l'absorbeur.

L'impulsion nominale de 600 Mev/c a été choisie pour réaliser un bon compromis entre des valeurs raisonnables de la production des antiprotons et de leurs dispersions longitudinale et transversale.

Le second faisceau, non conçu principalement pour produire des antiprotons de basse énergie, ne pouvait pour des raisons techniques (par exemple : saturation des aimants défecteurs) être rétabli dans des conditions analogues à celles de l'expérience de 1961. Par conséquent, le compromis exposé ci-dessus, a été réalisé en ajustant l'impulsion nominale (initialement 800 Mev/c) à 700 Mev/c et à accroître l'épaisseur d'absorbeur.

La dispersion introduite par l'absorbeur présente l'inconvénient d'augmenter l'incertitude sur la proportion d'annihilations en vol, mais nous verrons dans le chapitre III comment nous avons réduit cette proportion et chiffré la contamination résiduelle.

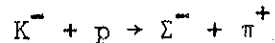
Par contre, cette même dispersion offre l'avantage d'étaler dans l'espace les points d'arrêt, ce qui facilite grandement l'exploitation des photographies (dépouillement et mesures). Ceci a été particulièrement intéressant pour la seconde expérience où le nombre moyen d'antiprotons par photographie s'élevait à 5, 4.

II/ Chambre à bulles à hydrogène liquide de Saclay (CBH 81)

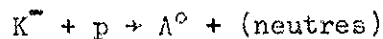
Cette chambre a été décrite dans les références (0, 3 et 0, 4). Placée dans un champ magnétique de 20.600 gauss dans la première expérience et 20.700 gauss dans la seconde, elle permet l'entrée du faisceau par une fenêtre ménagée dans un des deux demi-cylindres qui la limitent. La valeur du champ magnétique en un point quelconque du volume utile est connu à 3/1000 près. Les fluctuations d'intensité semblent bien n'avoir pas dépassé cette incertitude durant les deux expériences.

EVENEMENTS

Les conditions expérimentales précédentes ont permis l'obtention de photographies sur laquelle est fondée cette étude et dont nous donnons quatre aspects : les clichés 1 et 2 montrent chacun une annihilation d'antiprotons (parmi plusieurs autres), produisant deux mésons π chargés et deux mésons K chargés. Sur le cliché 1 on peut voir l'interaction du K^- à l'arrêt :



sur le cliché 2



Les clichés 3 et 4 sont relatifs aux annihilations avec production de deux mésons K neutres et deux mésons π chargés.

Ce sont principalement des clichés analogues qui ont permis l'étude de l' e^+ dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt que nous nous proposons, à présent, d'exposer.

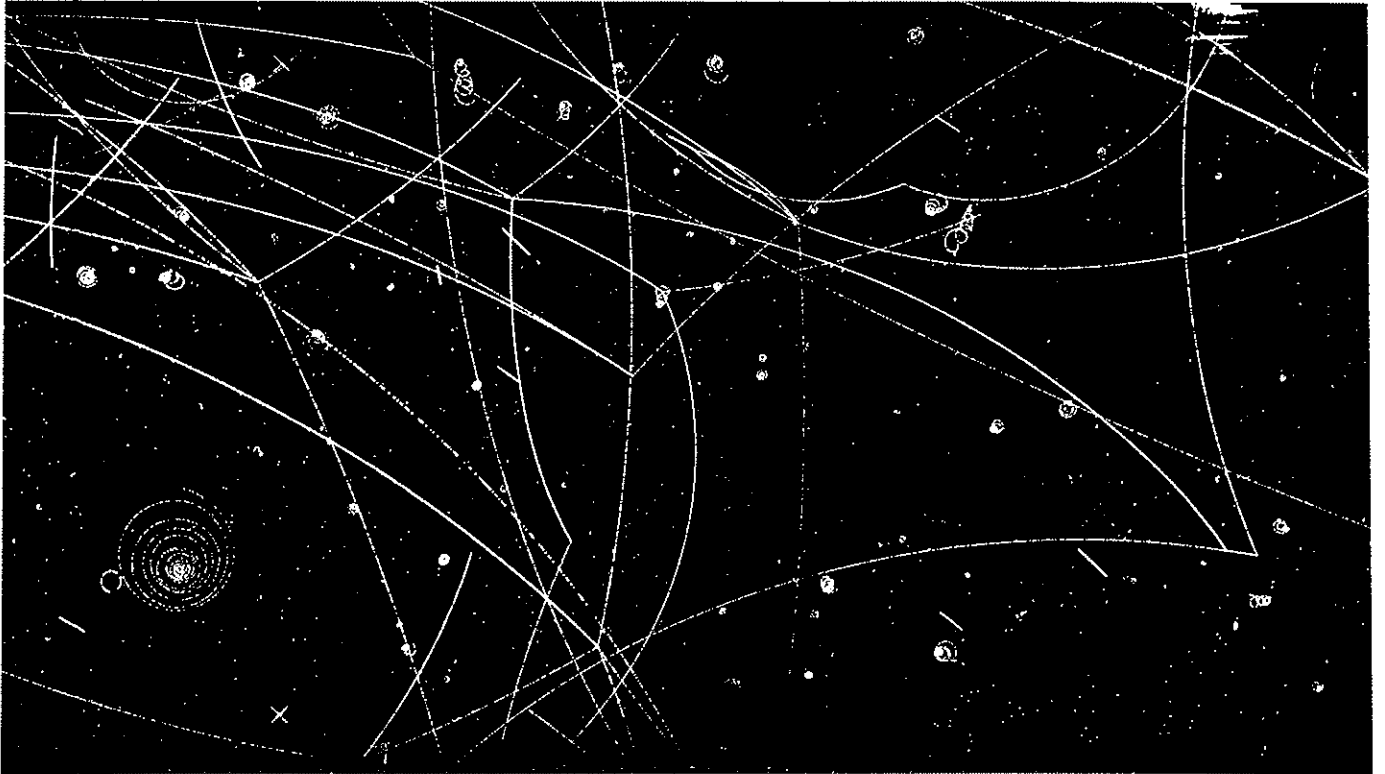


Fig. 1

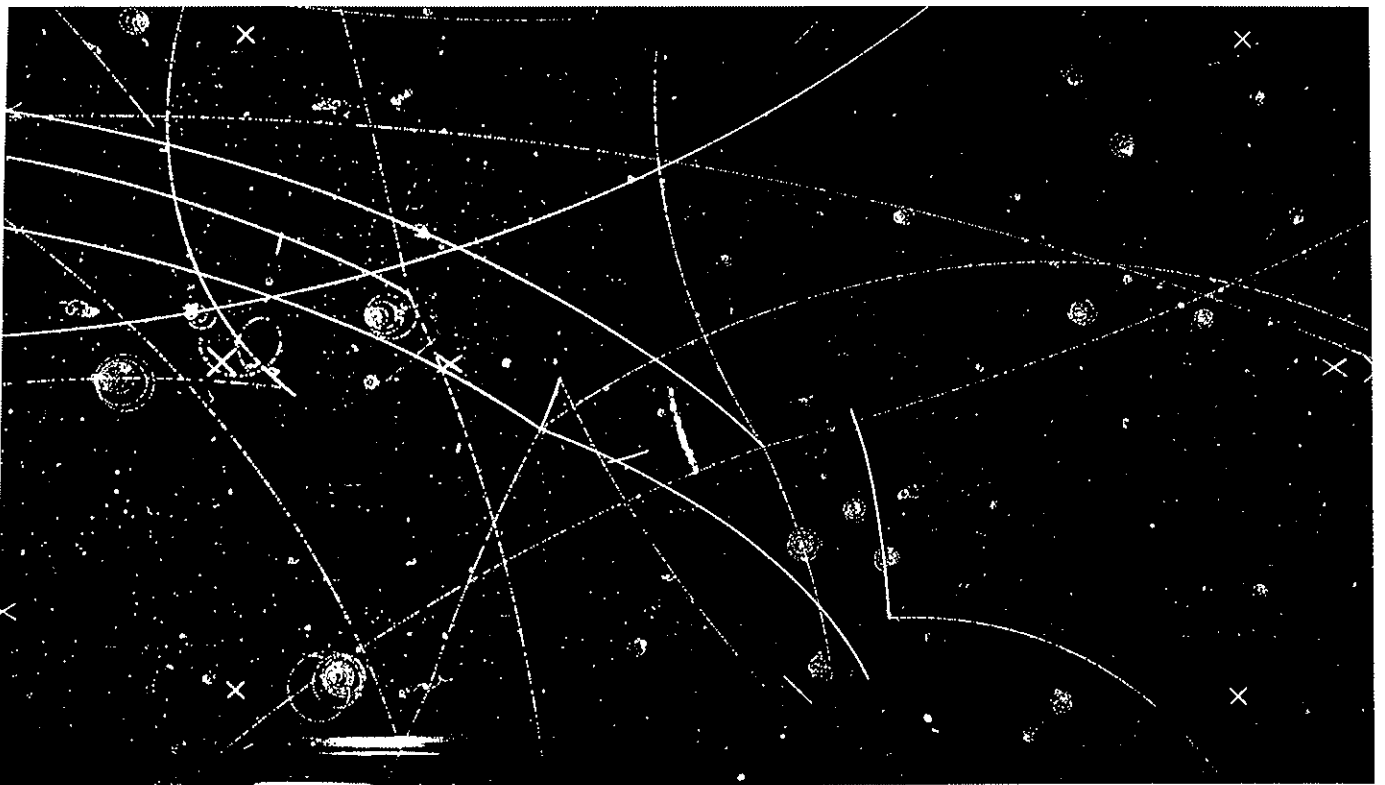
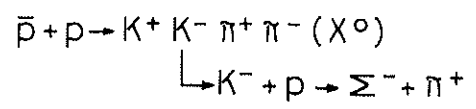
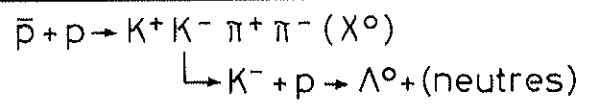


Fig. 2



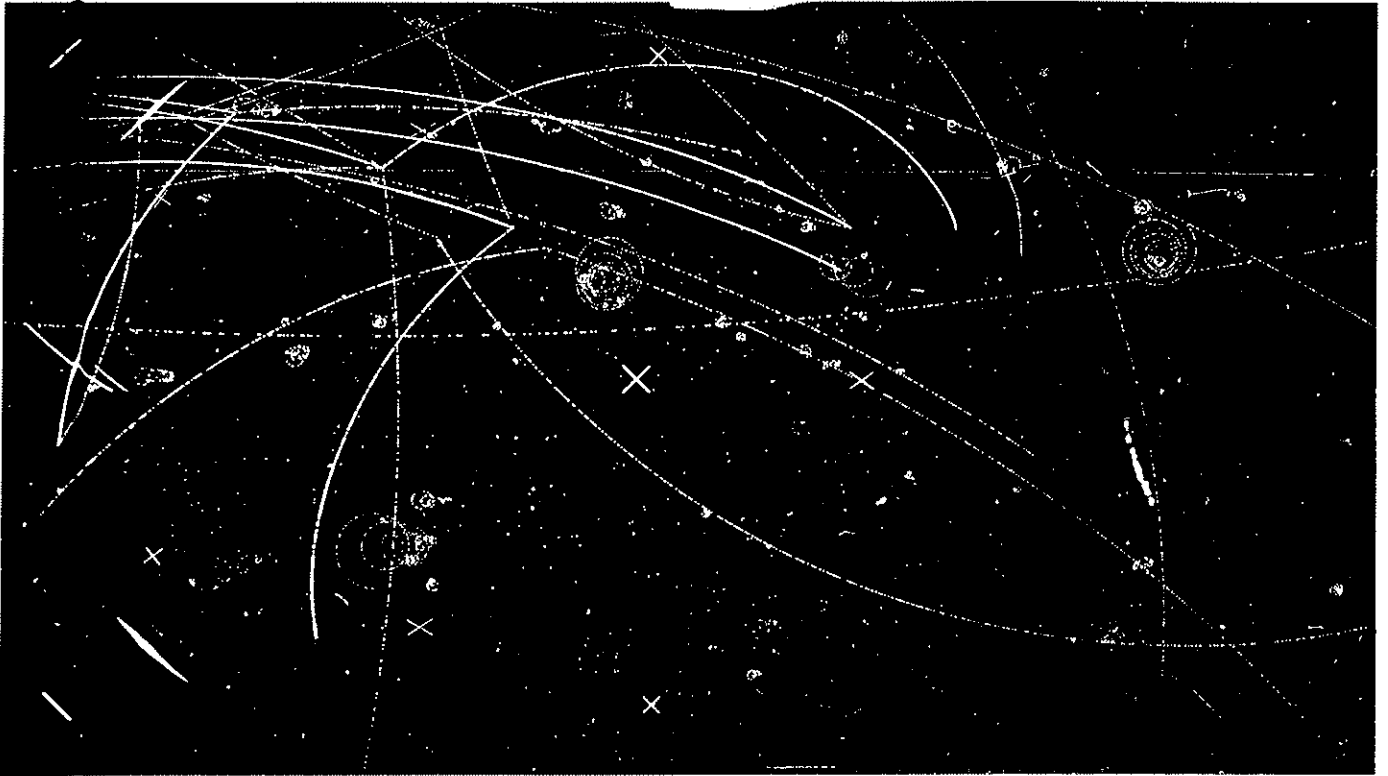


Fig. 3

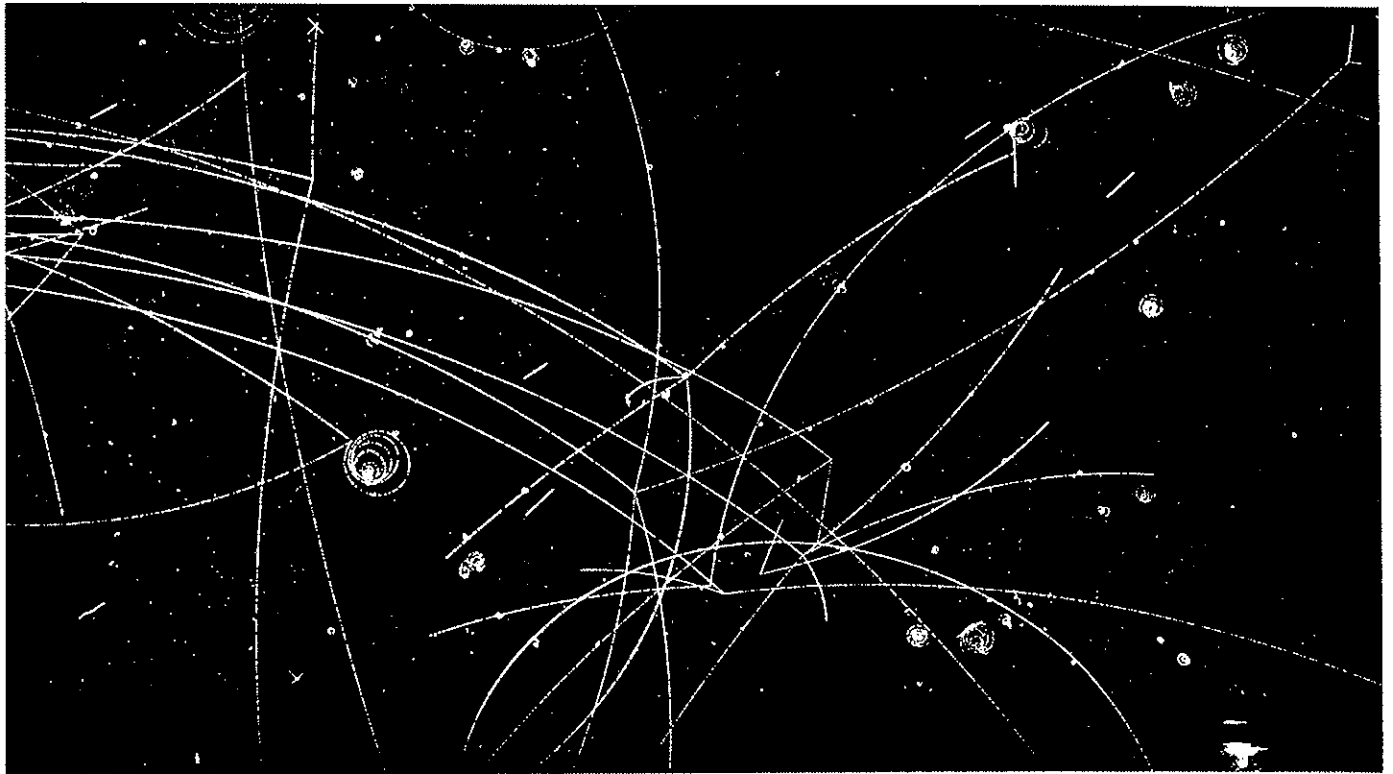
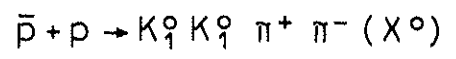
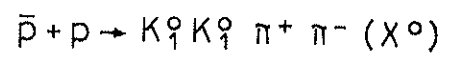
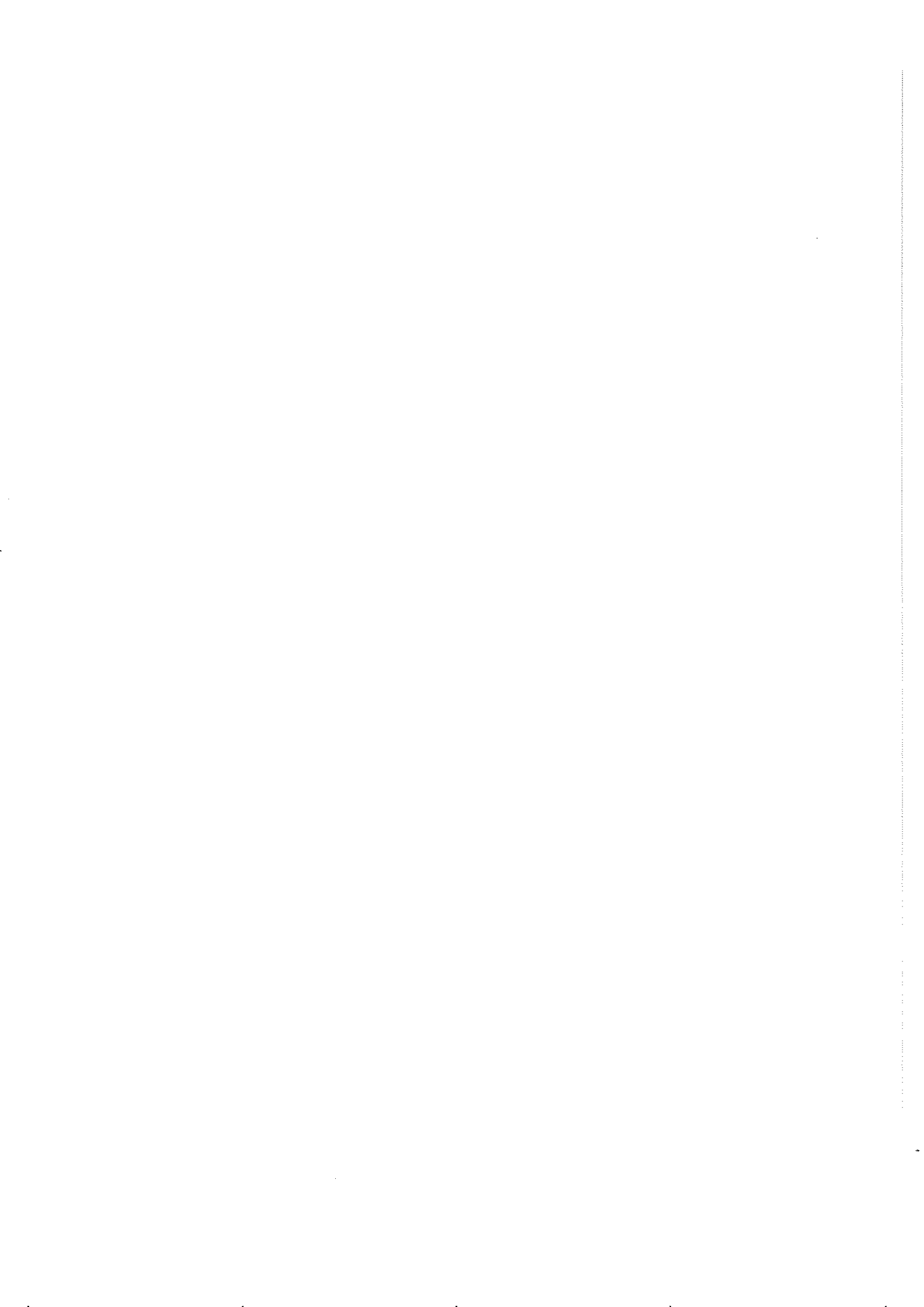


Fig. 4





CHAPITRE I

RESULTATS CONCERNANT LE MESON ω^0 CONNUS PREALABLEMENT A NOTRE ETUDE

- 3 -

Nous aborderons ce travail en rappelant succinctement l'historique du méson ω^0 et nous verrons comment nous avons été conduits à aborder l'étude de deux constantes caractéristiques de ce méson : sa masse et sa largeur.

PREDICTION

C'est en 1957 que Y. Nambu (réf. I, 1) indiquait pour la première fois qu'on pouvait difficilement rendre compte des facteurs de forme du nucléon, sans faire intervenir un boson vectoriel d'isospin nul dont la masse serait de l'ordre de deux à trois masses de π .

D'un autre côté en 1959, Frazer et Fulco (réf. I, 2) postulèrent une résonance bipionique $I = 1, J = 1$, d'une énergie totale égale à trois ou quatre fois la masse du π , pour permettre d'expliquer la composante isovectorielle de la structure électromagnétique du nucléon.

La découverte du ρ ($I = 1, J = 1$) en 1961 par Erwin et al. (réf. I, 3) confirma le bien-fondé des études de Frazer et Fulco, sans toutefois résoudre le

problème des facteurs de forme car la masse du ρ est supérieure à la masse qu'ils prédisaient.

Chew, en 1960 (réf. I, 4), reprenant l'idée de Nambu, pense qu'il n'est pas déraisonnable d'attendre une résonance tripionique $I = 0, J = 1, P = \text{moins}$ qui rendrait compte de la composante isoscalaire des facteurs de forme du nucléon, comme la résonance bipionique de Frazer et Fulco pour la partie isovectorielle.

Une telle particule est également envisagée par Sakurai (réf. I, 5) dans sa théorie du méson vectoriel en 1960.

EXISTENCE -

De fait, dès 1961, B. Maglic et al. (réf. I, 6) prouvaient l'existence d'une corrélation tripionique dans les annihilations du type $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$. C'est le méson ω^0 dont le mode principal de désintégration est $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

PREMIERE DETERMINATION DE LA MASSE ET DES NOMBRES QUANTIQUES -

Le groupe de Berkeley (réf. I, 6) attribue à l' ω^0 une masse de 787 MeV/c² et une demi-largeur inférieure ou égale à 15 MeV. De l'inobservation de résonance dans les systèmes de 3π de charge unité, il déduit que l' ω^0 a un spin isotopique nul et la population du diagramme de Dalitz de sa désintégration est en accord avec une nature purement vectorielle : $J^P = 1^-$.

Le même groupe (réf. I, 7) confirme peu après l'attribution 1^- , et la complète par la donnée des nombres quantiques $C = G = -1$.

D'autres travaux (réf. I, 8) confirment l'étude de Berkeley et donnent pour la masse du ω^0 une valeur de 782 MeV/c² et une largeur $\Gamma < 20$ MeV.

DESINTEGRATION ET CONFIRMATION DES NOMBRES QUANTIQUES -

De février à mai 1961, l'expérience comportant 200.000 annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans l'hydrogène liquide est effectuée auprès de l'accélérateur du CERN par le laboratoire de Physique Nucléaire du Collège de France, en collaboration avec une équipe du CERN.

L'étude de $1^0\omega^0$ (réf. I, 9 - I, 10) permet de vérifier les assignations quantiques antérieures, soit :

$$I = 0 \quad J = 1 \quad P = -1 \quad C = -1 \quad G = -1,$$

et d'aboutir aux conclusions suivantes :

1/ Il n'y a pas d'évidence expérimentale de corrélation bipionique dans la désintégration de $1^0\omega^0$.

2/ Les modes neutres de désintégration aboutissent à la proportion

$$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \text{tous les modes}} = 14,5 \% \pm 3,5 \% \text{ (réf. I, 11)}.$$

3/ Les limites supérieures des différents modes de désintégration sont les suivants :

a) $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 5 \% \text{, à } 95 \% \text{ de chance ;}$

b) $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma}{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}} < 15 \% \text{, à } 95 \% \text{ de chance ;}$

c) $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 8 \% ;$

d) $\frac{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 2 \%.$

PROBLEMES POSES PAR LA MASSE ET LA LARGEUR DU MESON ω^0

Les premiers travaux concernant $1^0\omega^0$ laissaient prévoir une résonance étroite. On pouvait alors penser que la détermination de la masse était aisée et précise. En fait, il n'en est rien. La valeur moyenne de la masse varie dans des limites assez larges. Le tableau suivant, qui résume la situation des connaissances de $1^0\omega^0$ avant notre étude, donne une idée de l'incertitude des valeurs de masse attribuées à $1^0\omega^0$.

Réf.	Nature de l'expérience	Masse Mev/c ²	Largeur Γ Mev	Nb d'évts	Autres déterminations
I, 6	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ 1,61 GeV/c (H ₂)	787	0 < < 15	800	1 ⁻⁻⁻ probable Γ = 0
I, 7	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$	787	0 < < 12		1 ⁻⁻⁻
I, 8	$\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$ 2,34 - 2,62 - 2,90 GeV/c (H ₂)	782	< 10	1703	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} = 10 \pm 4 \%$ $\frac{\omega^0 \pi^+ \pi^-}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} < 2 \%$
I, 12	$\pi^+ + d \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^0$	770	< 18	160	1 ⁻⁻⁻ probable
I, 13	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ 1,61 GeV/c (H ₂)	780	< 18	229	Pas d'observation $\omega^0 \rightarrow e^+ e^-$ $\mu^+ \mu^-$
I, 14	$p + p \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^0$	766	< 15	213	
I, 15	$\pi^- + p \rightarrow \pi^- p \pi^+ \pi^- \pi^0$ 2,03 GeV/c (H ₂)	785		283	
I, 16	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ arrêt (H ₂)	783 ± 5	< 16	921	$\omega^0 \rightarrow \zeta + \pi \sim 0$
I, 17	$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ 3,25 GeV/c (H ₂)				Processus $\bar{p} + p \rightarrow \omega^0 + \omega^0 + n \pi^0$ non trouv
I, 18	$\pi^+ + d \rightarrow p p \pi^+ \pi^- \pi^0$ 1,23 GeV/c (H ₂)				$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} = 7 \pm 6 \%$
I, 19	$K^- + p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ 2,44 GeV/c (H ₂)	785	< 20		
I, 20	$K^- + p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ 1,47 GeV/c (H ₂)	786 ± 5	< 26	30	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} = 25 \pm 10 \%$
I, 21	$K^- + p \rightarrow \Lambda^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ Λ ⁰ → neutres 1,22 - 1,51 GeV/c (H ₂)	780	< 8	631 1568	
I, 22	$\bar{p} + p \rightarrow K \bar{K} \pi^+ \pi^- \pi^0$ K \bar{K} neutres	779	0 < < 10	114 25	$\frac{\omega^0 \rightarrow \text{neutres}}{\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0} = 21 \pm 7,5 \%$
I, 23	$\pi + p \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$		3 < < 12	880	
I, 24	$K^- + p \rightarrow \Lambda + \omega$	782	4 ± 4	~ 700	$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow 2\pi)}{\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)} = 0,045 \pm 0,016$ $\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-) < 0,01$ $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)$

1 - EVALUATION DE LA MASSE :

Ce tableau nous permet de faire le point sur la situation suivante : en dépit d'une largeur relativement faible, les résultats concernant la valeur moyenne de la masse sont très étalés. La plage des valeurs est délimitée par les extrêmes 766 et 787 MeV/c².

Bien que, dans toutes ces expériences la production de l' ω^0 soit suffisamment abondante puisque la répartition des masses effectives de $\pi^+ \pi^- \pi^0$ ne suit pas la répartition attendue par l'espace des phases, le fond plus ou moins important d'événements non résonnants gêne une évaluation élaborée de la masse de l' ω^0 , le fond non résonnant étant d'autant plus important que le nombre de combinaisons $\pi^+ \pi^- \pi^0$ est plus élevé.

Une détermination aussi précise que possible de la masse de l' ω^0 apparaît donc importante.

2 - EVALUATION DE LA LARGEUR :

Si la masse se manifeste par l'étalement des résultats, la largeur de l' ω^0 reste aussi pratiquement inconnue au cours des diverses expériences qui ont contribué à la connaissance de ce méson vectoriel.

Il apparaît important d'aborder quelques-unes des difficultés qui se présentent lors de la détermination de la largeur :

a) Dans les événements du type $p + \bar{p} \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0$ quatre combinaisons de masse effective sont possibles pour le triplet $\pi^+ \pi^- \pi^0$.

Cependant, en dépit d'une production abondante dans ce type d'expérience, l' ω^0 ne se produit qu'une fois et par conséquent nous aurons trois combinaisons parasites, qu'on ne saura pas distinguer de la véritable combinaison $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Cette pluralité d'association des 3π dans l'état final apporte une incertitude aussi bien sur la valeur moyenne de la répartition, que sur la largeur.

Nous pouvons conclure par suite, que les expériences dans lesquelles le nombre de combinaisons possibles $\pi^+ \pi^- \pi^0$ est supérieur à 1 ne sont pas, a priori, des expériences permettant une étude fine de la masse et de la largeur de l' ω^0 .

b) Les expériences ne comportant qu'un triplet de π ($\pi^+ \pi^- \pi^0$) peuvent prétendre à une connaissance plus précise de la largeur, mais ce qui apparaît alors, ce sont les difficultés d'estimation des paramètres caractérisant les trajectoires.

En particulier la détermination des impulsions pose des problèmes différents, suivant qu'il s'agit de traces très énergiques ou peu énergiques.

Il apparaît clairement que l'évaluation des quantités de mouvement par une mesure de courbure, pour une particule dans un état quelconque d'énergie, n'est jamais très précise.

En résumé, on constate qu'aucun des résultats antérieurs ne peut apporter une estimation correcte des quantités physiques : masse et largeur. Ces travaux ne font qu'attribuer une limite supérieure à la largeur de $l'\omega^0$, d'ailleurs assez variable, mais tous les résultats restent compatibles avec une valeur nulle.

En particulier l'étude la plus récente (réf. I, 24) montre combien il est difficile de prendre en compte les erreurs évoquées ci-dessus.

ETUDE -

La première expérience effectuée au CERN sur l'annihilation à l'arrêt des antiprotons dans l'hydrogène liquide (février à mai 1961) nous a permis de constater qu'un certain nombre d'annihilations se produisaient, suivant la réaction

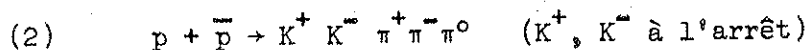
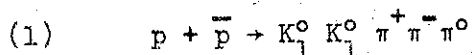
$p + \bar{p} \rightarrow K^+ K^- \omega^0$, le K^+ et le K^- s'arrêtant tous les deux dans la chambre. Cependant la fréquence de ces annihilations est faible.

Néanmoins comme les événements de ce type constituent le moyen le plus sûr et le plus précis d'arriver à la connaissance de la masse et de la largeur de $l'\omega^0$ nous avons effectué une nouvelle expérience d'annihilation d'antiprotons à l'arrêt, qui devait par ailleurs fournir d'autres résultats importants actuellement en cours d'étude.

En effet, la détermination de la quantité de mouvement des deux mésons K^+ et K^- bénéficie dans le cas du double arrêt d'une méthode très précise basée

sur la relation impulsion - parcours. Le problème des erreurs sera alors celui des erreurs systématiques dues à la contamination résiduelle en événements en vol.

De fait notre étude a porté sur les annihilations d'antiprotons à l'arrêt des types suivants :



Une première analyse, effectuée sur les annihilations du type (1), réalisée à partir des programmes désormais classiques de calcul sur machine arithmétique nous fait attribuer à la masse de l' ω^0 une valeur plus faible que celle déterminée à partir des événements du type (2) traités par la méthode que nous exposons dans le prochain chapitre.

En mai 1963, au cours de notre expérience, nous pensions à la suite d'une étude de Barkas (réf. I, 25) pouvoir expliquer la discordance de nos deux résultats. Nous avons abouti à des conclusions qui, loin d'expliquer cette discordance, n'auraient fait que l'accentuer.

Dans cette étude, Barkas indique que ses résultats expérimentaux ne sont pas compatibles avec les pertes d'énergie par ionisation identiques pour les particules positives et négatives.

Il constate que la relation impulsion-parcours appliquée indifféremment aux particules positives et négatives ne peut expliquer ses résultats expérimentaux, et en tire la conclusion qu'à vitesses égales ($\beta \leq 0,28$), le Σ^- perd moins d'énergie que le Σ^+ .

La relation traditionnellement admise ne serait donc valable que pour les particules positives.

Nous avons pensé un instant que la différence des masses obtenues pour l' ω^0 dans les deux catégories d'annihilations $K \bar{K} \omega$ phénoménologiquement différentes $K_1^0 K_1^0 \omega^0$, et $K^+ K^- \omega^0$, pouvait s'expliquer à partir des conclusions de Barkas.

En fait, la même relation impulsion-parcours appliquée aux K^+ et K^- s'arrêtant tous deux dans la chambre, fournirait, d'après Barkas une impulsion trop forte pour le K^- , donc une masse de l' ω^0 légèrement trop faible.

Or, la valeur obtenue dans ce type d'annihilations est au contraire plus élevée, que celle qui résulte de l'étude des annihilations $K_1^0 K_1^0 \omega^0$.

Le désaccord constaté ne s'explique donc pas par l'étude de Barkas.

Le problème reste donc entier. Il semble ne pouvoir être résolu que si l'on modifie légèrement la valeur de la masse du K_1^0 traditionnellement adoptée. Il se trouve que l'indétermination sur la valeur de cette masse $497,8 \pm 0,6$ MeV/c (réf. I, 26) est encore assez élevée.

Nous dirons également qu'une étude similaire (réf. I, 27) entreprise peu après la nôtre par le groupe de J. Steinberger donne des résultats sensiblement analogues à ceux que nous avons obtenus.

CONCLUSION -

En résumé nous disposons d'une expérience d'antiprotons à l'arrêt dans l'hydrogène liquide. L'annihilation produit deux mésons K chargés en association avec l' ω^0 .

Nous disposons d'une méthode précise pour évaluer les impulsions des deux mésons K^\pm s'arrêtant dans la chambre.

Nous nous proposons par conséquent de tirer parti de cette conjoncture et d'estimer les deux constantes fondamentales du ω^0 : sa masse et sa largeur.

CHAPITRE II

TRAITEMENT DES TRACES A L'ARRET

-:-

Ce chapitre exposera succinctement la procédure de traitement d'un évènement lors de la reconstitution dans l'espace à l'aide du programme "CLAIRON" exploité sur I.B.M. 7094.

Nous donnerons le détail du traitement d'une trace peu énergétique et présentant de grandes présomptions d'arrêt. Ce traitement particulier est effectué par un sous-programme dénommé TRAAR.

Nous terminerons en donnant une justification expérimentale de cette reconstitution géométrique.

Les mesures effectuées sur des appareils "Enetra" de la Société SOM sont fournies à la machine à calculer sous forme de cartes perforées.

Ces cartes exploitées par le programme "Clairon" fournissent d'une part des résultats en clair, et d'autre part des cartes perforées qui passent ultérieurement dans un programme d'analyse dynamique qui permet de réaliser une optimisation des résultats en fonction des hypothèses de masse envisagées (*).

(*) - Cette exploitation a été réalisée pour une part au Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay et d'autre part au Centre de Calcul I.B.M. installé place Vendôme à Paris.

A - LE PROGRAMME "CLAIRON" -

Ce programme traite un évènement trace par trace, et permet d'obtenir, pour une trace donnée, d'une part les paramètres géométriques qui la caractérisent, d'autre part, en fonction des hypothèses envisagées, l'impulsion de la particule à l'annihilation, son énergie, etc.

Plutôt que d'exposer, même brièvement, ce programme, nous nous contenterons d'en donner un organigramme dont le schéma simplifié est représenté ci-contre.

Dans ce schéma simplifié, nous porterons une attention spéciale au sous-programme TRAAR qui traite des traces portant un label d'arrêt.

Au niveau de ce sous-programme, toute l'information dont on dispose est l'ensemble des points A_i reconstitués dans l'espace à partir des points mesurés.

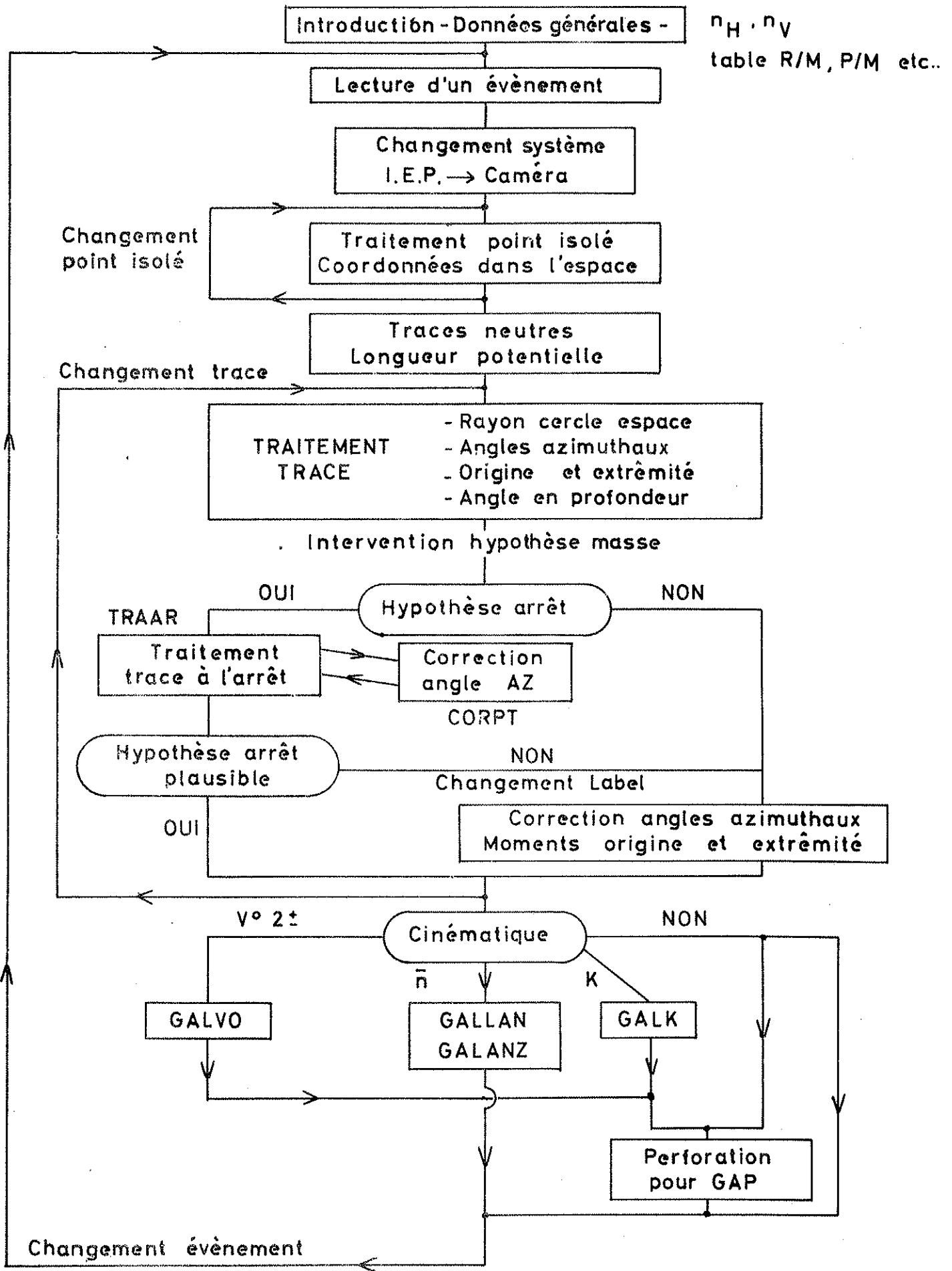
I - DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISANT UNE PARTICULE CREEE ET S'ARRETANT DANS LA CHAMBRE - SOUS-PROGRAMME TRAAR

a) Evaluation de la quantité de mouvement p.

On projette les points A_i sur la glace avant, on adapte un cercle par une méthode de moindres carrés. On peut ainsi calculer la longueur projetée de la trace, et par suite la longueur réelle dans l'espace. A l'aide d'une table impulsion - parcours il est aisé, si l'on suppose la particule à l'arrêt en fin de parcours, de déterminer son impulsion à l'origine.

b) Evaluation de l'angle en profondeur λ .

On projette les points A_i sur le cylindre perpendiculaire au plan de la glace avant, ayant pour base le cercle adapté par moindres carrés dans l'évaluation de la quantité de mouvement (voir ci-dessus §a). On développe le cylindre, on adapte une droite par moindres carrés, d'où une détermination de l'angle en profondeur λ .



c) Evaluation de l'angle azimutal ϕ .

L'adaptation par moindres carrés du cercle (§a) permet également de déterminer la tangente à l'origine. Cependant l'angle azimutal ϕ ainsi obtenu est affecté d'une grande erreur due à la diffusion multiple, prépondérante pour les traces peu énergiques. Nous avons essayé d'obtenir une meilleure estimation de l'angle de la manière suivante.

Le traitement est effectué en deux étapes :

- (1) On reconstruit d'abord une trajectoire "idéale" de la particule, c'est-à-dire la trajectoire qu'elle décrirait en l'absence de diffusion coulombienne.

L'équation de cette trajectoire est, en unités convenables :

$$R(s) = \frac{1}{cH} F(L - s/\cos\lambda) \cos\lambda \quad (A)$$

$R(s)$ = rayon de courbure au point d'abscisse s

c = vitesse de la lumière

H = champ magnétique

$F(\ell)$ = impulsion de la particule qui s'arrêterait au bout du parcours ℓ .

L = longueur de la trace dans l'espace

s = abscisse curviligne d'un point de la projection sur la glace avant (mesurée à partir de l'annihilation)

λ = angle en profondeur.

On construit la courbe déterminée par la relation (A) ci-dessus, en raccordant des cercles de rayons décroissants. Cette décroissance est conditionnée par le pas de la table impulsion/parcours.

- (2) En second lieu, nous tenons compte de la diffusion multiple comme suit :
Chaque point de mesure est pondéré par un poids P_i de la forme

$$P_i = \frac{1}{\sigma_{i\ sc}^2 + \sigma_{pt}^2}$$

σ_{sc}^2 = variance due à la diffusion

σ_{pt}^2 = variance due à l'erreur de pointé

Le dernier point est systématiquement pondéré par zéro, σ_{sc}^2 n'ayant plus de sens physique.

Pour la pondération P_i nous avons choisi la relation

$$P_i = \overline{p\beta^2} / (ks^3 + 25 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 \overline{p\beta^2})$$

où $k = E_s^2 / 6 X_0$; $\overline{p\beta^2} = p_0 \beta_0 p_s \beta_s$ (0 : origine ; s : point considéré) et $25 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^2 = \sigma_{pt}^2$ (réf. II, 1).

En effet les déplacements latéraux y ont des distributions telles que

$$\langle y^2 \rangle = \frac{\theta_s^2 x^3}{6}$$

θ_s^2 lui-même a pour expression $\left(\frac{E_s}{p\beta c}\right)^2 \frac{1}{X_0}$

Fixant l'origine de la courbe idéale à l'annihilation mais laissant libre son orientation azimutale, on l'adapte alors au mieux à la courbe mesurée, en minimisant la somme des carrés des distances des points correspondants des deux courbes pondérés par les poids P_i .

Nous avons retenu comme meilleure estimation de l'angle azimutale ϕ l'orientation "optimale" ainsi obtenue.

Les coordonnées du point origine (annihilation) étant elles-mêmes entachées d'erreur, il importe de justifier la méthode adoptée, en évaluant l'influence de ces erreurs sur l'estimation de l'angle ϕ obtenue. Ces erreurs étant essentiellement des erreurs de pointé, nous avons vérifié que l'influence est faible. En effet l'introduction d'une erreur égale à deux fois l'erreur moyenne de pointé n'apporte sur l'angle ϕ qu'une erreur de 0,07 degré, faible devant l'erreur statistique attendue (voir § suivant).

II - EVALUATION DES ERREURS -

La détermination des paramètres $p\phi$ caractérisant les traces peu énergiques étant réalisée, nous avons cherché à évaluer les erreurs sur ces paramètres. En fait nous avons choisi des variables quasi-gaussiennes liées à ces paramètres.

Nous commencerons par évaluer les erreurs dues à la diffusion, au pointé et au "straggling" pour chacun des paramètres relatifs à une trace, ce qui nous permettra une évaluation de l'erreur, soit sur la masse effective (K^+K^-), soit sur la masse manquante à (K^+K^-) dans l'annihilation de l'antiproton.

a/ - Calcul de l'erreur sur les angles due à la diffusion

1) Choix des axes :

Pour la commodité du calcul nous allons définir un système d'axes différent du système de la chambre.

Soient O l'origine de la particule, Ox la tangente en O à la trajectoire, Oy dans le plan osculateur et Oz perpendiculaire à Ox Oy.

Nous supposerons alors que la trajectoire est représentée par une droite c'est-à-dire que nous ferons abstraction pour l'exposé de ce calcul, du champ magnétique.

- 2) Soient $A_1 \dots A_n$ les projections sur le plan xOy des différents points de mesure.
- 3) On affecte à chaque A_i un poids P_i .
- 4) L'angle vrai de la trace à l'origine est zéro.

Soit a l'angle projeté sur xOy que fait la droite d'origine O et adaptée par moindres carrés aux points A_i affectés des poids P_i . La valeur moyenne de a^2 , soit $\langle a^2 \rangle$, sera le carré de l'erreur sur l'angle dans le plan xOy.

Cet angle rapporté dans l'espace sera $a \frac{1}{\cos \alpha}$, α étant l'angle entre les plans Oxy et celui déterminé par la glace avant nous aurons par conséquent

$$\langle a^2 \rangle_{\text{espace}} = 2 \langle a^2 \rangle_{\text{xOy}}$$

Les ordonnées y_i des points A_i sont des variables aléatoires qui ne sont pas indépendantes (réf. II, 2).

Nous allons choisir d'autres variables qui, elles, sont indépendantes.

Soient x_i, y_i les coordonnées du point A_i

Soit α_i l'angle entre les projections sur le plan xOy des vecteurs quantité de mouvement en A_{i-1} et A_i .

Soit ϵ_i la distance de A_i à la projection sur le plan xOy du vecteur quantité de mouvement en A_{i-1} .

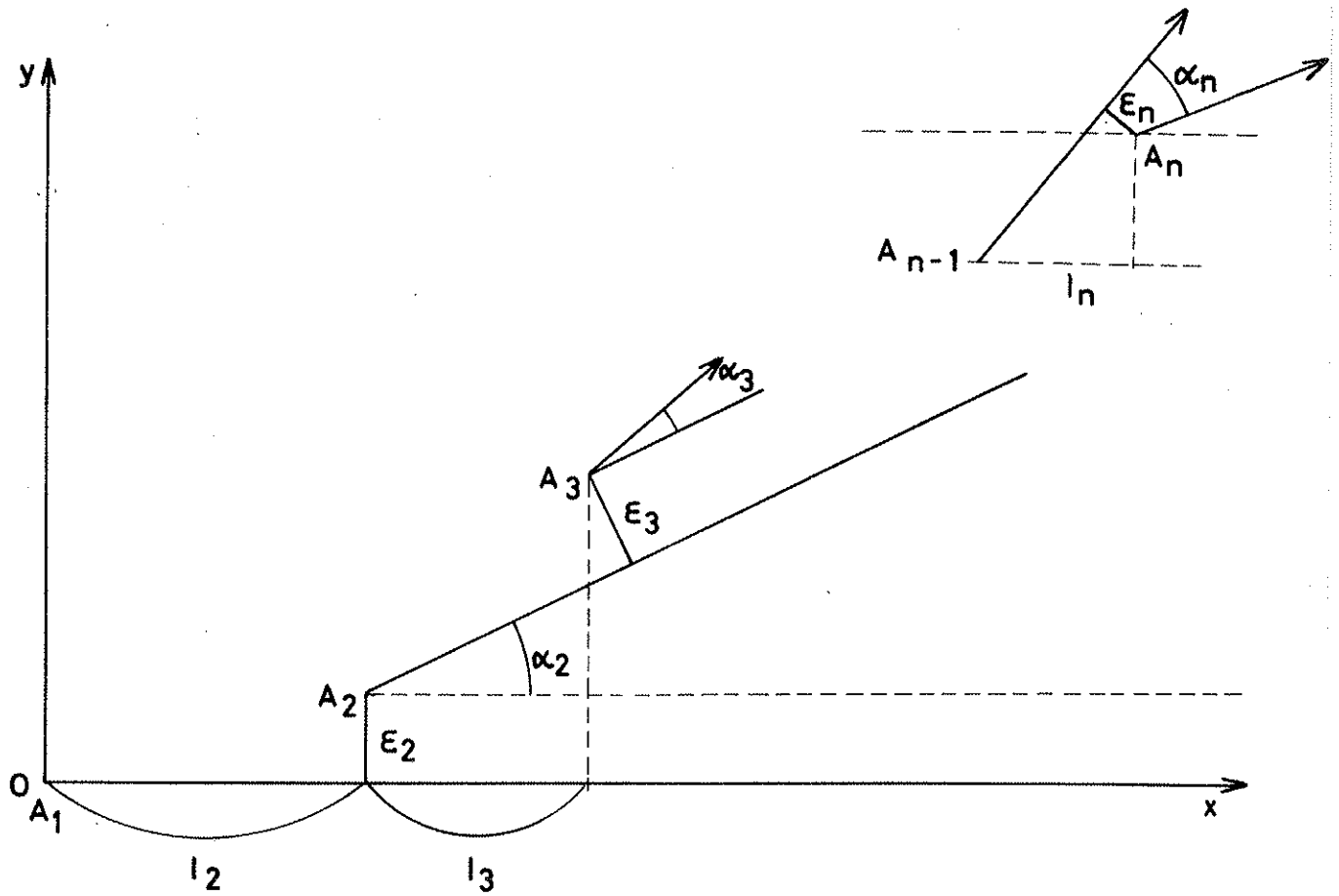
soit $l_i = x_i - x_{i-1}$.

Posons pour $i = 1$

$$\alpha_1 = 0 ; \epsilon_1 = l_1 = 0$$

$$x_i = \sum_{j=1}^i l_j$$

$$y_i = \sum_{j=1}^i \epsilon_j + \sum_{j=1}^{i-1} \alpha_j (x_i - x_j) \text{ en négligeant les termes du second ordre.}$$



Les variables α_i et ϵ_i étant indépendantes, on peut écrire

$$\langle \alpha_i, \alpha_j \rangle = \delta_{ij} \frac{1}{2} \theta_s^2 (A_i) l_i$$

$$\langle \epsilon_i, \epsilon_j \rangle = \delta_{ij} \frac{1}{6} \theta_s^2 (A_i) l_i^3$$

avec $\theta_s^2 (A_i) \left[\frac{E_s}{P_i \beta_i c} \right]^2 \frac{1}{X_0}$ - Si on pose $K_i = \left[\frac{E_s}{P_i \beta_i c} \right]^2 \frac{1}{6X_0}$

$E_s = 21 \text{ MeV}$ et $X_0 = 1.250 \text{ cm}$

on a : $\langle \alpha_i \alpha_j \rangle = 3 K_i \ell_i \delta_{ij}$ $\langle \epsilon_i \epsilon_j \rangle = K_i \ell_i \delta_{ij}$

Il nous reste donc à évaluer le terme de corrélation

$\langle \alpha_i \epsilon_j \rangle$

Considérons la loi de probabilité ordinairement adoptée (réf. II, 2)

$P(x, y, \theta_y) dy d\theta_y = \frac{2\sqrt{3}}{\pi} \frac{1}{\theta_s^2 x^2} \exp \left[-\frac{4}{\theta_s^2} \frac{\theta_y^2}{x} - \frac{3y\theta_y}{x^2} + \frac{3y^2}{x^3} \right] dy d\theta_y$

On peut calculer aisément (réf. II, 3) la valeur moyenne du produit

$\langle \alpha_i \epsilon_j \rangle$

on a $\langle \alpha_i \epsilon_j \rangle = \frac{\theta_s^2 x^2}{4} \delta_{ij}$

Par suite, dans nos notations,

$\langle \alpha_i \epsilon_j \rangle = \frac{3}{2} K_i \ell_i^2 \delta_{ij}$

A cet ensemble de points A_i affectés des poids P_i

$A_i \left[\begin{array}{l} x_i = \sum_1^i \ell_i \\ y_i = \sum_1^i \epsilon_j + \sum_1^{i-1} \alpha_j (x_i - x_j) \end{array} \right.$

adaptons par moindres carrés une droite $y = ax$.

Nous devons minimiser l'expression :

$D^2 = \sum_1^n (ax_i - y_i)^2 P_i$

ce qui donne

$$a = \frac{\sum_{i=1}^n P_i x_i y_i}{\sum_{i=1}^n P_i x_i^2}$$

En exprimant y_i en fonction des α_i, ϵ_j , on obtient, en intervertissant l'ordre des sommations :

$$a = \frac{1}{\sum_{i=1}^n P_i x_i} \left[\sum_{i=1}^n \epsilon_i \sum_{j=i}^n P_j x_j + \sum_{i=1}^n \alpha_i \sum_{i=1}^n P_j x_j^2 - \sum_{i=1}^n \alpha_i x_i \sum_{i=1}^n P_j x_j \right]$$

qui est de la forme $a = \sum_{i=1}^n (M_i \epsilon_i + N_i \alpha_i)$.

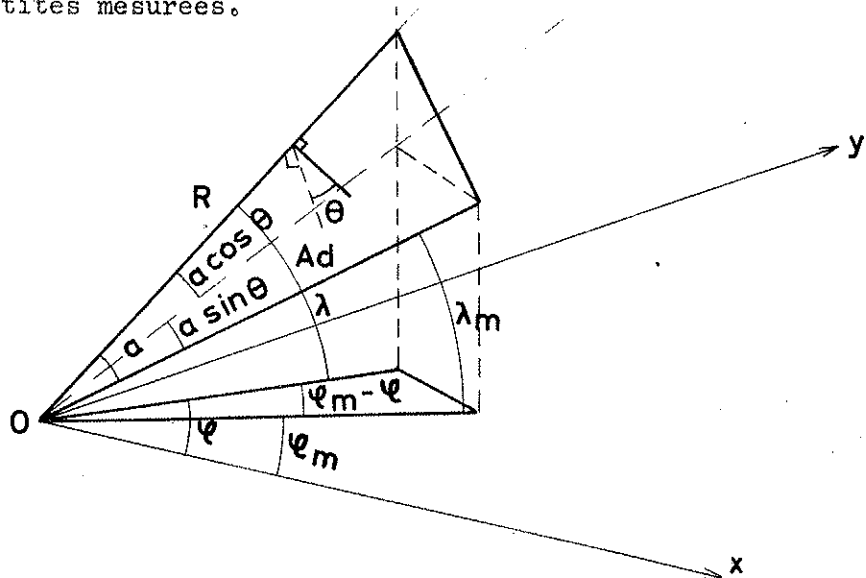
En tenant compte des expressions de $\langle \alpha_i \alpha_j \rangle, \langle \alpha_i \epsilon_j \rangle, \langle \epsilon_i \epsilon_j \rangle$, nous aboutissons à l'expression :

$$\langle a^2 \rangle_{\text{espace}} = 2 \sum_{i=1}^n K_i \ell_i (M_i^2 \ell_i^2 + 3 M_i N_i \ell_i + 3 N_i^2)$$

Passons au référentiel λ, ϕ .

Soit θ l'angle entre le plan P_1 défini par la droite réelle et la droite adaptée, et le plan P_2 projetant orthogonalement la droite réelle sur le plan XOY de la chambre.

Soient λ et ϕ l'angle en profondeur et l'angle azimutal vrais et λ_m et ϕ_m les mêmes quantités mesurées.



En négligeant des infiniments petits du second ordre on a :

$$\phi - \phi_m = \frac{a \sin \theta}{\cos \lambda} \quad \text{et} \quad \text{tg} \lambda - \text{tg} \lambda_m = \frac{a \cos \theta}{\cos \lambda}$$

Les valeurs moyennes de $\sin^2 \theta$ et $\cos^2 \theta$ étant égales à $1/2$, les erreurs sur les angles dues à la diffusion sont :

$$\begin{aligned} \langle (\phi - \phi_m)^2 \rangle_{s_0} &= \frac{1}{2} \frac{\langle a^2 \rangle}{\cos^2 \lambda} \\ \langle (\text{tg} \lambda - \text{tg} \lambda_m)^2 \rangle_{s_0} &= \frac{1}{2} \frac{\langle a^2 \rangle}{\cos^2 \lambda} \end{aligned}$$

De plus nous supposons négligeable le terme de corrélation en θ et $\text{tg} \lambda$.

b/ - Calcul de l'erreur due au pointé sur les angles

Pour la commodité des calculs, nous allons considérer le cas particulier d'une droite parallèle adaptée à la glace avant et présentant une faible pente avec l'axe des X.

La droite adaptée passant par le barycentre G des points A_i a pour équation :

$$Y - \Sigma P_i y_i = g (X - \Sigma P_i x_i)$$

g étant faible, $(Y - y_j)^2$ est une bonne approximation du carré de la distance du point y_j à la droite.

Le calcul de l'adaptation, avec poids P_j , donne pour g , l'expression suivante, où nous avons remplacé les X par les x_j correspondants.

$$g = \frac{\sum_j P_j (y_j - \Sigma P_i y_i) (x_j - \Sigma P_i x_i)}{\sum_j P_j (x_j - \Sigma P_i x_i)^2}$$

D'où l'erreur sur g due aux erreurs de pointé en y :

$$\frac{\delta g}{\delta y_k} \delta y_k = \frac{\delta y_k}{\sum_j P_j (x_j - \Sigma P_i x_i)^2} P_k \left[(x_k - \Sigma P_i x_i) - \frac{\sum_j P_j (x_j - \Sigma P_i x_i)}{\sum_j P_j} \right]$$

Ce traitement est valable aussi bien pour $\langle (\phi - \phi_m)^2 \rangle_{pt}$, puisque nous avons supposé l'angle petit, que pour $\langle (tg\lambda - tg\lambda_m)^2 \rangle_{pt}$.

Dans le cas général, nous avons majoré convenablement les erreurs ainsi obtenues, pour finalement, par combinaison quadratique avec les erreurs dues à la diffusion, obtenir les erreurs totales sur les angles ϕ et $tg\lambda$.

c/ - Calcul de l'erreur sur le "parcours".

Nous devons tenir compte d'une part de l'erreur due au pointé, et d'autre part du "straggling", c'est-à-dire des fluctuations de parcours, dues aux fluctuations des pertes d'énergie par unité de longueur.

Nous commencerons par étudier l'erreur due au pointé, nous ferons ensuite quelques considérations sur le "straggling" et nous évaluerons l'erreur due à cette dispersion.

1) Pointé

L'étude complète figure dans la référence (II, 1).

On peut admettre que dans l'espace l'erreur sur un point isolé est de 260μ .

Si on tient compte de l'erreur sur les marques de référence, cette erreur doit être multipliée par $\sqrt{2}$.

Enfin le parcours étant déterminé par les deux points extrêmes de la vue pilote,

$$\langle \Delta R \rangle_{pt} \sim 520 \mu$$

2) Considérations générales et succinctes sur le straggling

On définit le paramètre S de straggling tel que

$$S^2 = \frac{1}{2} \pi (R - R_0)^2$$

où R est le parcours vrai et R_0 le parcours moyen obtenu à partir de la relation

$$R(T_1) = \int_0^{T_1} \frac{1}{(l/\rho) \frac{dE}{dx}} dT$$

$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ étant lui-même la perte moyenne d'énergie en MeV/g cm², ρ densité moyenne en gr/cm (réf. II, 4).

Par ailleurs une étude expérimentale de G.P. Millburn et L. Schecter (réf. II, 5) indique que le rapport S/R_0 varie très lentement en fonction de Z numéro atomique du matériau ralentisseur.

Le tableau suivant indique pour quelques matériaux les valeurs de S/R_0 par rapport à S/R_0 du cuivre :

Matériau	Beryllium	Aluminium	Argent	Plomb
$\frac{S/R_0}{(S/R_0)_{Cu}}$	0,90	0,95	1,02	1,06

Cette très faible dépendance nous permettra dans le paragraphe suivant une extrapolation convenable pour l'hydrogène liquide.

Si maintenant, nous considérons la valeur relative du straggling $\frac{100 S}{R_0}$ fonction du parcours R_0 , un calcul de H.A. Bethe et Ashkin (réf. II, 6) montre que la corrélation est faible. Ils trouvent :

R_0 cm	5	10	100	10 ³	10 ⁴	10 ⁵
$\frac{100 S}{R_0}$	2,29	2,13	1,78	1,57	1,31	0,97

3) Erreur due au straggling

Le paragraphe précédent nous indique que la considération de la valeur réelle du straggling comme indépendant du parcours est une approximation convenable dans notre étude. En effet les trajectoires des mésons K^+ dans la chambre sont de quelques centimètres. Nous avons, par suite, fait usage de la relation donnée par K.R. Symon (réf. II, 7).

Pour des particules de masse m on a :

$$\frac{\sqrt{\langle (R - R_0)^2 \rangle}}{R_0} = \frac{200 m_e}{m} f \left(\frac{E}{mc^2} \right)$$

m_e = masse de l'électron.

La fonction f est donnée pour le fer par Rossi (réf. II, 2). Nous l'avons adoptée pour l'hydrogène pour les raisons indiquées dans le paragraphe précédent.

Pour les K^- étudiés ici, $\frac{E}{mc^2}$ est de l'ordre de 1 ce qui donne pour $f \sim 0,03$.

Par conséquent

$$\left. \frac{\langle \Delta R^2 \rangle}{R^2} \right|_s \approx 2 \cdot 10^{-4}$$

Finalement, en combinant quadratiquement le straggling et l'erreur sur le pointé, on trouve pour l'erreur totale sur le parcours :

$$\langle \Delta R^2 \rangle = 30 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 + 2 \cdot 10^{-4} R^2$$

Par suite :

$$\Delta p_{K^-} = 0,28 \frac{p}{R} \sqrt{\langle \Delta R^2 \rangle_{\text{total}}}$$

SOUS-PROGRAMME CORPT

Le premier point de mesure sur la trajectoire du méson K^- n'est pas forcément le point déterminé par l'annihilation de l'antiproton. En vue de tenir compte de ce déplacement le sous-programme TRAAR appelle un sous-programme secondaire dénommé CORPT qui corrige le parcours et l'angle azimutal ϕ . Nous n'exposerons pas la mathématique de CORPT.

Cependant nous dirons que l'annihilation de l'antiproton est mesurée indépendamment des traces et par une méthode précise qui consiste à déplacer un repère lumineux en forme de réticule, de manière à rendre un fil du réticule tangent aux quatre trajectoires (2 mésons K et 2 mésons π).

La fonction de CORPT consiste à déterminer alors, l'angle ϕ et le parcours en supposant que le point caractéristique mesuré dans les conditions ci-dessus est l'annihilation de l'antiproton.

Il est évident que cette correction apporte une précision supplémentaire. Le fait d'être tangent aux quatre trajectoires des particules issues de l'annihilation, donne au réticule lumineux une meilleure compatibilité avec la superposition à l'annihilation.

SOUS-PROGRAMME GALK

Nous venons de voir que le sous-programme CORPT adjoint au sous-programme TRAAR détermine pour une trace peu énergétique trois paramètres la définissant ainsi que leurs erreurs.

Lorsqu'un évènement comporte deux traces portant le label "arrêt", alors intervient le sous-programme GALK.

A partir des quantités calculées précédemment GALK évalue successivement la masse effective des deux particules portant le label arrêt, la masse extérieure aux deux mésons K dans l'annihilation à l'arrêt de l'antiproton, ainsi que les erreurs relatives à ces deux quantités.

Cette technique d'exploitation de traces peu énergiques étant réalisée il nous restait à la valider expérimentalement.

B - JUSTIFICATION EXPERIMENTALE DE LA METHODE ADOPTEE POUR LA DETERMINATION DES PARAMETRES CARACTERISANT UNE TRACE PEU ENERGIQUE ET DE LEURS ERREURS

I/ TEST DE LA TABLE IMPULSION-PARCOURS AU MOYEN DE DIFFUSION DE π^+ AVEC PROTON DE RECUIL S'ARRETANT DANS LA CHAMBRE

La mesure de l'impulsion étant liée, à la table impulsion - parcours, il importait de vérifier que la table que nous utilisons, ne comportait pas de distorsion ni d'erreurs systématiques.

La mesure d'un millier de méson μ^+ issus de π^+ à l'arrêt nous permet en premier lieu d'avoir un point exact sur la table correspondant à la quantité de mouvement du μ^+ .

Par ailleurs sur un lot important de photographies de notre expérience nous avons dépouillé et mesuré une centaine de π^+ diffusés sur des protons de la chambre. Nous avons choisi ceux pour lesquels les protons s'arrêtaient dans le domaine visible de la chambre. Cette sélection a été faite à partir des histogrammes en coordonnées X, Y, Z des arrêts présumés des protons.

Cette purification a laissé une soixantaine d'évènements intéressants. Ces évènements traités par le programme CLAIRO nous a permis d'évaluer, par le procédé de calcul TRAAR, l'impulsion du proton à l'origine, c'est-à-dire à la diffusion.

D'un autre côté, nous avons cherché à estimer les impulsions de ces mêmes protons à l'aide des méthodes traditionnelles : reconstitution géométrique et optimisation des données par l'analyse dynamique (GAP). Cette dernière a cependant été modifiée de la façon suivante : nous avons imposé dans le sous-programme PERHAN qui traite dans ce GAP les diffusions, une erreur très grande pour le proton ce qui revient à laisser son impulsion indéterminée.

L'optimisation de ces diffusions nous permet d'aboutir à l'estimation des impulsions des protons.

Nous avons par suite, tracé un diagramme des impulsions données par TRAAR (méthode du parcours en ordonnées) en fonction des impulsions obtenues dans l'optimisation de la diffusion.

On peut constater sur le diagramme (II, a) que les points sont très proches de la diagonale principale.

Nous avons adapté une droite par moindres carrés à ce nuage de points, et le calcul de la pente de cette droite adaptée est en excellent accord avec la valeur attendue.

L'adaptation a donné pour le nuage de points une pente = 0,984 et une ordonnée à l'origine \sim à 1 MeV/c. Nous allons montrer que la différence des pentes est à l'intérieur d'un écart quadratique.

Evaluons l'erreur sur p_{MP} et l'erreur sur p_{opt} , par exemple au voisinage de $p = 200$ MeV/c.

Pour l'erreur sur p_{MP} il suffit de se reporter au calcul d'erreur réalisé dans TRAAR pour une trace qui s'arrête, on a :

$$\Delta p_{MP} = 0,28 \frac{p}{R} \sqrt{\langle \Delta R^2 \rangle} \text{ soit ici } \sim 1,2 \text{ MeV/c}$$

Quant à l'erreur sur p_{opt} , elle se calcule de la façon suivante :
appelons u la variable $\frac{1}{p \cos \lambda}$ et v la variable $tg \lambda$

Le GAP donne une estimation de $\sqrt{\langle \Delta u^2 \rangle}$ et $\sqrt{\langle \Delta v^2 \rangle}$

Pour les points voisins de $p = 200 \text{ MeV/c}$ on a $\langle \Delta u^2 \rangle \sim 25 (\text{MeV/c})^{-2}$
 $\langle \Delta v^2 \rangle \sim 0,2$.

D'où

$$\langle \Delta p^2 \rangle = \left[\frac{p^2 tg^2 \lambda}{(1 + tg^2 \lambda)^2} \langle \Delta v^2 \rangle + \frac{p^4}{1 + tg^2 \lambda} \langle \Delta u^2 \rangle \right]^{1/2}$$

Par suite

$$\Delta p_{opt} \sim 1,4 \text{ MeV/c}$$

Si autour du point $p = 200$ on porte les erreurs correspondantes, on voit que la droite adaptée est compatible à un écart avec la diagonale principale. Ce qui montre que si une erreur systématique existe dans la détermination de l'impulsion par parcours, cette erreur est inférieure à 1 %.

II TEST DE LA METHODE AU MOYEN DE Λ^0 PEU ENERGIQUE

Le Λ^0 de masse $M_{\Lambda} = 1.115,36 \text{ MeV/c}^2$ (réf. II,9) et dont la largeur est négligeable ($\sim 10^{-11} \text{ MeV/c}^2$) doit pouvoir en quelque sorte nous servir "d'étalon".

Il se trouvait justement, lors de notre expérience au CERN d'annihilation d'antiprotons, que le même faisceau servant à la détermination de la parité $\Sigma \Lambda$ produisait des K^- lents dans notre chambre.

D'un lot restreint de photographies relatives à cette dernière expérience, nous avons sélectionné les événements dans lesquels le K^- interagissant avec un proton de la chambre donnait lieu à une production de Λ^0 soit directement, soit par l'intermédiaire du Σ^0 (invisible).

Il importe, pour tester la méthode exposée ci-dessus, méthode qui nous permet de déterminer la masse du ω^0 à partir de deux mésons K^+ à l'arrêt tous les deux, de se placer dans des conditions aussi semblables que possible.

Pour réaliser ces conditions nous n'avons retenu que les Λ^0 peu énergiques qui présentaient une apparence de double arrêt.

Les critères qui servent à purifier notre lot d'annihilations d'anti-protons à l'arrêt et donnant naissance à deux mésons K^+ à l'arrêt ont été appliqués au proton et au π^- de désintégration du Λ^0 .

De fait pour le proton, il est relativement aisé d'affirmer ou d'infirmer l'hypothèse de son arrêt. Cette étape est franchie sur une table de dépouillement où une double projection permet d'estimer la profondeur du point présumé d'arrêt.

Pour ce qui est du π^- , une interaction avec un proton de chambre provoque une disparition de la trajectoire de la particule et peut simuler grossièrement un arrêt.

De fait, le critère (exposé ultérieurement chapitre III) relatif à la flèche parasite de diffusion coulombienne a été appliqué aux produits de désintégration du Λ^0 . Nous n'avons conservé que les événements dont la différence des flèches, l'une calculée à partir d'une trajectoire sans diffusion coulombienne et l'autre mesurée sur la trajectoire réelle, est compatible à moins de deux écarts quadratiques calculés. Ce lot purifié contenait 46 événements.

a/ Estimation de la masse du Λ^0 par le sous-programme GALK

Ce sous-programme dont la fonction est d'estimer la masse effective de deux particules ou la masse manquante de l'annihilation ainsi que leurs erreurs nous a permis d'aboutir à une estimation de la masse du Λ^0 en parfait accord avec la valeur attendue.

En effet la distribution des masses effectives du proton et du π^- de la désintégration du Λ^0 suit une loi gaussienne et l'histogramme fig. (II, b) des carrés des masses effectives attribue une valeur moyenne de $1,24413 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ correspondant à une valeur moyenne de la masse de $1115,4 \text{ MeV/c}^2$.

L'écart quadratique moyen de la distribution donne directement l'erreur globale résultant dans ce cas de la méthode adoptée. On peut voir sur l'histogramme que $\sigma = 1,27 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$.

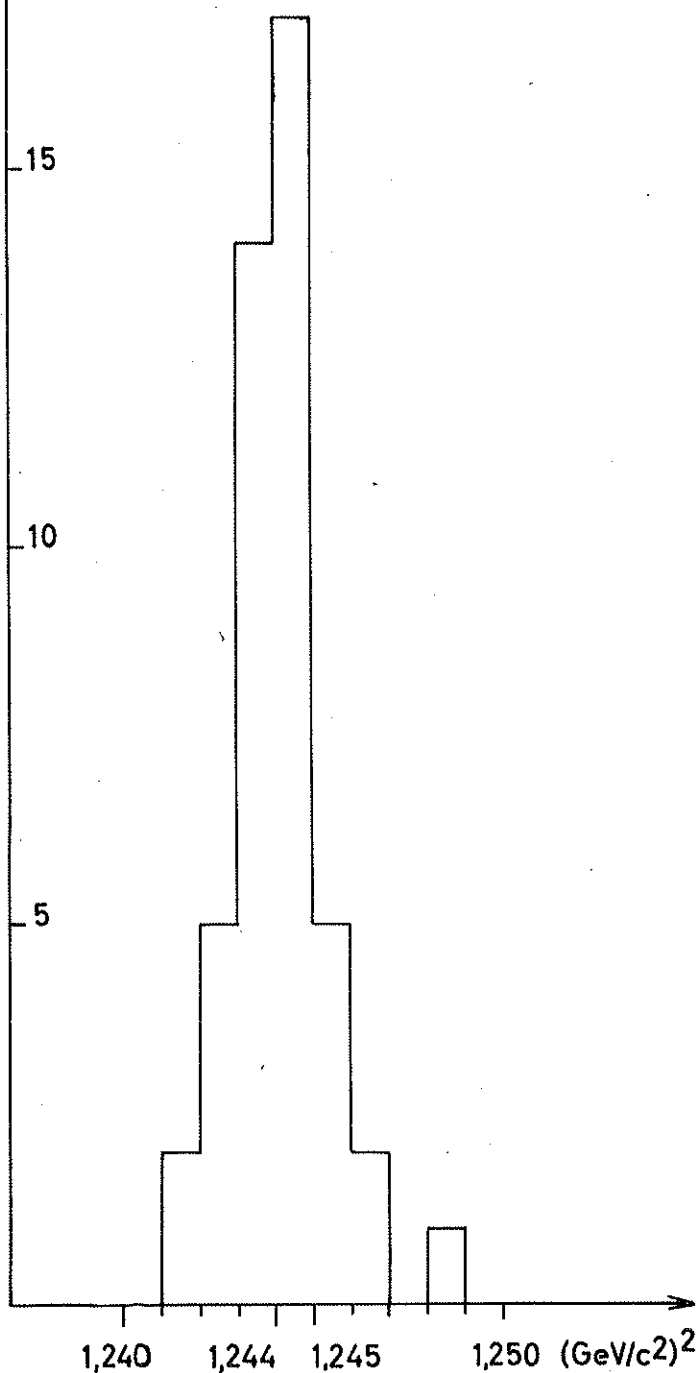
REPARTITION DES CARRES DES
MASSES EFFECTIVES DES $\pi^- + p \leftarrow \Lambda^0$

$$\langle ME^2 \rangle = 1,24413 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

$$\sqrt{\langle ME^2 \rangle} = 1115,4 \text{ MeV/c}^2$$

$$\sigma = 1,27 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

Nb.d'evts.



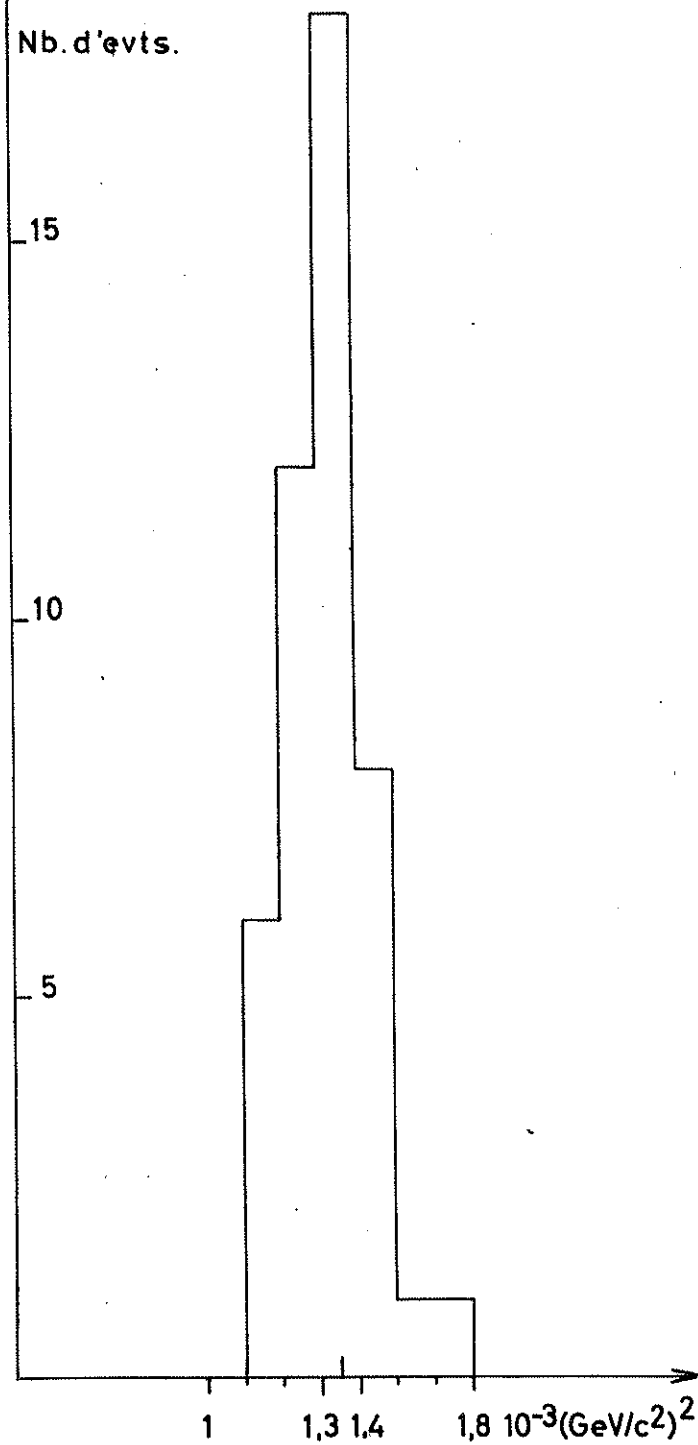
(II, b)

REPARTITION DES ERREURS CALCULEES SUR
LES CARRES DES MASSES EFFECTIVES

$\pi^- + p \leftarrow \Lambda^0$

$$\langle \Delta ME^2 \rangle = 1,33 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$$

Nb.d'evts.



(II, c)

b/ Estimation de l'erreur sur la masse du Λ^0 par le sous-programme GALK

Les erreurs sur les masses effectives calculées par ce sous-programme semblent également bien estimées.

Sur l'histogramme fig. (II, c) qui représente la distribution des erreurs calculées sur les masses effectives des produits de désintégration du Λ^0 on peut voir que la valeur moyenne de l'erreur est de $1,33 \cdot 10^{-3} \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$. Cette valeur est quasi identique à l'estimation de l'écart sur la distribution des carrés des masses effectives.

Par suite, cette détermination de la masse et de son erreur nous a permis de constater que les sous-programmes TRAAR et GALK sont satisfaisants.

Il apparaît que la méthode, testée sur les Λ^0 , semble parfaitement convenir à l'estimation de la masse et de la largeur du ω^0 dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt produisant deux mésons K^+ à l'arrêt.

CHAPITRE III

SELECTION ET ANALYSE DES EVENEMENTS

:-

Ce chapitre aura trait à l'identification et au choix des événements. L'exploitation de la méthode décrite au cours du chapitre précédent, ne pourra nous permettre l'estimation de la masse et de la durée de vie du méson ω^0 qu'aux conditions "sine qua non" suivantes :

- a/ L'annihilation de l'antiproton doit se produire à l'arrêt.
- b/ Les mésons K^+ et K^- produits en association avec l' ω^0 doivent également s'arrêter dans le volume visible de la chambre.

En vue de satisfaire à ce triple test d'arrêt, la sélection a été effectuée en deux étapes. La première correspond à une analyse purement qualitative. Dans la seconde étape, la mesure des traces nous permet d'affiner notre purification et d'éliminer les annihilations d'antiprotons et les mésons K^\pm en vol par des méthodes que nous exposerons.

DEPOUILLEMENT :

Dans cette première phase de l'expérience nous avons sélectionné les annihilations d'antiprotons au cours desquelles sont produits deux mésons, K^+ et K^- , signés soit par leur interaction, soit par leur désintégration, et deux mésons π^+ et π^- (voir clichés 1 et 2).

I - ANNIHILATIONS EN VOL DES ANTIPROTONS

a/ Estimation a priori des annihilations en vol.

La section efficace d'annihilation des antiprotons à basse énergie (30 - 200 MeV/c) (réf. III, 1) est convenablement représentée par une relation de la forme $\sigma = \frac{\sigma_0}{\beta}$ avec $\sigma_0 = 50$ mb. La bande d'énergie offerte aux antiprotons pour que leur annihilation se limite à la région centrale de la chambre ($0 \leq p \leq 320$ MeV/c) est telle qu'une excellente approximation pour la relation impulsion-parcours est $\frac{R}{R_0} = \left(\frac{P}{P_0}\right)^{3,6}$.

Les deux relations précédentes permettent d'avoir une estimation approchée du rapport

$$\frac{\text{nombre d'}\bar{p}\text{ en vol}}{\text{nombre d'}\bar{p}\text{ total}}$$

Un calcul explicite de cette estimation est décrit dans les références I, 9 et II, 1.

Pour notre expérience, la quantité de mouvement initiale est 320 MeV/c et de la relation $\text{Log} \frac{n(p)}{n(s)} = \frac{3,6}{2,6} \sigma_0 N_m \frac{R(p)}{p}$, où N est le nombre d'antiprotons d'impulsion initiale p_0 , nous déduisons une estimation du pourcentage d'antiprotons s'annihilant en vol par rapport au nombre total d'annihilations. Nous trouvons :

$$1 - \frac{n(s)}{n(p)} = 0,12$$

b/ Elimination des annihilations en vol.

L'utilisation du programme GAP (réf. III, 2) d'analyse dynamique des événements fournit un moyen d'éliminer une grande proportion d'annihilations en vol.

La mesure de la trajectoire de l'antiproton, bien qu'étrangère à l'optimisation des données dans l'analyse dynamique, apporte une information concernant la compatibilité avec l'arrêt.

En effet, de la courbure au centre et de la demi-longueur de la trace mesurée, résultats de la reconstitution géométrique, un sous-programme du GAP calcule "la masse fictive", à l'aide de la relation impulsion-parcours, d'une particule qui s'arrêterait au bout de ce parcours.

M étant cette masse fictive et ΔM son erreur, nous avons pour plus d'un millier d'antiprotons représenté sur le diagramme fig. (III, a) les points figuratifs ($M, \Delta M$), ce qui a permis de déterminer les valeurs moyennes de M et ΔM ainsi que les limites correspondant à 1 et 2 écarts quadratiques moyens.

Sur la figure, les régions (1) et (2) correspondent respectivement à 1 et 2 écarts quadratiques, tandis que la région (3) correspond à une erreur supérieur à 2 écarts.

On peut constater que l'estimation de la valeur moyenne de la masse fictive n'est pas centrée sur $940 \text{ MeV}/c^2$ mais sur $890 \text{ MeV}/c^2$. Cette erreur systématique, attendue, provient du fait que l'adaptation d'un cercle sur une trace peu énergique fournit une courbure moyenne différente (surestimée) de la courbure au point milieu de la trajectoire de la particule.

Nous avons étudié, pour environ 1.800 annihilations, la répartition des points figuratifs $M, \Delta M$ et 125 d'entre eux se situent dans la région 3 supérieure, ce qui nous donne la proportion des annihilations en vol éliminée par cette méthode soit 0,07.

Parmi les annihilations $p + \bar{p} \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- (X^0)$ n'ont été conservés que les évènements dont les points figuratifs sont extérieurs à la région 3 supérieure. On constate ici aussi que la proportion d'élimination est sensiblement la même ($\approx 7\%$).

Compte tenu de l'estimation a priori de la proportion des annihilations en vol, une élimination complémentaire apparaît nécessaire. Cette dernière purification sera exposée en fin de chapitre lors de l'étude de l'analyse dynamique des évènements.

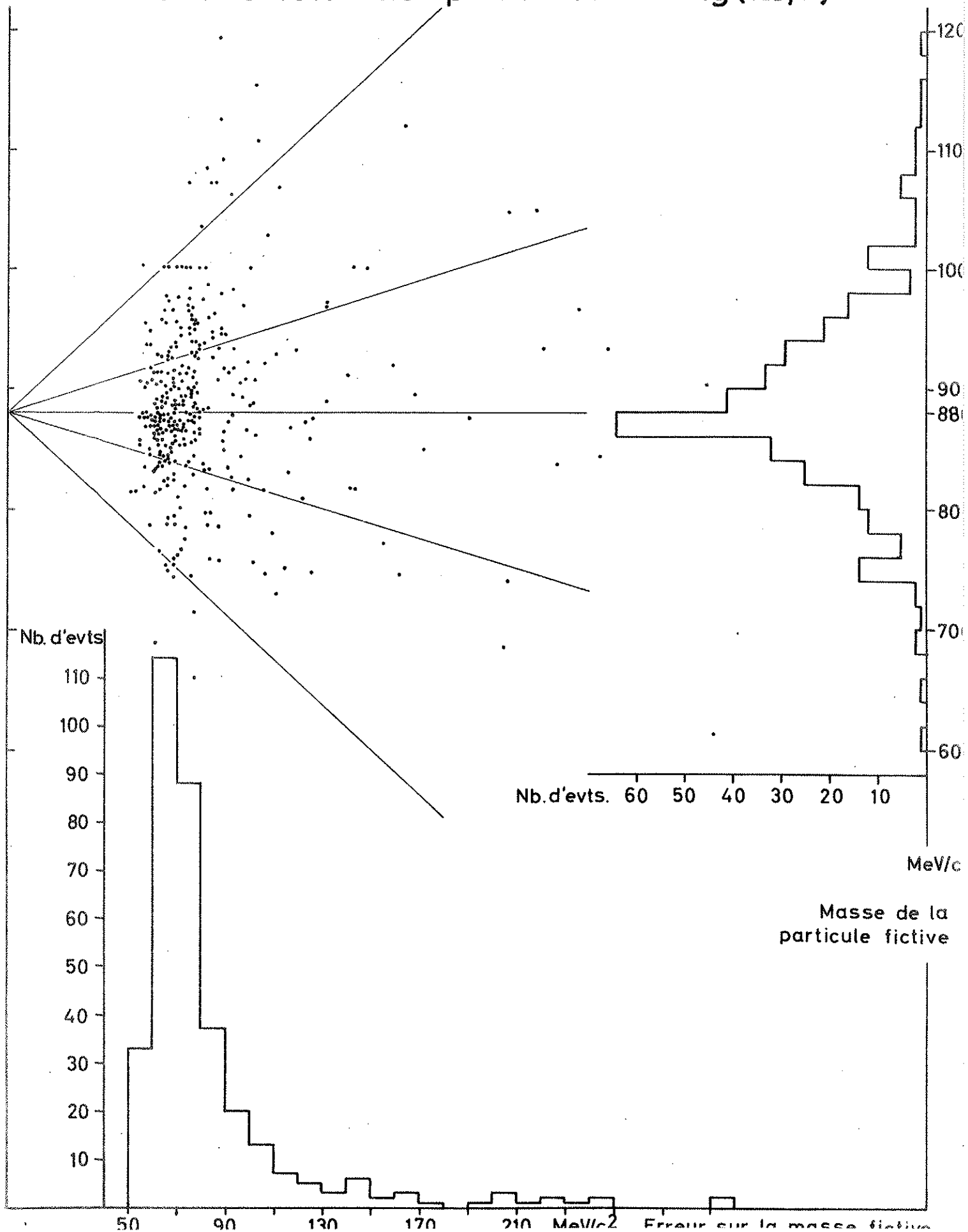
II - COMPORTEMENT DES K^+ ET K^- EN VOL ET A L'ARRÊT

Le problème de l'arrêt d'une particule, mis à part le proton qui est stable présente de grandes difficultés.

Pour le méson K^+ , à basse énergie, la seule interaction possible avec les protons de la chambre ne peut être que la diffusion élastique, avec ou sans recul visible du proton. Mais, en dépit de sa longue vie moyenne (10^{-8} sec), la probabilité de désintégration d'un K^+ en vol n'est pas négligeable.

DETECTION DES \bar{p} EN VOL

Fig.(III,a)



Nous allons voir que la certitude de son arrêt dans la chambre reste souvent problématique.

a/ K⁺ A L'ARRET

Si nous considérons les rapports d'embranchement des différents modes de désintégration, ceux qui sont généralement admis (réf. III, 3) sont résumés dans le tableau suivant avec, en regard du mode correspondant, l'impulsion du secondaire chargé des désintégrations en deux corps, et l'impulsion maximale dans le cas des désintégrations en trois corps.

La considération de ce tableau, et plus spécialement de la valeur de l'impulsion du secondaire du K⁺, va nous montrer combien il est difficile d'affirmer l'arrêt du méson K⁺.

Modes	Rapport d'embranchement en %	P _{sec,K⁺}
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$	$64,2 \pm 1,3$	≈ 235
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	$18,6 \pm 0,9$	≈ 205
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$	$5,7 \pm 0,3$	< 126
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$1,7 \pm 0,2$	< 133
$K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \pi^0$	$4,8 \pm 0,6$	< 213
$K^+ \rightarrow e^+ \nu_e \pi^0$	$5,0 \pm 0,5$	< 229

P_{sec,K⁺} : impulsion du secondaire chargé lorsque les K⁺ sont à l'arrêt (en MeV/c)

b/ K⁺ EN VOL

1/ Impulsion des secondaires

Une première méthode de purification du lot de K⁺ consisterait en une mesure de l'impulsion du secondaire chargé de la désintégration. On voit cependant qu'il faut s'attendre à des ambiguïtés diverses.

Le tableau ci-après résume, en tenant compte de l'erreur de mesure sur les estimations des impulsions, pour chaque hypothèse de désintégration à l'arrêt, les modes, à l'arrêt ou en vol, susceptibles de simuler cette désintégration.

Mode de désintégration à l'arrêt	Modes, à l'arrêt ou en vol, susceptibles de le simuler
$K_{\mu 2}$	$K_{\mu 3}$, arrêt et en vol ; $K_{\pi 3}$ en vol ; $K_{e 3}$, en vol et arrêt.
$K_{\pi 2}$	$K_{\mu 3}$, arrêt et en vol ; $K_{\pi 3}$ en vol ; $K_{e 3}$, arrêt ou en vol.
$K_{\mu 3}$	$K_{\mu 3}$ en vol ; $K_{\mu 2}$, arrêt ou en vol ; $K_{\pi 2}$, arrêt ou en vol ; $K_{\pi 3}$ en vol ; $K_{e 3}$, arrêt ou en vol.
$K_{e 3}$	$K_{e 3}$ en vol ; $K_{\mu 2}$ en vol ; $K_{\pi 2}$ en vol ; $K_{\pi 3}$ en vol ; $K_{\mu 3}$, arrêt ou en vol.

En conséquence, la seule mesure du secondaire chargé ne peut apporter une épuration convenable, même en tenant compte du fait que la proportion d'évènements en vol simulant un arrêt doit être pondérée par le rapport d'embranchement du mode de désintégration correspondant.

Par exemple dans un lot de secondaires d'impulsion voisine de 235 MeV/c, si la proportion de faux $K_{\mu 2}$ arrêt est de l'ordre de 10 %, il faudra tenir compte de ce qu'une partie des $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ qui les simulent peut être à l'arrêt. On voit alors qu'il faudrait envisager une épuration non seulement basée sur la mesure des impulsions des secondaires, qui permet d'éliminer les évènements du

type $K_{\pi 2}$ ou $K_{\mu 2}$ en vol, mais encore trouver un procédé de purification d'une efficacité moins limitée. C'est ce que nous ferons dans la suite de ce chapitre.

2/ Probabilité de désintégration en vol

Soit t' le temps propre du K, τ sa vie moyenne, $x(p)$ la distance qui lui reste à parcourir lorsqu'il a l'impulsion p $\left[\frac{x}{x_0} \sim \left(p/p_0 \right)^{3,6} \right]$, sa probabilité de désintégration entre $t'(p)$ et $t'(p + dp)$ est proportionnelle à

$$\frac{dt'}{\tau} = \frac{-1}{\frac{p}{m} c \tau} 3,6 \frac{x_0}{p_0^{3,6}} p^{2,6} dp$$

Il est intéressant de connaître le pourcentage N/N_0 de K d'impulsion initiale p_0 se désintégrant avant l'arrêt. On a

$$- \log \frac{N}{N_0} = \frac{3,6}{2,6} \frac{x_0}{\frac{p_0}{m} c \tau}$$

A titre d'ordre de grandeur, notons que pour $p_0 = 180 \text{ MeV}/c$ (qui est la valeur moyenne des impulsions des K chargés signés de l'expérience)
 $\frac{p_0}{m} c \tau = 130 \text{ cm}$, $x_0 = 13 \text{ cm}$ et $N/N_0 \sim 15 \%$.

c/ K^- DESINTEGRATION ET INTERACTION

1/ Probabilité de désintégration du K^- à l'arrêt

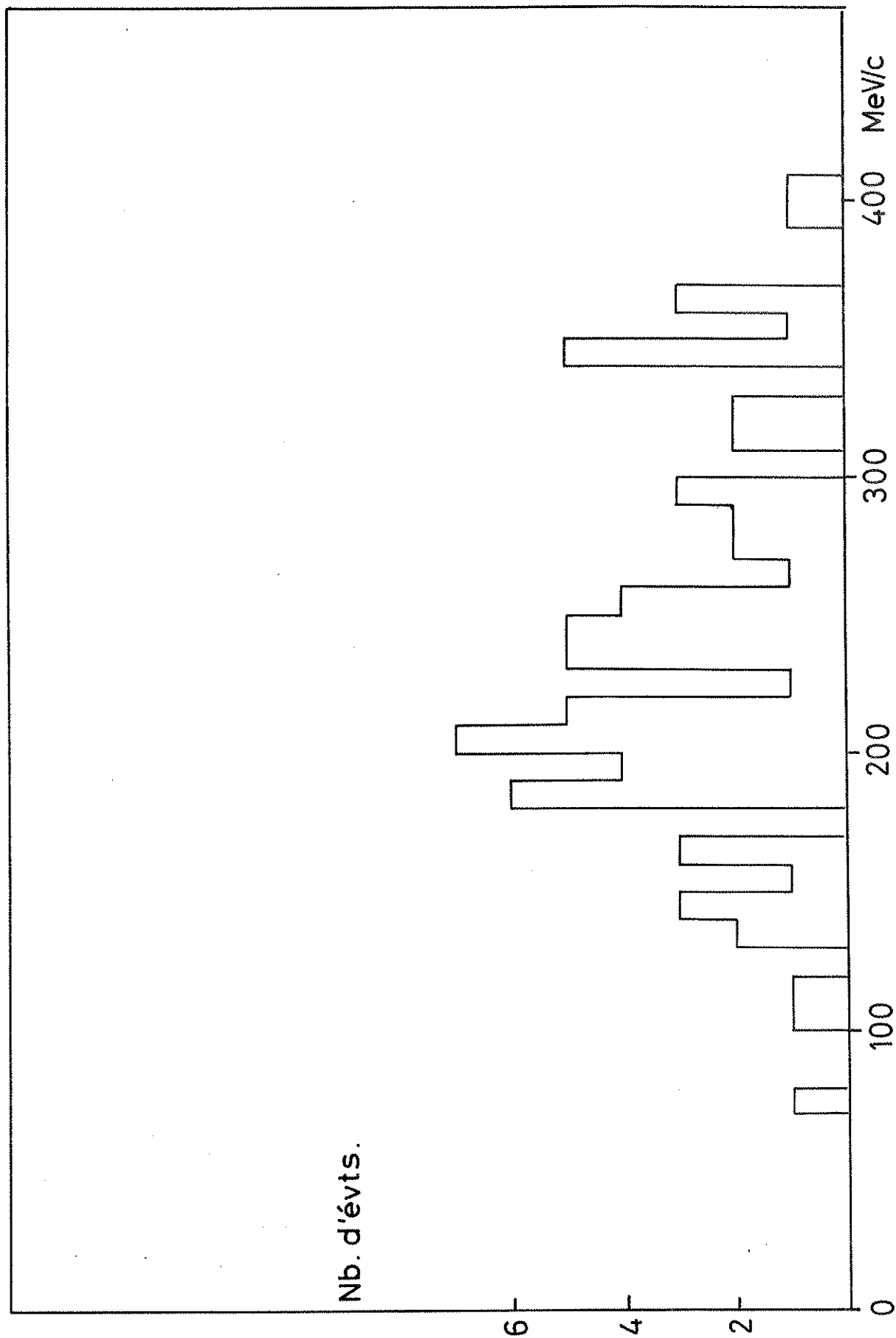
On peut admettre que la formation de l'atome K - mésique est réalisée lorsque l'énergie cinétique du K^- est de l'ordre de l'énergie cinétique de l'électron de l'atome d'hydrogène dans l'état fondamental $T_K = \frac{1}{2} m_K v_K = 13,5 \text{ eV}$

Il se trouve alors sur une orbite de nombre quantique principal $n \approx 25$.

Nous nous proposons d'évaluer les probabilités de transition radiatives, et de capture nucléaire, et nous verrons qu'elles sont bien supérieures à la probabilité de désintégration du K^- .

Il est facile de montrer tant que $n \gtrsim 6$ la probabilité de transition radiative est très grande. Pour $n = 6$, le taux de transition radiative $6 P \rightarrow 1 S$ et

Fig.(III,b)
IMPULSION DES SECONDAIRES DE $K^- \rightarrow 1^-$



$\gamma_R = 1,26 \cdot 10^{10} \text{ sec}^{-1}$. Ce taux est 150 fois supérieur au taux de désintégration du K^{\pm} .

Quant au taux de capture nucléaire, pour un état S, il est donné par la relation (réf. III, 4)

$$\gamma_c \text{ (nS)} = (4,7 \times 10^{17})/n^3 \text{ sec}^{-1}$$

Soit pour un niveau 6S : $\gamma_c = 2,2 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}$. Comme par oscillations Stark, l'atome K-mésique passe fréquemment par l'état S (réf. II, 1), la capture nucléaire est infiniment ($\sim 10^7$) plus probable que la désintégration.

Nous pouvons par suite conclure qu'aucune des désintégrations de K^{\pm} relevées n'a eu lieu à l'arrêt.

2/ Spectre des secondaires des $K^{\pm} \rightarrow X^{\pm}$

Bien que nous sachions d'une manière certaine que toutes les désintégrations de K^{\pm} observées soient en vol, nous avons mesuré leurs secondaires afin d'étudier l'effet des simulations indiqués ci-dessus. La distribution des impulsions est donnée dans la fig. III, b. Comme on pouvait s'y attendre les bandes d'impulsions particulières autour de 235 MeV/c pour $K_{\mu 2}^+$ et 205 MeV/c pour $K_{\mu 2}^-$ sont peuplées. Ceci montre qu'une purification des K^{\pm} en vol, par ce procédé uniquement, laisse une contamination importante d'événements en vol, que nous évaluerons ultérieurement.

a/ INTERACTION DES K^{\pm} A L'ARRET

Toujours dans le but de minimiser le nombre de K en vol, il nous a paru nécessaire d'entreprendre une étude, que nous résumerons succinctement, de l'interaction du K^{\pm} à l'arrêt dans l'hydrogène liquide. Les différents modes d'interaction (réf. III, 5) sont résumés dans le tableau ci-après.

(Nous précisons que le calcul des impulsions des π opposés aux Σ a été effectué à l'aide des dernières déterminations des masses de Σ^+ et Σ^- publiées par Barkas en 1963.

mode d'interaction	Rapport	Impulsion du secondaire chargé π^+
$K^{\bar{m}} + p \rightarrow \Sigma^{\bar{m}} \pi^+$	0,447	173,1 MeV/c avec $M_{\Sigma^{\bar{m}}} = 1197,4 \text{ MeV}/c^2$
$\Sigma^+ \pi^{\bar{m}}$	0,208	181,6 MeV/c avec $M_{\Sigma^+} = 1189,4 \text{ MeV}/c^2$
$\Sigma^0 \pi^0$	} 0,281	
$\Lambda^0 \pi^0 \pi^0$		
$\Lambda^0 \pi^0$		

Il résulte de ce tableau que dans le cas des événements du type $K^{\bar{m}} + p \rightarrow \Sigma^{\bar{m}} \pi^+$, l'étude de l'impulsion du π^+ permettra de tester l'arrêt du $K^{\bar{m}}$, et de fournir des échantillons purs de K en vol et de K arrêtés, qui nous serviront par la suite à établir les critères et à tester l'efficacité des méthodes de purification basée sur l'examen de la seule trajectoire du K.

III - PREMIERE SELECTION

Comme nous l'avons vu au début du chapitre, les critères de sélection de nos événements au stade du dépouillement ne présentent qu'une efficacité limitée quant à la présomption d'un double arrêt.

Rappelons que nous avons retenu seulement les annihilations d'antiprotons intérieures à un volume de référence (ce qui permet une élimination grossière des annihilations en vol) comportant deux mésons π et deux mésons K^+ chargés, signés soit par une désintégration, soit par une interaction.

Rappelons encore que, le dépouillement étant réalisé en grande partie par des techniciens, il nous a semblé préférable de perdre un minimum d'information en adoptant des critères très larges, renvoyant à une étape ultérieure la purification.

Nous allons indiquer ci-après quelles sont les statistiques obtenues à partir du lot le plus important que nous avons étudié. Nous ajouterons ensuite les événements repérés dans d'autres lots, événements que nous avons également purifiés et étudiés.

Le lot le plus important de photographies desquelles sont extraits les évènements 4 branches $K^+ K^-$ ont permis d'identifier 350.000 annihilations d'anti-protons dans le volume de référence. Nous n'avons trouvé dans ce lot, que 440 annihilations présentant la double signature pour les K.

Nous avons d'abord, suivant les conclusions développées ci-dessus, retiré tous les évènements dont le K^- se manifestait par une désintégration : soit 78 évènements.

Par suite notre lot s'est trouvé réduit à $440 - 78 = 362$ évènements.

IV - SELECTION SEMI-QUANTITATIVE

a) CRITERE DE MESURABILITE

Le critère adopté pour le dépouillement étant simplement la signature de deux K^\pm , nous nous sommes d'abord efforcé d'éliminer les évènements présentant un caractère tel que leur mesure ne fournirait qu'une information très limitée ou entachée d'une grande incertitude.

Divers cas se sont présentés :

(1) Qualité de la photographie

Pour des raisons diverses, le fonctionnement de la chambre à bulles, lors de la prise des photographies, n'a pas été toujours égal à lui-même.

Une première étude des clichés pris lors du dépouillement laissant apparaître des traces peu fines et incompatibles avec l'ionisation de la trajectoire attendue, nous avons été conduit à apporter un soin particulier à l'examen de la qualité des photographies. Nous avons alors constaté au microscope sur certaines photographies un dédoublement des bulles. Nous avons éliminé ces évènements.

(2) Topographie de l'évènement

Quoique ce phénomène soit rare, la superposition de traces parasites existe et apporte une confusion à la mesure individuelle des traces. Nous avons également éliminé les évènements correspondants. En réalité ces évènements

ments, qu'on avait conservés par prudence, ne présentaient pas une grande certitude quant à leur caractère phénoménologique de 4 branches K^+ et K^- .

L'application de ces deux critères, qualité de la photographie et topographie de l'évènement a réduit le lot de 25 évènements.

(3) Faible longueur de traces

Lorsque la désintégration ou l'interaction du K^+ se produit à moins de 5 m/m de l'annihilation, la mesure du parcours de la particule n'a plus grande signification ; les erreurs de mesure qu'on peut attendre d'une telle trajectoire justifient l'élimination des 25 évènements présentant cet insuffisant degré de mesurabilité.

b) CRITERE DE VISIBILITE

La reconstruction géométrique des traces nous a permis de voir que pour 6 évènements le dernier point de parcours visible du K , était situé à proximité de la glace avant ou de la glace arrière ; la certitude de l'arrêt du K^+ est alors problématique. Nous avons préféré les retirer du lot.

c) ANGLES DE DESINTEGRATION PETITS

Les K^+ se présentant avec un angle de désintégration inférieur à 5° environ ont été également retirés du lot. En effet, dans ce cas, la distinction entre la fin de parcours du K^+ et le début du parcours du secondaire chargé est quasi impossible. Le point présumé d'arrêt est alors entaché d'une très grande incertitude en dépit du changement d'ionisation.

9 évènements se présentant sous cet aspect ont été retirés.

d) INDETERMINATION DE LA NATURE DE L'INTERACTION

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe "comportement des K^- ", l'interaction de ce dernier avec les protons de la chambre se produit souvent avec émission de $\Sigma^+ \pi^-$.

En général le parcours du Σ^+ est inférieur à 0,8 cm. Dans 22 cas nous n'avons pas vu de parcours visible du Σ^+ . Le phénomène suivant était visible :

un K^- interagit et donne naissance à deux particules chargées en forme de V issues du point d'interaction du K^- . Nous avons pu constater pour quelques-uns qu'il peut s'agir d'un échange de charge $K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$, la masse effective des deux particules issues de l'interaction étant sensiblement la masse du K_1^0 ($\sim 500 \text{ MeV}/c^2$).

Par ailleurs, une analyse quantitative des branches de l'interaction n'aurait pu permettre de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse de l'arrêt du K^- .

En conséquence, devant cette indétermination afférente à l'interaction du K^- , nous avons jugé préférable de ne pas tenir compte de ces évènements.

e) ELIMINATION DES EVENEMENTS A K^\pm DIFFUSE

Dans le but de nous placer dans des conditions "optimales", les annihilations produisant un K^+ ou un K^- subissant une diffusion nucléaire élastique d'angle supérieur à 5° ont été systématiquement rejetées.

En effet, la méthode qui consisterait à optimiser la diffusion du K^\pm pourrait se concevoir, mais alors la détermination de l'impulsion avant la diffusion n'aurait pu s'obtenir que par une mesure de courbure, ce que nous avons rejeté pour des raisons de précision évoquées dans le chapitre I.

Nous avons dénombré 37 évènements de ce type.

f) ELIMINATION DES K^\pm EN VOL PAR MESURE AU CALIBRE

L'examen qui a permis l'élimination d'évènements suivant les critères ci-dessus (§ a-1, a-2) a également servi à identifier les évènements dont les K^+ ou K^- sont en vol.

En effet, une mesure de courbure, à l'aide de calibres transparents est réalisable sur le cliché pris au dépouillement, en tenant compte d'une estimation grossière de l'angle en profondeur de la trajectoire. On peut aussi évaluer (visuellement) l'ionisation apparente de la trace et ces indications semi-quantitatives permettent, dans certains cas de donner un résultats sûr quant à la présomption de l'arrêt.

L'évaluation de l'angle de désintégration et l'utilisation d'abaques relatives à la désintégration du K suivant les modes principaux $K_{\mu 2}$ ou $K_{\pi 2}$, ont

fourni la quasi certitude que 21 désintégrations ou interactions de K^+ se sont produites en vol.

g) ANGLE ENTRE LE Σ^+ ET LE π^+ DANS LES INTERACTIONS DE K^-

Parmi les mésons K^- dont l'interaction avec les protons de la chambre donne lieu à la réaction $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+$, n'ont été conservés que ceux dont l'angle entre le Σ^+ et le π^+ est inférieur à 5° environ. Les autres ont été rejetés comme n'étant pas issus d'une interaction de K^- à l'arrêt.

Ce critère retire de notre lot 26 évènements.

La purification semi-quantitative qui vient d'être exposée, n'a pas été réalisée en fait exactement dans l'ordre ci-dessus. En réalité un certain nombre d'évènements éliminés par l'un des critères n'a pas été considéré comme éliminés définitivement du lot, par suite le nombre définitif d'évènements éliminés est naturellement inférieur au nombre d'éliminations, quelques évènements ayant été éliminés simultanément pour deux raisons.

En fait, le nombre d'évènements éliminés a été de 159 (au lieu de 171 qu'on dénombrerait ci-dessus).

Le lot résiduel, sensiblement épuré ainsi obtenu compte $362 - 159 = 203$ évènements.

A cet échantillon, nous avons ajouté les évènements repérés de la même manière dans l'ancien lot de photographies provenant de la première expérience d'antiprotons à l'arrêt (lot étudié en collaboration par notre groupe et le groupe homologue du CERN et, partiellement, dans le nouveau lot étudié par le groupe du CERN).

C'est à ce total de 253 évènements que nous avons fait subir les purifications quantitatives suivantes.

V - PURIFICATION QUANTITATIVE

Il est évident que la phase d'élimination semi-quantitative ne peut être considérée comme terminale, néanmoins elle nous a permis d'avoir un lot restreint relativement pur. Pour poursuivre la chaîne de purification nous avons à notre disposition deux méthodes. La première est basée sur l'étude des secondaires de désintégration.

tion du K^+ et d'interaction du K^+ , la seconde, de portée générale est basée sur les seules caractéristiques du K^+ . Elle est la seule applicable aux événements du type $K^+ + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ ou $\Lambda^0 + 2\pi^0$ ou $\Sigma^0 + \pi^0$ ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$).

a) PURIFICATION DES K^+ PAR ETUDE DES SECONDAIRES DE LEUR DESINTEGRATION

(1) Méthode

La méthode que nous allons exposer ne prétend pas à une grande efficacité, cependant elle conduit à une élimination d'évènements certainement en vol.

La mesure des impulsions des secondaires chargés de la désintégration du K^+ , nous conduit à l'histogramme de la fig. III, c.

Cette étude a été réalisée sur l'ensemble des événements ayant satisfait, pour les K^+ , aux critères qualitatifs du paragraphe IV. Le lot comporte en particulier des événements pour lesquels le K^+ peut être en vol. La statistique, de ce fait, est plus abondante et par suite, les définitions des coupures que nous pouvons envisager pour purifier notre lot seront meilleures. On peut voir apparaître le pic principal dû à la quantité de mouvement de 235 MeV/c caractéristique de la désintégration du K^+ en $\mu^+ + \nu_\mu$. Dans la bande d'impulsion voisine de 205 MeV/c, le peuplement important de l'histogramme indique la présence du π provenant de la désintégration du $K_{\pi 2}^+$. Le rapport des hauteurs est sensiblement en accord avec le pourcentage attendu pour les divers modes de désintégrations. La population à gauche du pic du $K_{\pi 2}^+$ est constituée, d'une part, des désintégrations en trois corps ($K_{\mu 3}^+$ et $K_{e 3}^+$) soit environ 10 % du lot des K^+ à l'arrêt, et d'autre part, d'évènements se désintégrant en vol avec un grand angle entre le K^+ et son produit de désintégration.

Le fond à droite, par contre, ne peut être constitué que de secondaires provenant d'une désintégration en vol du K^+ , compte tenu des erreurs de mesure.

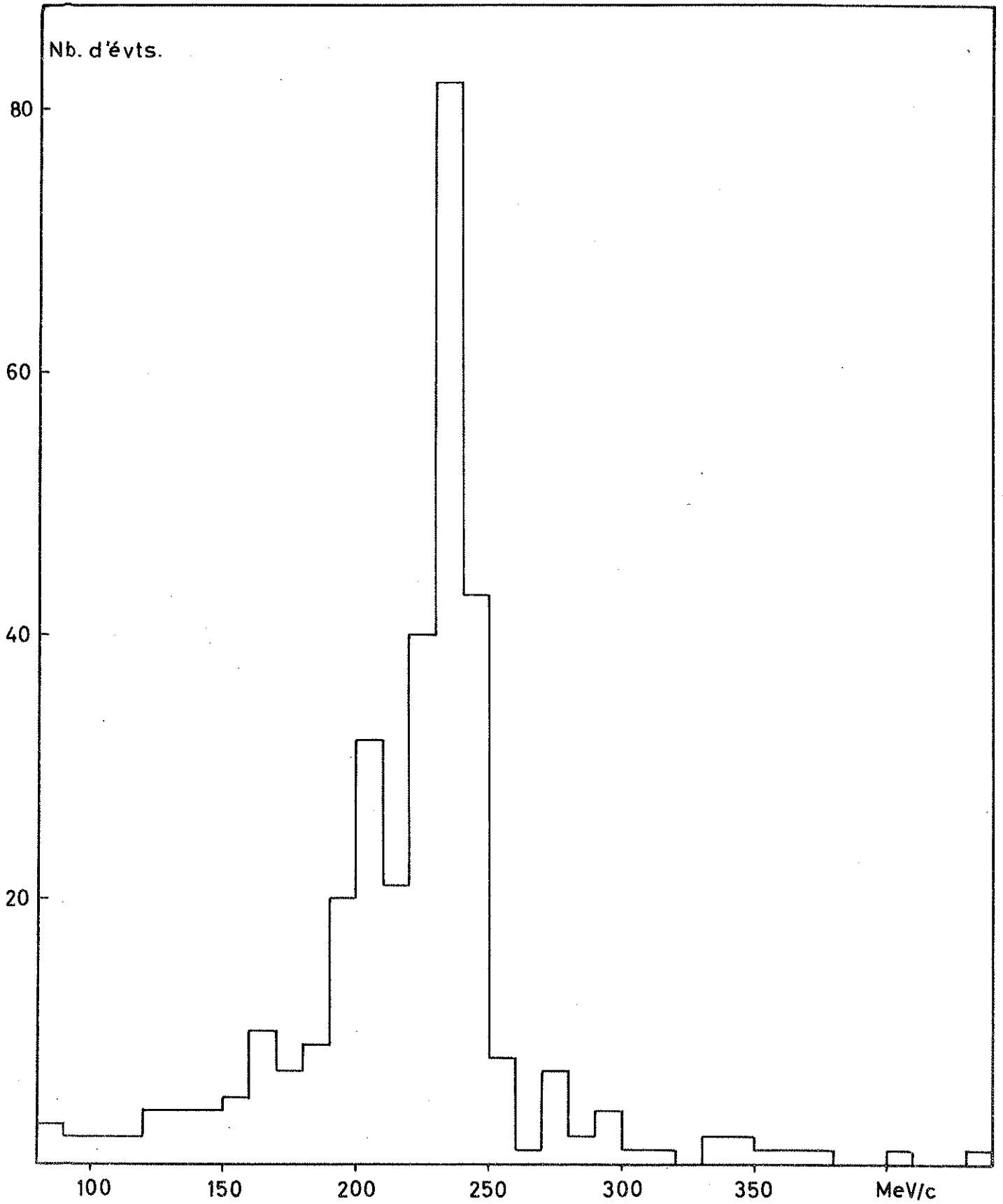
En conséquence, nous avons éliminé les événements comportant un K^+ dont le secondaire a une impulsion supérieure à 260 MeV/c.

(2) Efficacité de la purification

La distribution de la fig. III, c est due à 325 événements dont 25 se trouvent à l'extérieur de la bande 0 - 260 MeV/c. Par conséquent cette purification retire de notre lot environ $1/13^e$ des événements.

Fig.(III,c)

IMPULSION DES SECONDAIRES DE $K^+ \rightarrow 1^+$



Nous pouvons chiffrer directement l'efficacité de cette élimination en comparant la distribution des impulsions des secondaires des K^+ à celle des secondaires des $K^- + l^-$ qui, on le sait, sont tous en vol.

Cette distribution (fig. III, b) comporte 23 évènements extérieurs à la bande d'impulsion retenue 0 - 260 MeV/c, alors que le nombre total de secondaires mesurés est de 71. D'où l'efficacité de la purification adoptée : 23/71, soit 31 %.

(3) Purification des $K^+ + \tau^+$

Dans notre lot, 13 K^+ se sont désintégrés suivant le mode τ^+ . Nous avons pour 12 d'entre eux mesuré les secondaires, et un bilan des impulsions nous permet de conclure que des τ^+ sont issus d'une désintégration à l'arrêt. Le 13^{ème} n'était pas mesurable. En fait les τ^+ manifestement en vol avaient déjà été éliminés dans la phase d'épuration semi-quantitative.

b) PURIFICATION DES K^- PAR ETUDE DE LEUR INTERACTION

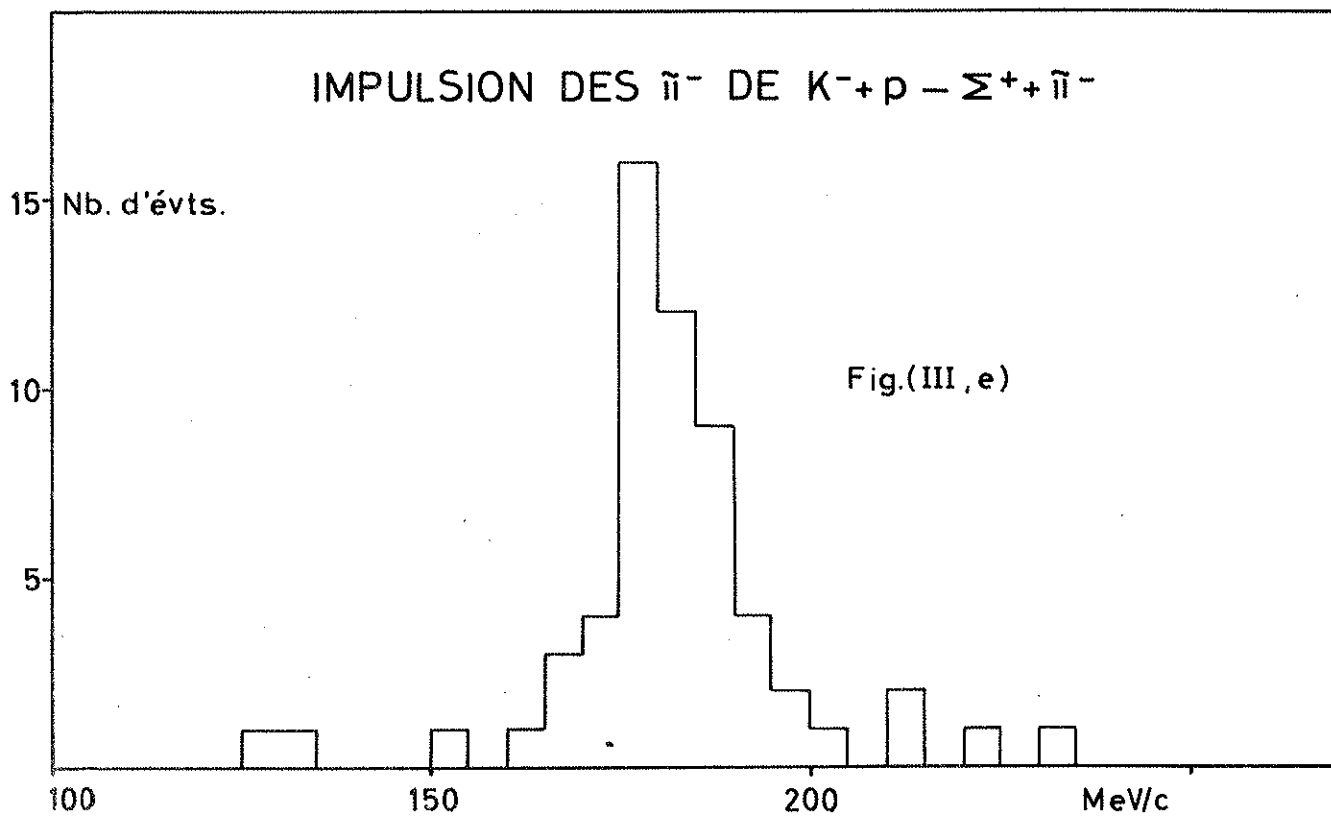
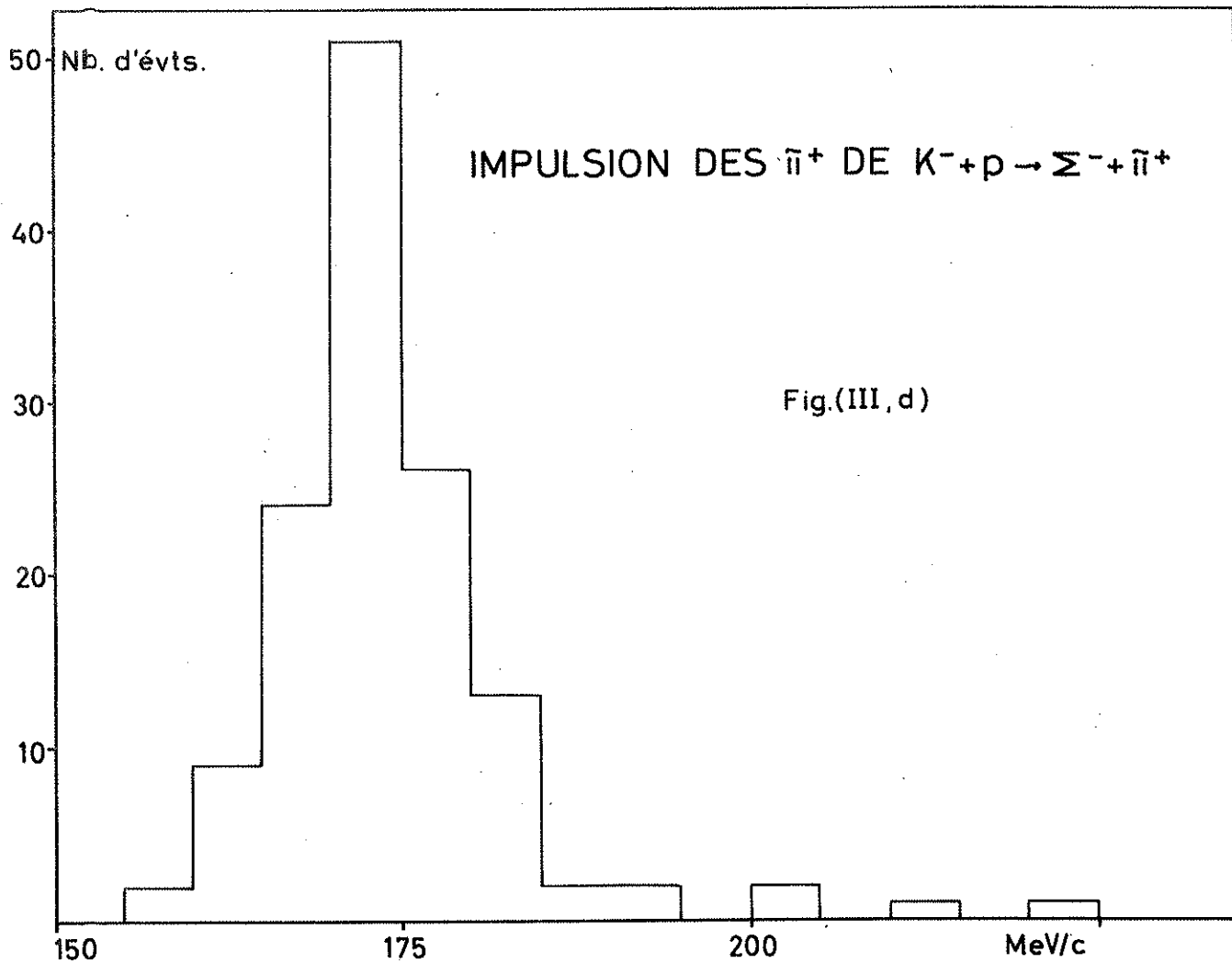
Méthode

Nous dénombrons 195 évènements dont le K^- , interagissant avec un proton produit un Σ^+ en association avec un π^+ mesurable.

Nous avons considéré comme distinctes les catégories à $\Sigma^+ \pi^-$ et $\Sigma^- \pi^+$, les masses de Σ^- et Σ^+ n'étant pas identiques.

Si l'on attribue, les valeurs de masse nouvellement déterminées par Barkas (1963) soit 1189,4 MeV/c pour le Σ^+ , le π^- associé doit avoir pour impulsion 181,6 MeV/c. Quant au Σ^- auquel nous avons attribué la masse de 1197,4 MeV/c la valeur de l'impulsion du π^+ doit être de 173,1 MeV/c. La mesure des trajectoires des π^+ et π^- associés au Σ^- et Σ^+ nous a fourni une estimation des impulsions de ces π^\pm que nous avons portée respectivement sur les histogrammes fig. III, d et III, e. Les valeurs moyennes des distributions de ces figures sont en excellent accord avec les valeurs attendues et sont résumées dans le tableau ci-après.

Pour les deux distributions nous n'avons retenu que les évènements intérieurs à 3 écarts quadratiques moyens de part et d'autre de la valeur moyenne.



Interaction	Nombre d'év.	\vec{p} calculé MeV/c	$\langle \vec{p} \rangle_{\text{exp.}}$ MeV/c \pm fluct. statist.	Ecart quadratique moyen
$K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$	59	181,6	181,9 \pm 1,0	8 MeV/c
$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$	136	173,1	173,6 \pm 0,6	7 MeV/c

Pour la distribution des impulsions des π^+ associés au Σ^- , 4 évènements sont extérieurs et retirés du lot.

La distribution des π^- associés aux Σ^+ est plus dispersée et 7 évènements sont extérieurs à la bande fixée par les limites sus-indiquées. Nous les retirons du lot définitif.

c) METHODE DES FLECHES DE DIFFUSION COULOMBIENNE

Si la possibilité a été offerte de pouvoir affiner le lot des K se désintégrant ou interagissant en donnant des produits chargés, le problème de la purification dans les interactions des types suivants : $K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + 2\pi^0$; $\Sigma^0 + \pi^0$ ($\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$) reste entier. Nous allons exposer un procédé de purification consistant à appliquer un critère qui n'a qu'une efficacité limitée, mais n'en est pas moins d'une très grande utilité dans les interactions qui nous intéressent.

(1) Calcul de la flèche de diffusion coulombienne

On sait (réf. II, 2) qu'il existe une relation simple, entre la flèche parasite et le déplacement latéral dus à la diffusion coulombienne, de la forme :

$$\langle \Delta f^2 \rangle = \frac{1}{16} \langle \Delta y^2 \rangle$$

où $\langle \Delta f^2 \rangle$ est le carré de la flèche quadratique moyenne et $\langle \Delta y^2 \rangle$ le carré du déplacement latéral quadratique moyen.

Une évaluation des déplacements latéraux nous permettra par conséquent, d'estimer dans quelles limites la flèche correspondante peut être considérée comme due à la diffusion multiple.

Ce déplacement latéral ne peut être évalué par la méthode de Fermi qui néglige les pertes d'énergie par ionisation (méthode exposée dans la réf. II, 2)

Pour tenir compte des pertes d'énergie qui sont importantes dans nos événements, nous employons la méthode plus générale de L. EYGES (réf. III, 6) dans laquelle la perte d'énergie est prise en considération avec une bonne approximation.

De fait, nous nous bornerons à calculer la distribution latérale qui dépend du parcours t de la particule, exprimée en unité longueur de radiation X_0 par la relation :

$$A_2(t) = \int_0^t \frac{(t - \eta)^2}{W^2(\eta)} d\eta \quad (1)$$

où $W = 2p\beta c/E_s$ avec $E_s = 21 \text{ MeV}$, p : impulsion de particule en MeV/c et β vitesse de la particule exprimée en unité c (vitesse de la lumière).

Soit L le parcours d'une particule d'impulsion p_i ($L = tX_0$) la variable η s'exprime par $\eta = \frac{L - s}{X_0}$, s étant la distance restant à parcourir.

En posant $p = k s^\alpha$ la relation (1) devient :

$$A_2(s) = \frac{E_s}{4X_0} \int_0^L \frac{s (k^2 s^{2\alpha} + m^2)}{k^4 s^{4\alpha}} ds$$

Cette intégrale est convergente et son calcul nous donnera après rétablissement d'unités commodes la relation :

$$A_2 = \frac{E_s}{4X_0} \left[\frac{1}{3 - 2\alpha} \frac{L^3}{p_i^2} + \frac{m^2 L^3}{(3 - 4\alpha) p_i^4} \right]$$

Dans cette relation si L est exprimée en mm , p_i : impulsion initiale de la particule en MeV/c , m : masse de la particule en MeV/c et X_0 en mm alors A_2 est en $(\text{mm})^2$. Rappelons que $\alpha = 0,278$.

La carré du déplacement latéral est lié à l'intégrale A_2 par la relation $\langle \Delta y^2 \rangle = 2A_2$. Par conséquent le carré de la flèche due à la diffusion coulombienne est $\frac{A_2}{8}$. Nous noterons sur l'expression de A_2 , ci-dessus, que p_i est sensiblement proportionnel à $L^{1/4}$ et le second terme du crochet étant prépondérant, A_2 est sensiblement proportionnel à L^2 et par conséquent Δf est sensiblement linéaire en L .

(2) Méthode de purification

L'estimation de la flèche parasite due à la diffusion coulombienne, à laquelle il vient d'être procédé, fournit une méthode de test d'arrêt applicable à l'ensemble des K^+ .

En effet le procédé d'optimisation de l'angle azimutal des traces qui s'arrêtent que nous avons utilisé (sous-programme TRAAR) passe par l'intermédiaire de la trace idéale sans diffusion coulombienne ayant à l'origine la même quantité de mouvement que la trace réelle. A cette trajectoire idéale correspond une flèche idéale qui diffère de la flèche réelle d'une quantité Δf dont la valeur moyenne doit être la flèche parasite due pratiquement à la seule diffusion coulombienne.

Il n'est pas évident a priori que l'erreur de pointé n'intervienne pratiquement pas dans ce Δf . En fait, la flèche réelle dont il est question est la flèche du cercle le mieux adapté à la trajectoire réelle, cependant que la flèche idéale calculée est également la flèche du cercle le mieux adapté à la trajectoire idéale. Comme de plus, les deux trajectoires sont issues du même point (annihilation) l'erreur due au pointé est pratiquement toujours négligeable même pour les trajectoires très courtes (60μ à comparer aux 50μ de diffusion coulombienne pour $L = 1 \text{ cm}$).

(3) Calibrage par les $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+$ à l'arrêt

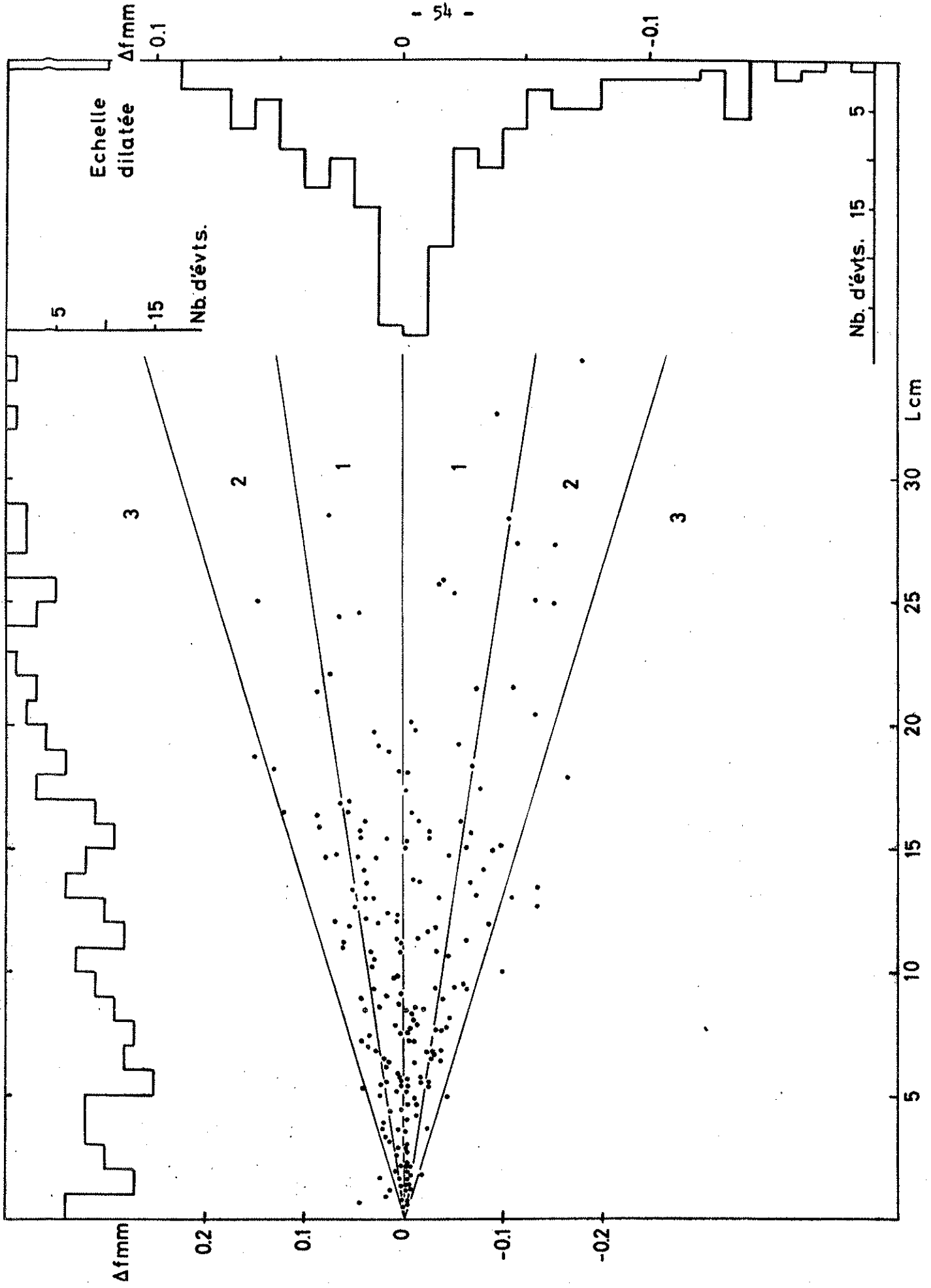
La longueur de radiation X_0 à prendre en compte dans le calcul de la flèche parasite de diffusion coulombienne étant mal connue, nous avons, au lieu de calculer la flèche parasite à partir des valeurs habituellement adoptées pour X_0 , préféré déterminer directement la valeur de la flèche parasite de diffusion à partir des événements du type $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^+$ collinéaires.

Ces événements font l'objet du diagramme (III, f) et des histogrammes (III, g).

On voit, en premier lieu, sur l'histogramme (III, g) que la distribution des f est convenablement centrée sur zéro, et en second lieu sur le diagramme (III, f) que les flèches de diffusion sont en moyenne approximativement fonction linéaire de la longueur, ce qu'on peut vérifier directement sur le diagramme où nous avons tracé des droites correspondant à 1 et 2 écarts quadratiques moyens.

Fig.(III.f et III.g)

FLECHE DE DIFFUSION COULOMBIENNE DES MESONS K^- DANS $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \bar{n} + \bar{\pi}^+$



Remarque : La droite correspondant à l'écart quadratique moyen, fournit à partir de l'expression adoptée pour A_2 , une valeur pour X_0 égale à 16,7 mètres.

(4) Efficacité et application de la méthode

Pour obtenir une estimation de l'efficacité de la méthode de purification nous nous référerons une fois de plus au lot de désintégration des K^- qui constitue un lot pur d'évènements en vol. L'examen du diagramme (III, h) nous permet de constater que les points représentatifs situés à l'extérieur des zones 1 et 2 sont très nombreux. D'où une méthode de purification évidente qui consiste à éliminer tous les évènements situés dans la région 3 inférieure.

On peut d'ailleurs chiffrer immédiatement l'efficacité de cette méthode en calculant pour les 71 $K^- \rightarrow l^-$ la proportion du nombre d'évènements situés à l'extérieur des zones 1 et 2 par rapport à l'ensemble des évènements. On trouve une efficacité d'environ 60 %.

La méthode appliquée à $K^- + p \rightarrow$ neutres (diagramme III, i) élimine 4 K^- . La même méthode appliquée au K^+ (diagramme III, j) élimine 44 K^+ .

VI - ECHANTILLON DEFINITIF ET CONTAMINATION

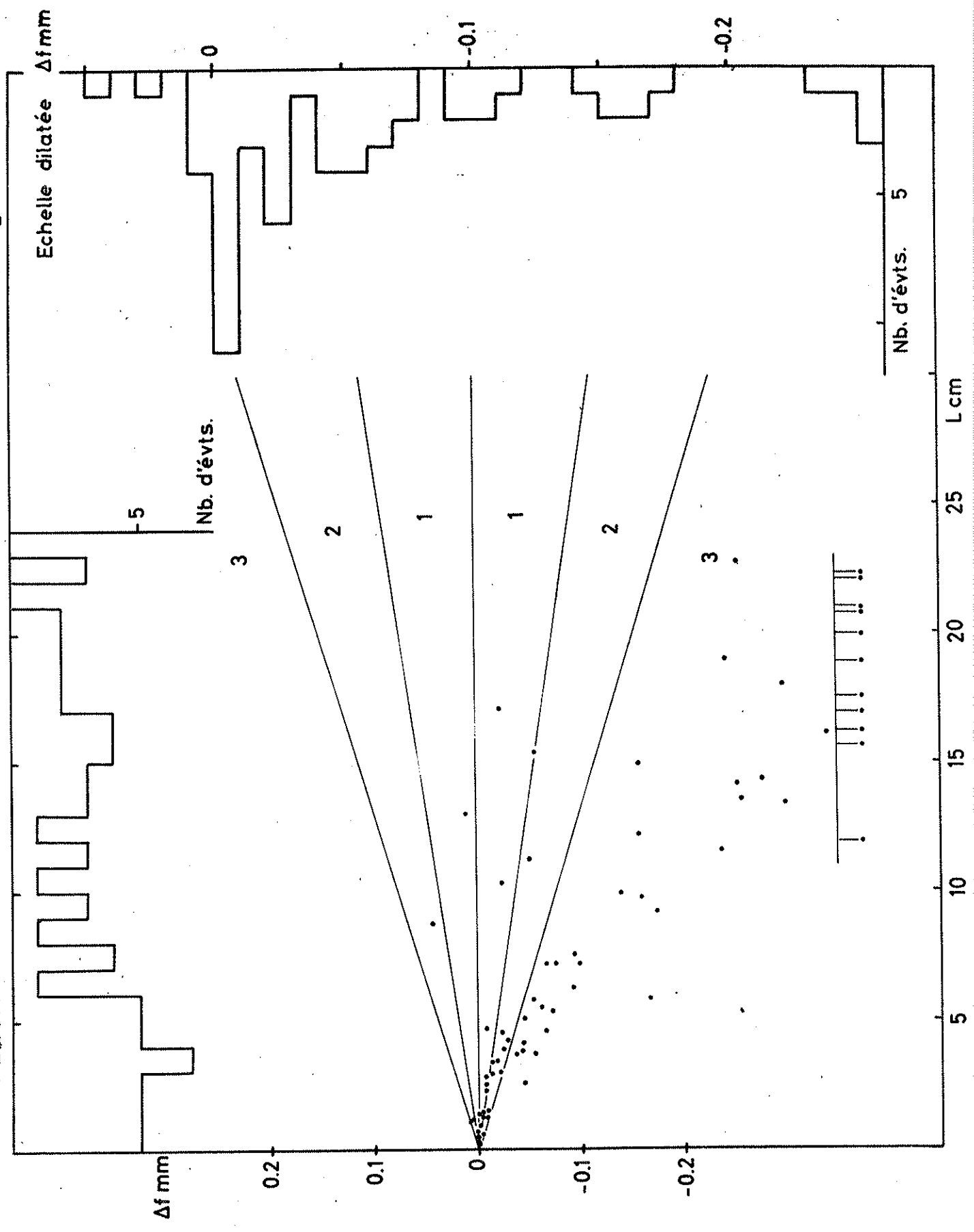
Nous avons vu que les critères de sélection semi-quantitatifs ne nous laissent que 253 évènements, tandis que l'application des méthodes de purification quantitatives éliminent à leur tour 67 évènements incompatibles avec l'arrêt du K^- .

L'analyse dynamique, dont il sera fait brièvement mention ci-dessous nous permet d'éliminer les 7 % d'annihilations d'antiprotons en vol (soit 16 annihilations) par l'application des critères exposés ci-dessus dans le diagramme (M, ΔM).

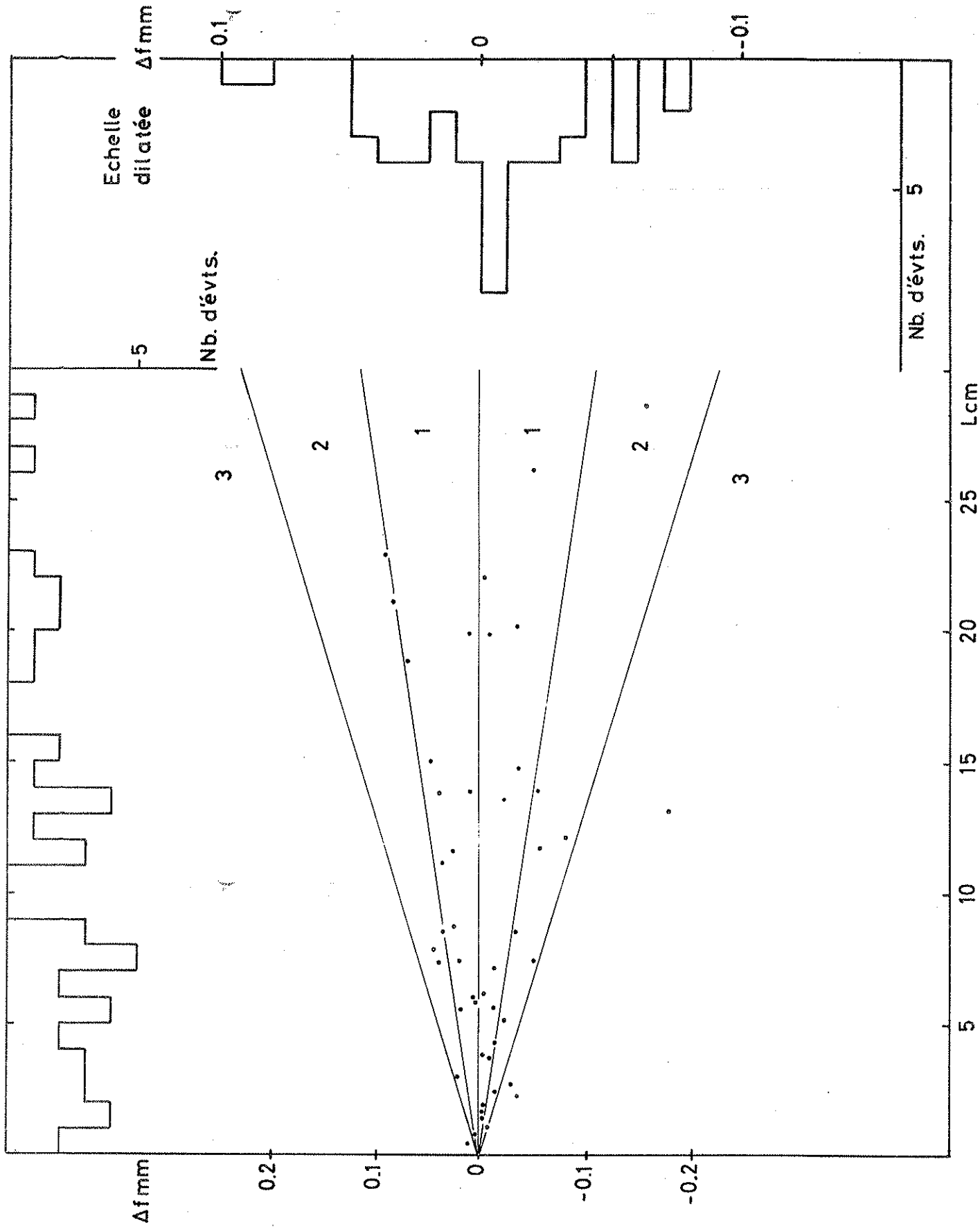
C'est en définitive sur un lot de 172 annihilations d'antiprotons à deux K chargés à l'arrêt que nous porterons notre attention.

Il est évident que ces diverses méthodes de purification ne nous ont pas fourni un lot parfaitement pur de K chargés à l'arrêt. Nous allons cependant chiffrer la contamination résiduelle d'évènements dont l'un des K au moins est en vol.

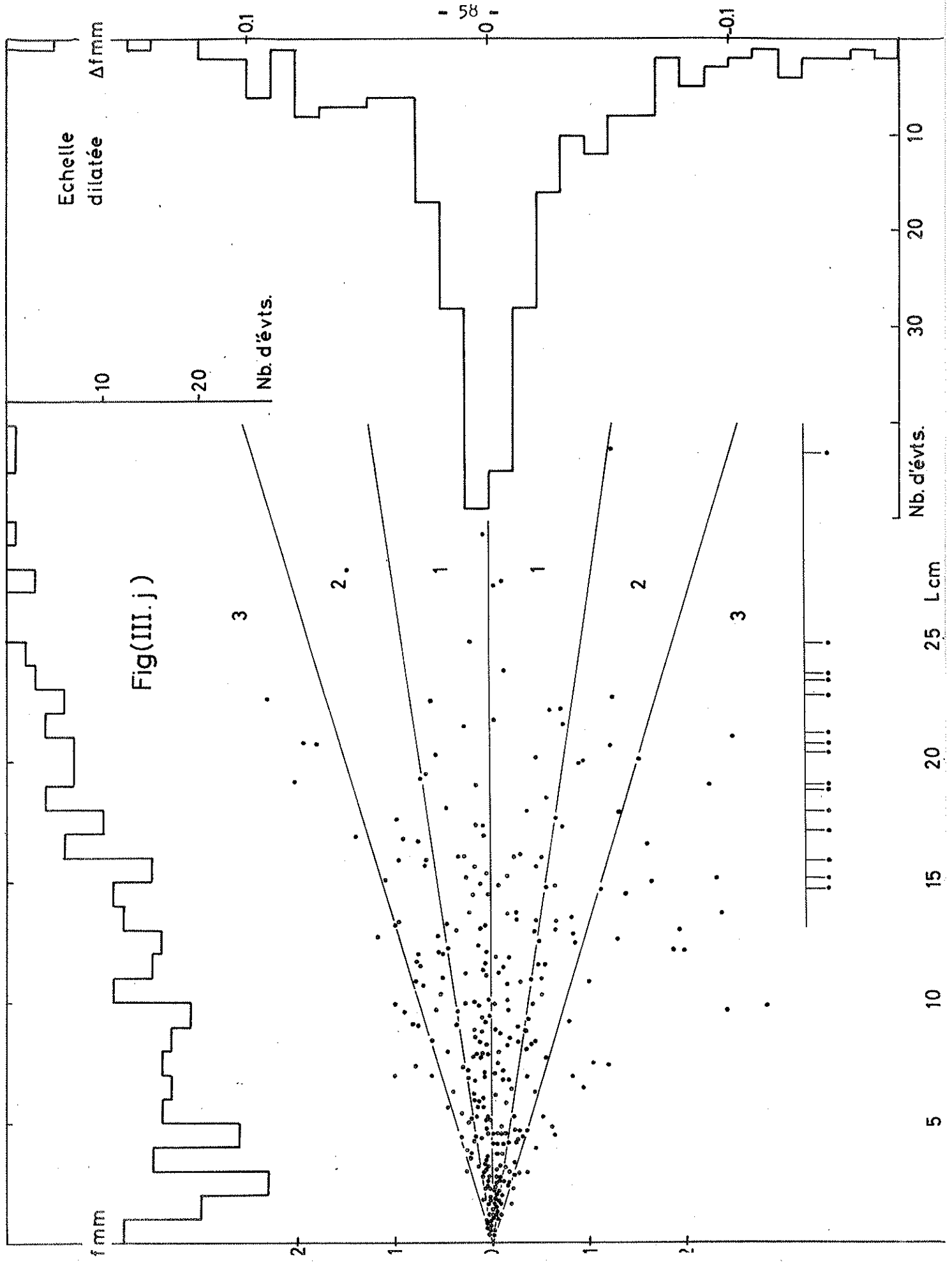
FLECHE DE DIFFUSION COULOMBIENNE DES MESONS K⁻ Fig.(III,h)



FLECHE DE DIFFUSION COULOMBIENNE DES MESONS K^- DANS $K^+p \rightarrow \Lambda^0$



FLECHE DE DIFFUSION COULOMBIENNE DES MESONS K⁺



a) Contamination en K^+ en vol

Soit $N = 253$ le nombre d'évènements ayant satisfait aux critères semi-quantitatifs.

Soit n_+ le nombre d'évènements éliminés par le test de la flèche coulombienne appliqué aux K^+ , l'efficacité de la méthode étant de 60 %, la contamination en vol après ce procédé est $\frac{2}{3} n_+$.

Soit, par ailleurs, ϵ_+ le nombre d'évènements non éliminés par le test "flèche" et éliminés par la mesure de l'impulsion du secondaire, la proportion d'évènements à K^+ en vol et ayant résisté à notre purification est alors de :

$$X_+ = \frac{\frac{2}{3} n_+ - \epsilon_+}{N} = \frac{64}{759} \sim 8,4 \%$$

b) Contamination en K^- en vol

Seuls, les K^- produisant des particules neutres peuvent contribuer à une contamination d'évènements à K^- en vol. Les $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + \pi^-$ ont été suffisamment purifiés pour que leur contamination en K^- en vol puisse être considérée comme négligeable.

Parmi les $K^- \rightarrow \Lambda^0$, 4 ont été éliminés par le test flèche, on peut par suite chiffrer la contamination en K^- en vol et on a :

$$X_- = \frac{2}{3} \times 4/253 = \frac{8}{759} \text{ soit } \sim 1 \%$$

c) Contamination globale

Si on suppose, et ceci est parfaitement justifié, que les arrêts des K^+ et K^- sont indépendants, alors le nombre d'évènements où le K^+ et le K^- sont à l'arrêt est :

$$(1 - X_+) (1 - X_-) : 1 - X_+ - X_- + X_+ X_-$$

soit dans notre cas

$$(1 - 0,084) (1 - 0,01) = 90,5 \%$$

et la contamination globale d'évènements où l'un des K est en vol est de 9,5 %.

VII - ANALYSE DYNAMIQUE DES EVENEMENTS

Les résultats de la reconstitution géométrique et les paramètres caractérisant les particules produites à l'annihilation, vont maintenant être traités par le programme GAP d'analyse dynamique.

Nous n'aborderons pas les méthodes d'optimisation utilisées dans ce programme, elles font partie à présent des habituelles et traditionnelles méthodes employées dans le traitement des événements de chambre à bulles sur machines arithmétiques, (réf. II, 1, III, 2 et III, 7).

Nous dirons cependant que ces méthodes permettent de chiffrer la probabilité des hypothèses physiques envisagées pour chaque particule et d'identifier les événements.

Nous nous servirons principalement de deux critères pour départager les différentes solutions correspondant aux diverses hypothèses. Ce sont la masse manquante et le χ^2 total à l'annihilation, ce dernier étant défini par :

$$\chi^2_{\text{total}} = \sum_{ij} (X_{im} - X_{iv}) G_{ij}^{-1} (X_{jm} - X_{jv})$$

où les X_{im} et X_{iv} sont respectivement les quantités mesurées et adaptées, et G_{ij} la matrice d'erreur.

Remarque : En réalité, nous n'aurons pas d'ambiguïtés à lever, car nos événements se présentent sous la forme de deux mésons K et 2 mésons π , et l'énergie disponible dans l'annihilation d'antiprotons à l'arrêt avec production de K ne permet pas d'avoir une grande variété de produits de décomposition la proportion d'annihilations en 6 corps dont deux mésons K est très faible (le mode 6 corps tous chargés est quasi-absent). Il ne reste par conséquent que deux catégories :

- l'une, annihilation en 4 corps (le paramètre d'optimisation suit une loi de χ^2 à 4 degrés de liberté),
- l'autre, annihilation en 5 corps (le paramètre d'optimisation suit la même loi mais à 1 degré de liberté).

a) Critères de sélection

Dans tous les cas nous avons considéré comme suspects les évènements dont le χ^2 est supérieur à 6 fois l'espérance mathématique du χ^2 correspondant au nombre de degrés de liberté envisagés.

Par ailleurs, nous avons coupé l'histogramme des masses manquantes au-delà de 3 écarts quadratiques (évidemment calculés sur les quantités mesurées).

En fait, l'optimisation et le χ^2 correspondant lèvent l'ambiguïté dans la quasi totalité des cas.

Nous ne constatons que 2 évènements où l'ambiguïté subsiste, nous avons jugé préférable de les retirer du lot ainsi que le seul 6 corps qui se soit manifesté.

b) Répartition des évènements

Sur les 173 évènements ayant franchi le cap des éliminations semi-quantitatives et quantitatives, 170 d'entre eux ont fourni une optimisation des données et se sont répartis de la façon suivante : 25 $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ et 145 $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$.

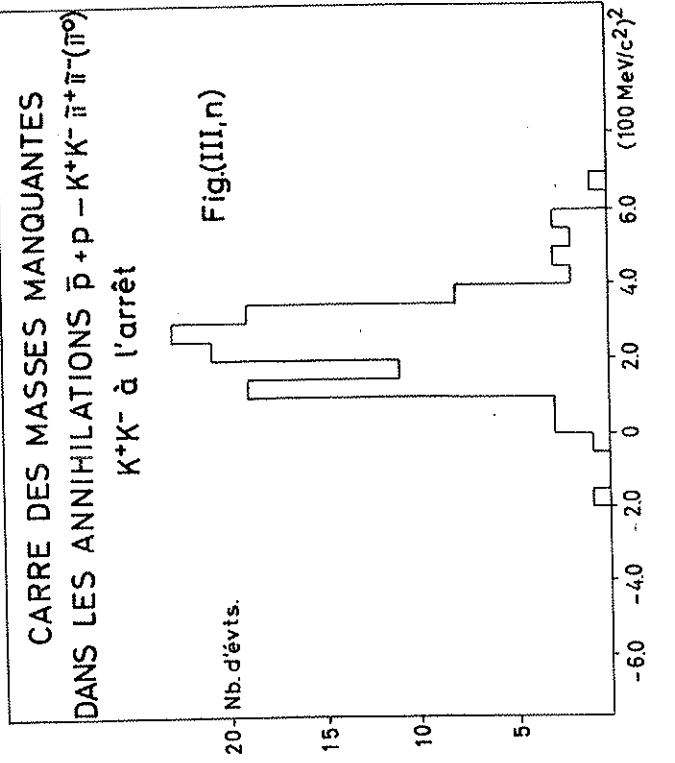
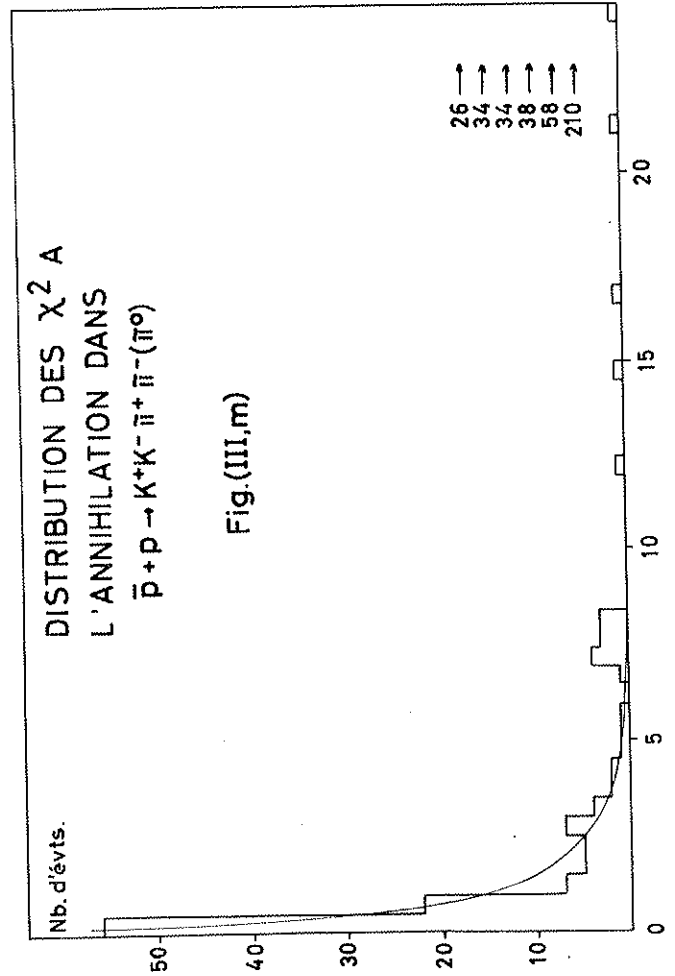
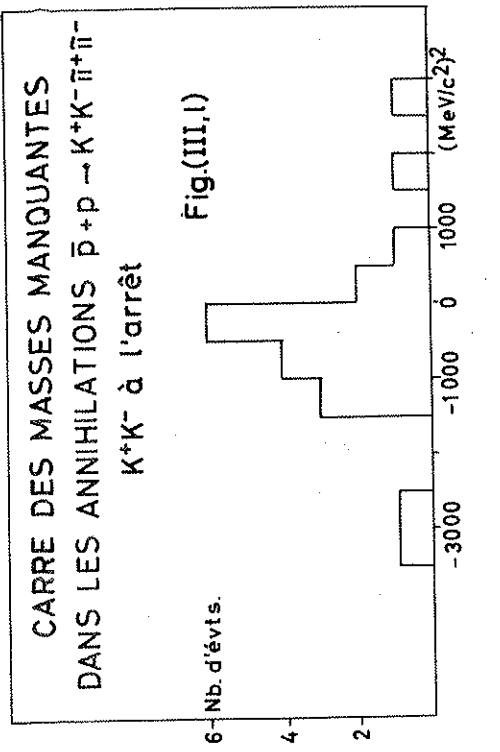
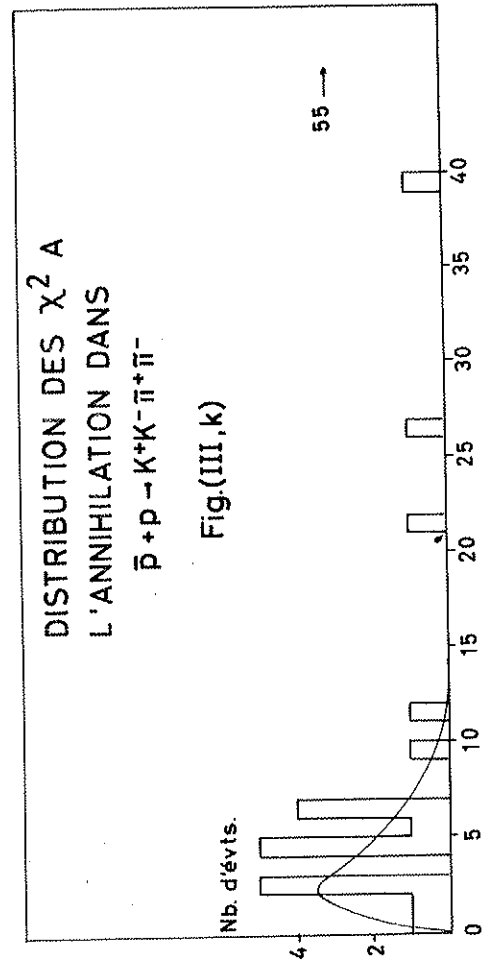
Nous ferons, par la suite une distinction des 4 corps et des 5 corps dans la catégorie phénoménologique 4 branches $K^+ K^-$ qui nous intéresse.

c) Application des critères de sélection

(1) Lot des $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$

Comme indiqué ci-dessus sur les 25 évènements compatibles avec une annihilation en $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ nous ne conservons que ceux dont le χ^2 est inférieur à 24.

Si l'on dresse un histogramme de la répartition des χ^2 fig. (III, k) et que l'on porte une distribution théorique d'une loi des χ^2 à 4 degrés de liberté, on peut constater que la distribution expérimentale suit assez bien la loi attendue. La distribution des carrés de la masse manquante à l'annihilation est sensiblement centrée sur une valeur légèrement négative fig. III, l. Ce qui s'explique si l'on considère les dispersions sur les deux termes du calcul de la masse manquante : $MM^2 = (E_0 - \sum E_i)^2 - (\sum \vec{P}_i)^2$. Pour des valeurs

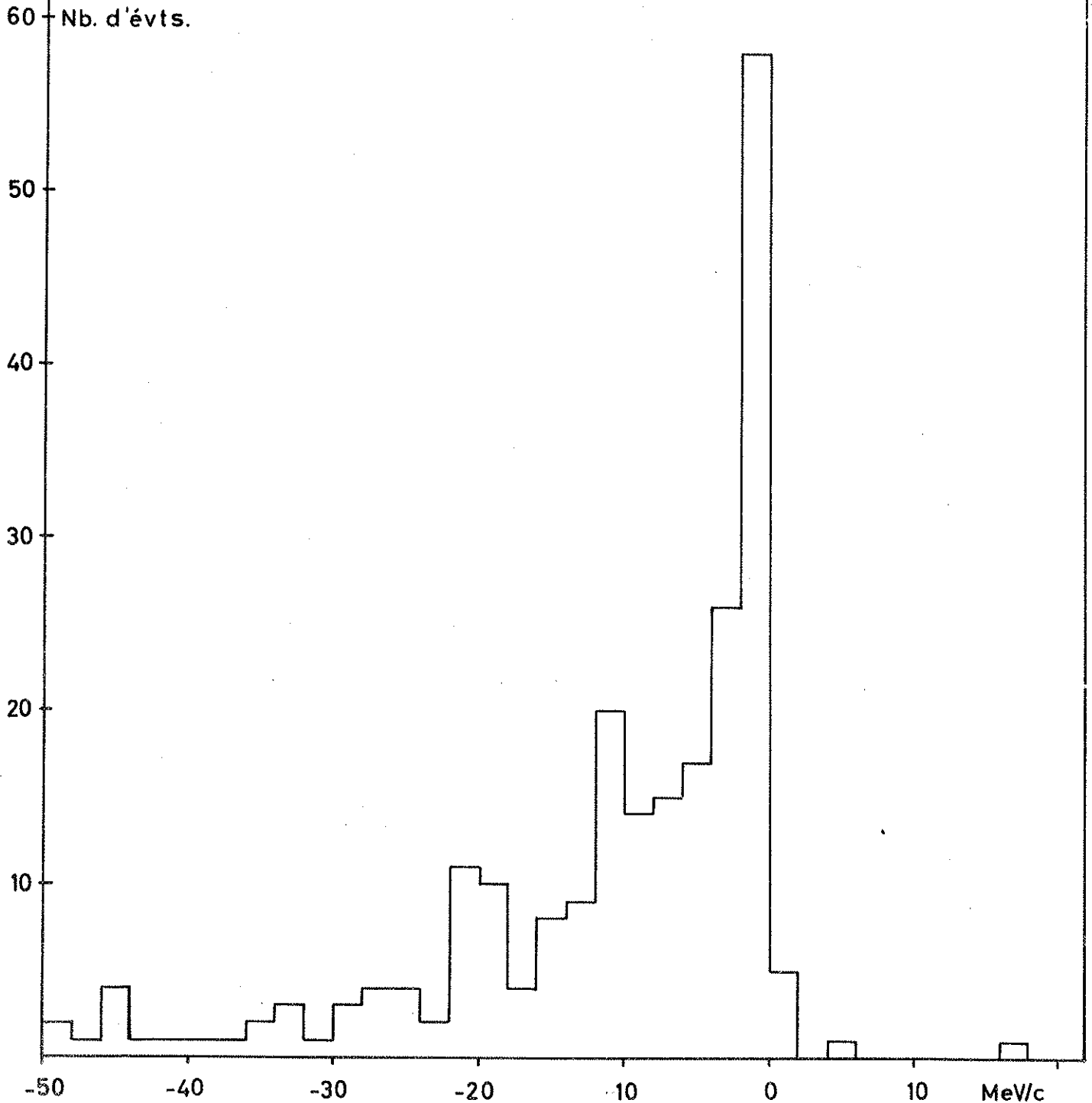


DISTRIBUTION DES DIFFERENCES DES IMPULSIONS
DES K CALCULES PAR IMPULSION PARCOURS

DANS $\bar{p}+p-K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$

① Dans GAP ② Dans TRAAR

Fig.(III,p)



de $MM = 0$ on réalise à la fois $(E_0 - \Sigma E_i) = 0$ et $|\vec{\Sigma P}_i| = 0$. La distribution $(E_0 - \Sigma E_i)$, en l'absence d'erreur systématique est centrée sur zéro tandis que la distribution de $|\vec{\Sigma P}_i|$ a forcément une valeur moyenne du module non nulle et par suite la différence est en moyenne négative. Nous reprendrons l'étude de ce lot dans le chapitre IV.

(2) Lot des $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$

Les évènements de ce type, particulièrement plus abondants que ceux de la catégorie précédente ont également subi les critères de sélections correspondants, en l'occurrence χ^2 et carré des masses manquantes.

La distribution expérimentale des χ^2 est en bon accord avec la répartition attendue fig. (III, m) tandis que la valeur moyenne des carrés des masses manquantes à l'annihilation est centrée sur le carré d'une masse de π^0 égale à $159 \text{ MeV}/c^2$ fig. (III, n).

Nous avons, pour les évènements dont le χ^2 est inférieur à 6, calculé la différence des impulsions des K^+ entre les estimations par le sous-programme TRAAR et par un des sous-programme du GAP. Comme on peut le constater sur l'histogramme (III, p) nous avons une valeur de l'impulsion déterminée par le GAP toujours sous-estimée. Un calcul d'erreur, tenant compte de cette sous-estimation, apporte à la distribution des carrés des masses manquantes à l'annihilation une correction qui centre le carré de la masse du π^0 à une valeur raisonnable $(140 \text{ MeV}/c^2)^2$.

L'application des deux critères χ^2 et masse manquante permet dans le cas des 4 corps comme des 5 corps de parfaire l'élimination des annihilations en vol et de sélectionner les évènements qui présentent une probabilité élevée de triple arrêt.

CHAPITRE IV

DETERMINATION DE LA MASSE ET DE LA VIE MOYENNE DU ω^0 ET DU ϕ^0 DANS LES ANNIHILATIONS COMPORTANT DEUX K CHARGES QUI S'ARRETTENT DANS LA CHAMBRE

A - ETUDE DES ANNIHILATIONS DU TYPE : $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$

Présence du ω^0

On sait que dans les annihilations de ce type, la production du $\omega^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ domine nettement tout autre phénomène d'interaction entre deux ou trois particules. En effet, l'évaluation des masses effectives des combinaisons deux à deux, ou trois à trois des particules produites dans ces annihilations, montre des distributions ne s'écartant pas de l'espace de phase attendu, sauf pour les masses effectives des 3π , où la présence de l' ω^0 est dominante comme on peut le voir sur l'histogramme (IV, a). Le fond non résonnant des 3π n'est pas très abondant et l'évaluation de la valeur moyenne de la masse ne présente pas de difficultés. Par contre, l'estimation de la largeur naturelle du ω^0 n'est pas immédiate. Le problème réside dans l'estimation des erreurs de mesures.

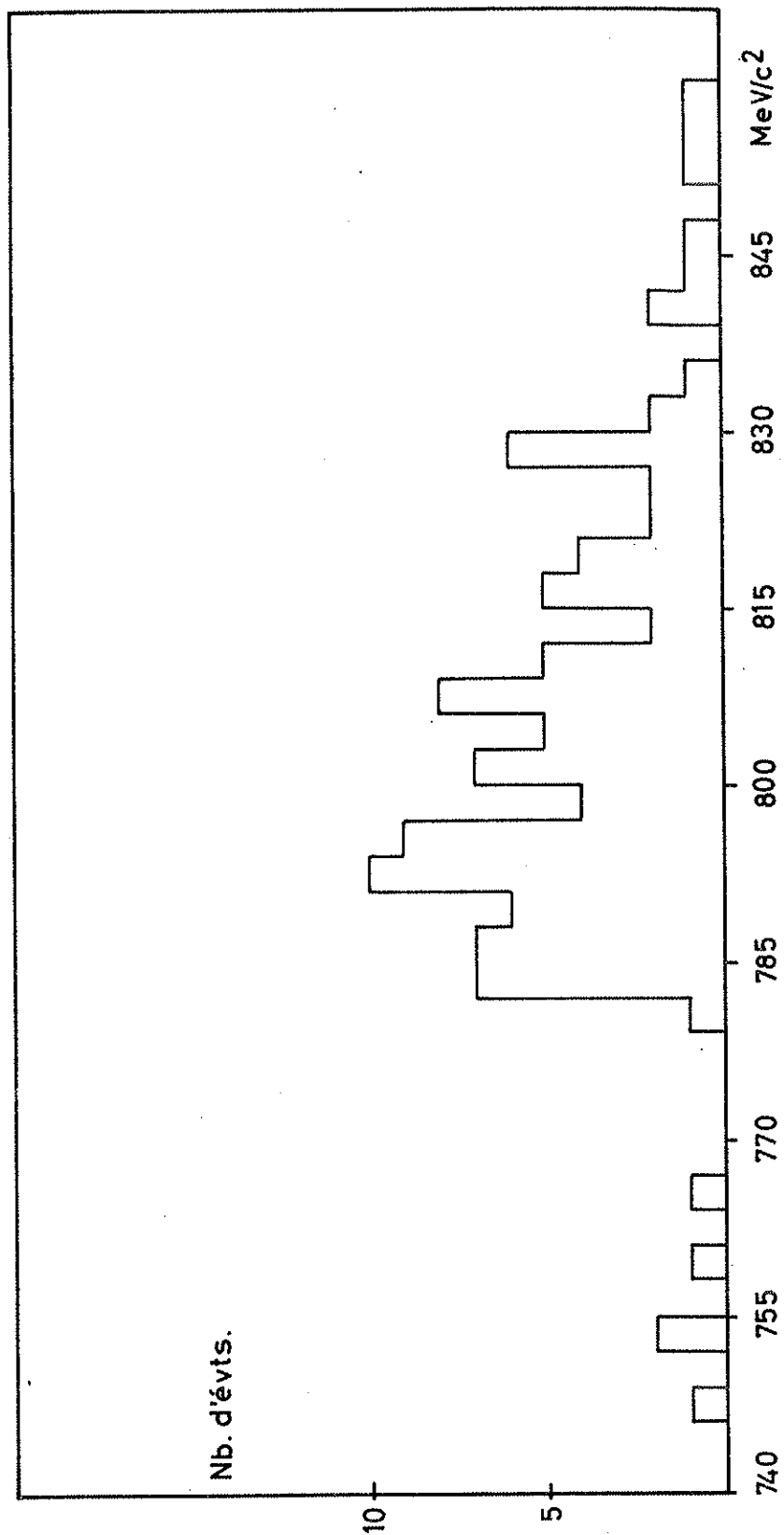
I/ DETERMINATION DE LA RESOLUTION DE MESURE

Nous avons exposé, dans le chapitre II, la méthode de calcul aboutissant à l'estimation des erreurs sur les paramètres caractérisant les traces, et à l'estimation de l'erreur sur la masse manquante à l'annihilation ou la masse effective de deux particules de l'état final.

REPARTITION DE LA MASSE EFFECTIVE DES 3π

DANS $\bar{p}+p-K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$

Fig.(IV,a)



Rappelons aussi, que nous plaçant dans des conditions aussi semblables que possibles au cas du $K^+ K^- \omega^0$, nous avons expérimenté cette méthode sur un lot de Λ^0 dont le proton et le méson π s'arrêtaient dans la chambre.

Les résultats obtenus nous ont permis de constater que les sous-programmes TRAAR et GALK, testés sur les Λ^0 , sont aptes à donner une estimation correcte de la masse manquante à l'annihilation, ainsi que l'erreur correspondante.

En effet, nous avons vu dans le paragraphe B du chapitre II que la valeur moyenne des erreurs calculées sur les carrés des masses effectives des Λ^0 était en excellent accord avec l'écart quadratique moyen de la distribution des carrés des masses effectives.

Nous pouvons par conséquent considérer que l'erreur expérimentale, due principalement aux erreurs de mesure, est bien représentée par l'estimation de l'erreur calculée dans GALK.

On peut voir sur la distribution (IV, b) la répartition des erreurs sur les masses manquantes aux deux K^+ et K^- dans l'annihilation de l'antiproton.

La valeur moyenne est centrée sur 1,1 MeV/c², ce qui correspond à une erreur sur la masse du même ordre.

II/ PREMIERE DETERMINATION DE LA MASSE ET LARGEUR EXPERIMENTALE BRUTE

Une détermination précise de la masse et de la largeur exige une première estimation grossière, qui sera le point de départ dans l'optimisation d'une courbe de Breit et Wigner.

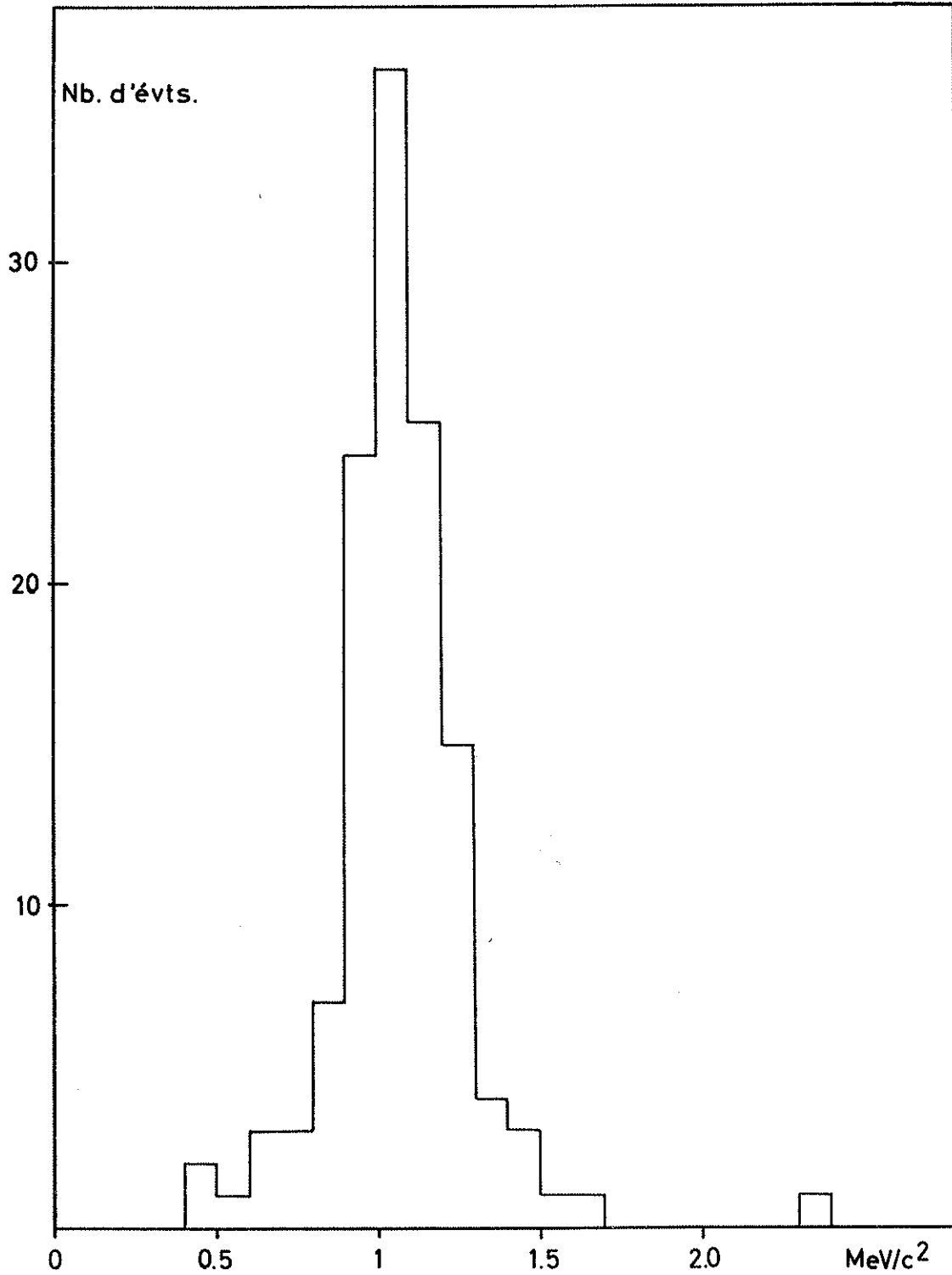
Nous avons, par conséquent, sans tenir compte des limites de visibilité de la chambre, dressé l'histogramme des masses manquantes à l'annihilation fig. (IV, c). La courbe en pointillé représente l'espace de phase des 3π , supposés sans interaction, dans la réaction $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Cette courbe d'espace de phase n'est pas normalisée, elle ne donne qu'une idée de la distribution statistique qu'on peut attendre s'il n'y avait pas de résonance.

La largeur expérimentale de la distribution des carrés des masses manquantes n'est pas compatible avec la valeur 1,1 MeV, qui est la moyenne de l'erreur commise sur la masse dans ce processus de mesure.

Fig.(IV,b)

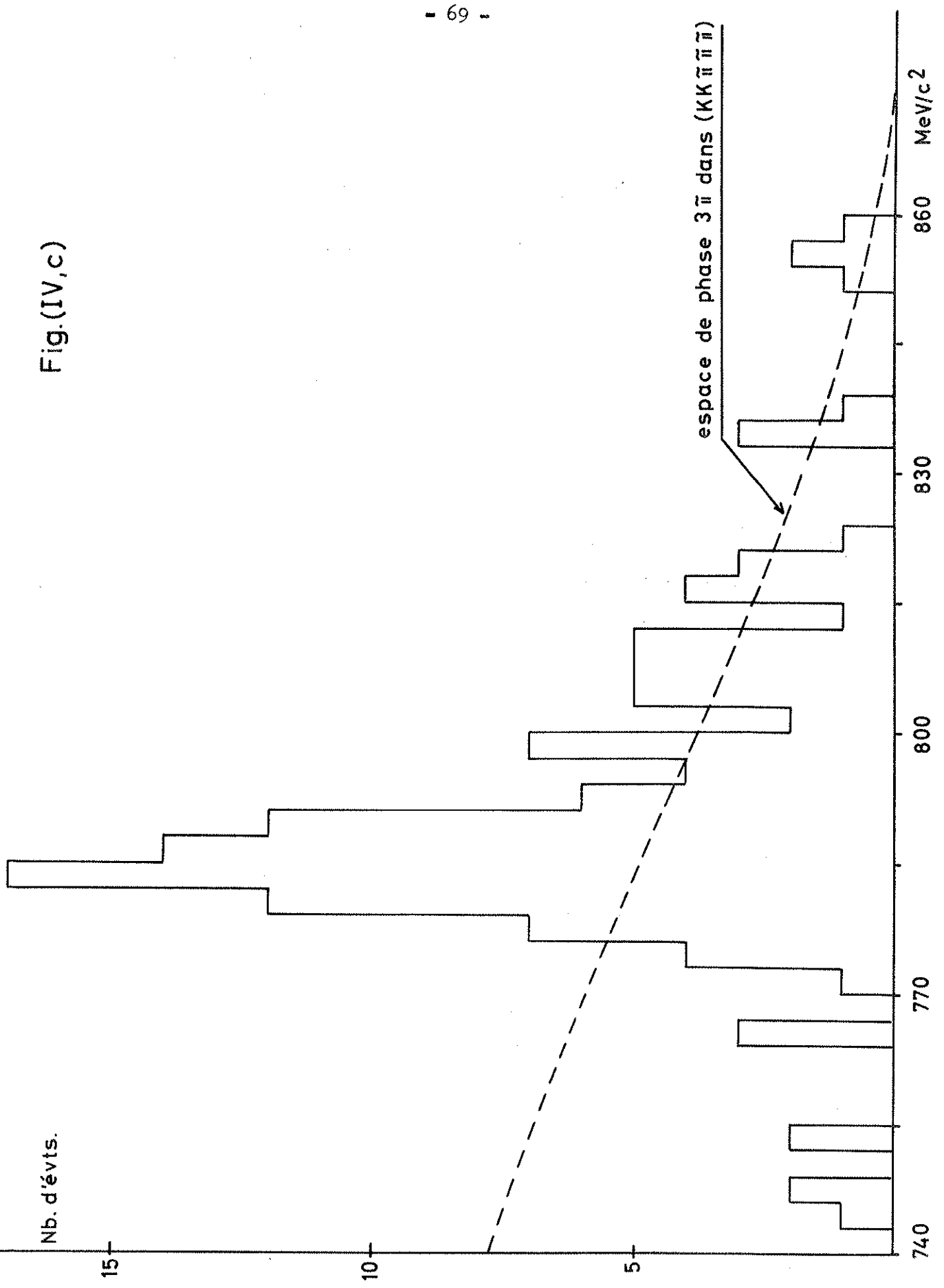
REPARTITION DES ERREURS SUR
LES MASSES MANQUANTES A (K^+K^-)
DANS $\bar{p}+p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$



REPARTITION DE LA MASSE MANQUANTE A (K^+K^-)

DANS $\bar{p}+p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$

Fig.(IV,c)



La considération d'une combinaison quadratique de la largeur expérimentale et de la largeur naturelle de $l'\omega^0$, montre que cette dernière est de l'ordre de plusieurs MeV.

La valeur moyenne de la distribution, si l'on fait abstraction d'un fond non résonnant est voisine de $784 \text{ MeV}/c^2$. Cette détermination n'est pas définitive et n'est en réalité qu'une première estimation grossière de la masse de $l'\omega^0$.

Nous devons tenir compte du volume fini, et en fait réduit, de la chambre à bulles qui peut fausser notre estimation.

Nous allons par suite dans le paragraphe suivant envisager les conséquences de la limitation de la chambre et principalement du volume visible de cette dernière.

III/ FONCTION DE DETECTION

a) Limitation de la chambre

L'exigence de signature pour les deux mésons K dans l'annihilation de l'antiproton réduit fortement le nombre d'annihilations retenues pour l'étude de ω^0 , et ce, à cause du volume fini de la chambre à bulles.

La détermination du volume utile de la chambre a été effectuée à partir des répartitions des points d'arrêt des mésons K^\pm . Ceci nous a conduit à considérer un volume parallélépipédique, défini, dans le système de référence utilisé dans nos programmes, par les plans :

$$\begin{array}{ll} X = - 20 \text{ cm} & X = + 30 \text{ cm} \\ Y = - 13 \text{ cm} & Y = + 13 \text{ cm} \\ Z = + 1 \text{ cm} & Z = 30,5 \text{ cm} \end{array}$$

A l'extérieur de ce volume la détection de la signature des mésons K n'a plus qu'une faible efficacité. En conséquence nous avons éliminé les quelques rares événements (10) dont l'arrêt de l'un des K au moins avait lieu à l'extérieur du volume de référence défini ci-dessus.

Cette limitation de la chambre entraîne une déformation du spectre des masses manquantes, hors des 2 K, à l'annihilation, déformation susceptible de fausser notre estimation de la masse et de la largeur de $l'\omega^0$.

b) Courbe de visibilité - Efficacité de détection

Dans l'intention d'éliminer la déformation de la distribution des masses manquantes, hors des K à l'annihilation de l'antiproton, déformation due, comme nous venons de le voir au caractère fini de la chambre à bulles, nous nous proposons d'affecter à chaque valeur de masse un coefficient de visibilité.

Le processus de calcul que nous allons exposer, utilise une méthode statistique dite de "Monte-Carlo". Elle va nous permettre d'estimer la probabilité que soit vu un évènement tel que $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \omega^0$ avec K^+ et K^- s'arrêtant tous deux dans la chambre.

(1) Principe

Cette méthode statistique consiste à estimer la proportion d'évènements, du type indiqué ci-dessus, détectables dans le volume visible de la chambre à bulles défini au début du paragraphe.

Nous avons effectué cette estimation pour toute masse comprise entre les deux limites extrêmes 888 MeV/c² (limite supérieure de l'espace des phases) et 730 MeV/c² (limite inférieure déterminée à partir de la distribution expérimentale).

A chacune des masses de " $1^0\omega^0$ " correspond un diagramme de Dalitz que nous tronquons pour tenir compte des coupures en longueur ($l_K > 5$ m/m) éliminant les mésons K médiocrement mesurables (voir chapitre III). Si, ensuite, nous faisons intervenir le caractère purement vectoriel du méson ω^0 (1^{--}) et si nous admettons que l'état du protonium au moment de l'annihilation est un état 3S_1 (avec la notation $^{2S+1}L_J$), nous devons envisager une densité uniforme du diagramme de Dalitz à la production du ω^0 dans la réaction $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \omega^0$.

Nous ne prenons pas en compte la production de $1^0\omega^0$ à partir de l'état initial 1S_0 , d'une part parce que statistiquement cet état est trois fois moins probable, et que d'autre part parce que, dans ce cas, le moment angulaire relatif des deux K est $l = 1$, et le moment angulaire de $1^0\omega^0$ par rapport au centre de masse du système des deux K est $L = 1$, d'où une barrière centrifuge d'ordre 2 qui doit fortement freiner la production.

De l'uniformité postulée du diagramme de Dalitz il résulte que tous les points figuratifs sont équiprobables. Par conséquent, il apparaît légitime de tirer au hasard un de ces points auquel va correspondre un évènement $K^+ K^-$ ou bien déterminé (impulsion de chacun des K (\vec{p}_1 et \vec{p}_2) et l'angle θ_{12} entre les 2 K).

De plus, l'annihilation de l'antiproton ayant lieu à l'arrêt, aucune direction n'est privilégiée, et on peut donc admettre l'isotropie d'émission des deux K autour de l'annihilation. Cette isotropie justifie le tirage au hasard de l'angle en profondeur $0 < \phi < 90^\circ$ de l'un des K. Nous opérerons une symétrie pour tenir compte des valeurs de l'angle ϕ comprises entre 0° et -90° .

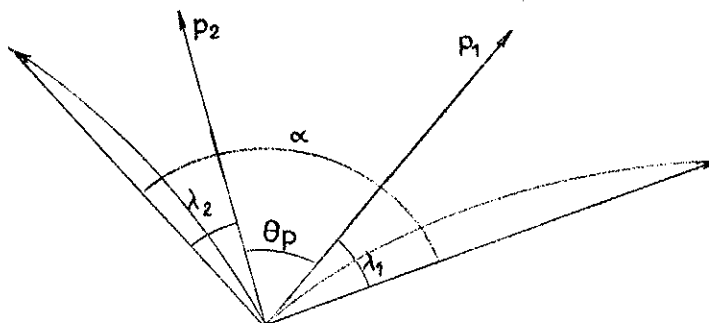
Pour la commodité des calculs, nous attachons à chaque point d'annihilation un système de coordonnées dont l'origine est au point d'annihilation et défini par les plans P_1 parallèle à la glace avant et P_2 horizontal.

De plus, et nous verrons que ceci ne restreint pas l'ensemble des configurations, nous supposerons que la corde projetée sur P_1 , de la trajectoire du premier K est parallèle à Ox. La longueur de cette corde projetée est calculée en supposant que la trajectoire du K est hélicoïdale.

A ce stade le premier K envisagé est entièrement déterminé. L'isotropie de l'émission des K laisse l'orientation de \vec{p}_2 libre par rapport à \vec{p}_1 , mais cependant corrélée par l'angle θ_{12} .

A l'aide d'un nouveau tirage au sort, on détermine les cosinus directeurs du second K. Nous nous restreignons à la solution dont le cosinus directeur suivant Oy est positif. Cette restriction sera ultérieurement levée par la considération d'une symétrie par rapport au plan P_2 .

Nous disposons à ce stade, dans le plan P_1 , de l'information suivante que nous schématiserons par la figure ci-dessous.



L'angle α entre les deux cordes est pour ce cas de figure

$$\alpha = \theta_p + \lambda_1 + \lambda_2$$

(λ_1, λ_2 , angles des cordes et des tangentes pris en valeur absolue).

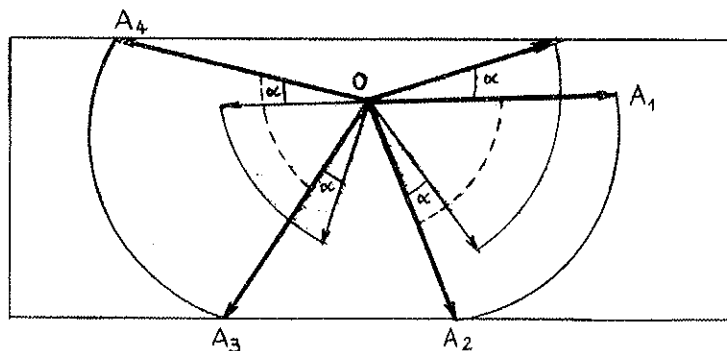
Le choix de θ_p angle entre les deux vecteurs impulsions des deux K projetés sur P_1 a été restreint, pour la commodité des calculs entre 0 et π . Remarquons que l'angle θ_{12} dans l'espace est toujours compris entre 0 et π , par contre sa projection θ_p peut avoir des valeurs comprises entre 0 et 2π . Pour lever la restriction, il suffit de considérer l'angle $-\theta_p$ et une seconde solution pour α sera :

$$\alpha = -\theta_p + \lambda_1 + \lambda_2$$

On cherche alors, dans le plan P_1 l'ensemble des portions de cercle de rayons respectivement égaux aux cordes des deux K et telle que la figure rigide des deux cordes soit entièrement à l'intérieur du contour apparent du volume visible de la chambre.

Si on normalise à l'unité les deux circonférences on peut alors considérer la somme des portions de cercles représenté ci-dessous $A_1 A_2 + A_3 A_4$ comme la probabilité de voir un évènement dans les conditions énoncées précédemment.

On peut voir ci-dessous l'illustration d'un cas de figure



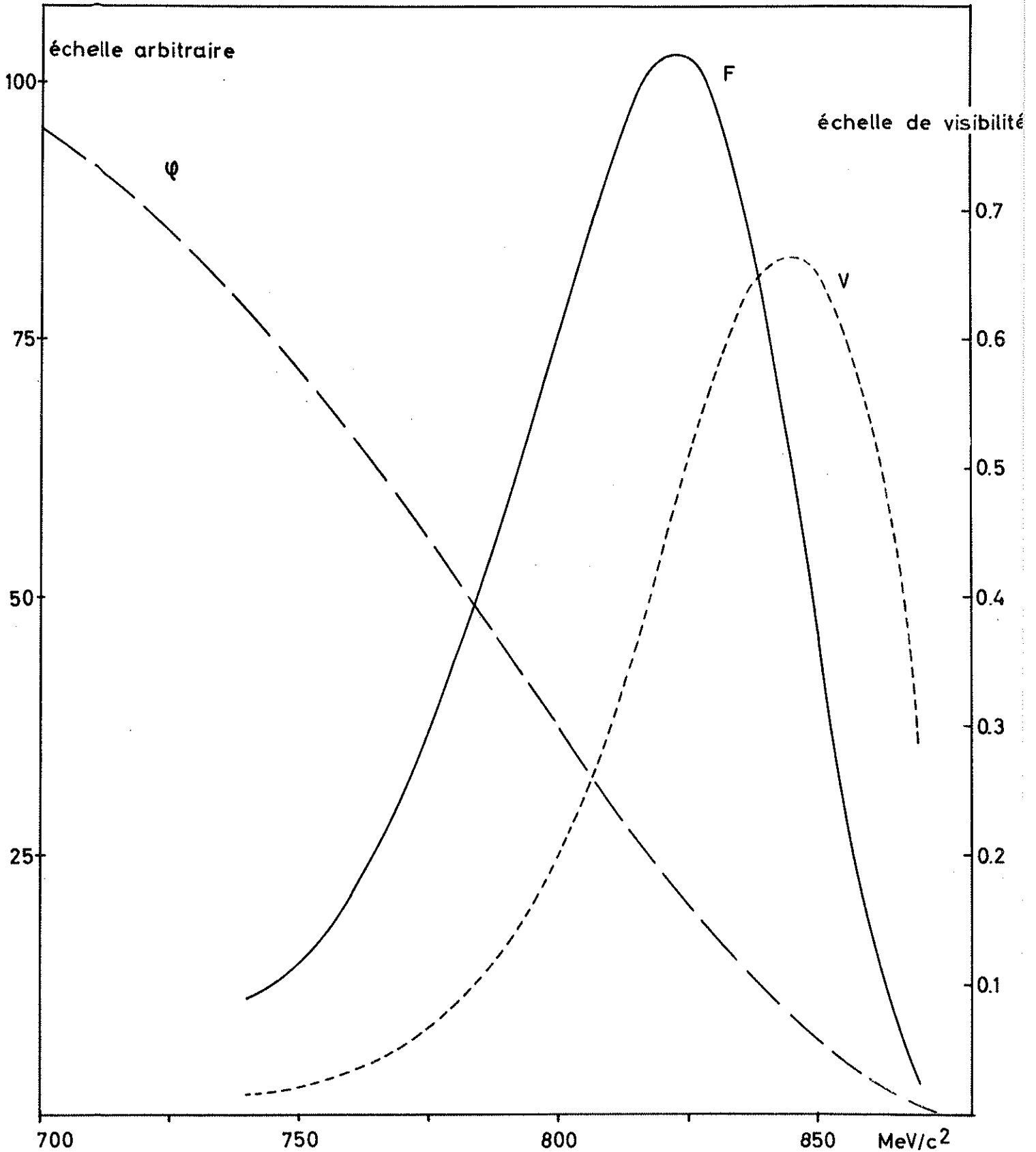
(2) Application de la méthode

Ce processus de reconstitution d'évènements fictifs réalisé sur une distribution (expérimentale) de 3.000 points d'annihilations d'antiprotonsetde MeV/c^2 en MeV/c^2 pour la masse de $1^0\omega^0$, permet ainsi d'affecter un coefficient de visibilité à chacune des hypothèses de masse. Cette méthode exploitée, à l'aide d'un programme, sur le calculateur arithmétique de Saclay fournit en

Fig.(IV,d)

FONCTION DE DETECTION F

F = espace de phase φ x courbe de visibilité V



fonction de la masse envisagée la probabilité de détection d'un tel événement.

La figure (IV, d) montre les résultats de ce calcul (à l'échelle de la figure et grâce au nombre élevé de tirages effectués - 90 valeurs de masse ont été envisagées - les fluctuations dues à la méthode sont négligeables) et la courbe de visibilité adaptée à cette ensemble de valeurs.

c) Pondération des événements

Dans les annihilations $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$, bien que la présence de la résonance tripionique domine nettement la distribution attendue en l'absence de résonance (espace des phases), il existe néanmoins un fond non résonnant.

On peut alors penser que la méthode adoptée pour la pondération de la distribution des masses manquantes hors des deux K à l'annihilation, peut entraîner une déviation de la distribution. En réalité, nous allons voir que cette méthode ne peut pas fausser sensiblement le spectre du ω^0 . Dans la suite de ce chapitre nous verrons d'ailleurs que la proportion d'événements non résonnants est très faible.

En effet, supposons d'abord que l'état du protonium au moment de l'annihilation est un état 3S_1 . Dans ce cas si nous appelons à nouveau le moment angulaire des 2 K et L le moment angulaire de l'ensemble des 3 π par rapport aux deux K, on peut encore avoir $l = 0$, $L = 0$, il suffit en effet que les spin et parité de l'ensemble des 3 π soient 1^- , c'est-à-dire les mêmes que ceux de l' ω^0 , tout autre ensemble de nombres quantiques pour les 3 π aboutissant à une barrière centrifuge d'ordre au moins égal à 1.

Si maintenant nous supposons que l'état initial est 1S_0 , on peut encore avoir $l = 0$, $L = 0$: les spin et parité du système des 3 π sont alors 0^- , tout autre ensemble de nombres quantiques pour les 3 π aboutissant ici encore à une barrière centrifuge au moins égal à 1.

IV - DETERMINATION DE LA MASSE ET DE LA VIE MOYENNE DE L' ω^0

a) Principe de la méthode

Nous disposons d'un lot d'événements du type $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ et pour chaque événement nous avons estimé la masse manquante hors des deux K à l'annihilation.

La loi qui régit la distribution des masses manquantes m_i dépend de trois paramètres inconnus M_ω , Γ_ω , α_ω (masse et largeur de l' ω^0 et fond non résonnant). Pour avoir une estimation de ces paramètres nous utiliserons la méthode du maximum de vraisemblance (réf. IV, 1) qui consiste à considérer que la meilleure estimation de M_ω , Γ_ω et α_ω est la valeur qui rend maximum la probabilité d'obtenir la distribution observée dans m_i , Γ_i , α_i (calculée en fonction de M_ω , Γ_ω , α_ω).

b) Application de la méthode

La loi à paramètres inconnus que nous avons adaptée à l'histogramme expérimental est une loi de Breit-Wigner, superposée à un fond non résonnant.

Nous dénoterons par $f(m_i, \Gamma_i, \alpha_i; m_j)$ la probabilité d'observer m_j lorsque les paramètres vrais de l' ω^0 sont m_i , Γ_i , la proportion du fond non résonnant étant α_i .

$$f(m_i, \Gamma_i, \alpha_i; m_j) = \int \left[\alpha_i + (1-\alpha_i) \frac{\Gamma_i/2\pi}{(m_i - m_k)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}} \right] \epsilon(m_k) V(m_k) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m_j - m_k)^2}{2\sigma^2}} dm_k$$

La gaussienne $\frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(m_j - m_k)^2}{2\sigma^2}}$ est un facteur qui tient compte de l'effet

des erreurs expérimentales ; $\epsilon(m_k)$ est la distribution attendue par l'espace de phases et $V(m_k)$ la courbe de visibilité, fonction qui tient compte de la limitation de la détection des événements dans la chambre. Le facteur $\Gamma_i/2\pi$ assure la normalisation de la Breit-Wigner.

Les événements étant indépendants, la probabilité d'observer l'ensemble des résultats que nous avons obtenus, si les valeurs vraies des paramètres de l' ω^0 sont m_i , Γ_i , et α_i la proportion du fond est

$$P(m_i, \Gamma_i, \alpha_i) = \prod_j \frac{f(m_i, \Gamma_i, \alpha_i; m_j)}{\int f(m_i, \Gamma_i, \alpha_i; m) dm}$$

c'est cette fonction que nous avons rendue maximale.

c) Domaine de variation

(1) Evaluation du fond non résonnant

Une estimation grossière situe le fond non résonnant à une valeur comprise

entre 0 et 5 %. A l'aide du programme nous avons essayé une proportion variant de 0 à 10 %.

(2) Evaluation de la largeur

La considération de la distribution des masses manquantes, hors des 2 K, à l'annihilation permet de constater, en tenant compte des erreurs de mesures, que la largeur expérimentale est sensiblement égale à une dizaine de MeV. En conséquence nous avons exploré une gamme de largeur s'étalant de 4 MeV à 20 MeV par valeur de 0,1 MeV en 0,1 MeV.

(3) Evaluation de la masse

Nous avons vu en début de chapitre que la valeur moyenne de la distribution se situait aux environs de 784 MeV/c². En vue de "maximiser" la loi de probabilité nous avons fait évoluer la valeur moyenne entre 780 et 790 MeV/c² par bonds de 0,1 en 0,1 MeV/c².

d) Estimation des paramètres M_ω , Γ_ω et α_ω .

La méthode du maximum de vraisemblance que nous avons appliquée à la distribution expérimentale nous a fourni les résultats suivants :

$$M_{\omega c} = 784,0 \text{ MeV/c}^2 \quad \Gamma_\omega = 9,0 \text{ MeV/c}^2 \quad \text{et} \quad \alpha_\omega = 0,005$$

On peut constater que la proportion d'évènements non résonnants qui maximise la fonction de vraisemblance est très faible.

Pour chiffrer la compatibilité de la distribution expérimentale avec la courbe de Breit-Wigner adaptée, nous avons testé par un χ^2 qui a fourni la valeur de 11,6 pour 19 degrés de liberté. Ce résultat semble correct et nous permet d'accorder une grande confiance aux résultats obtenus fig. (IV, e).

e) Estimation des erreurs sur les paramètres M_ω , Γ_ω et α_ω .

Nous avons supposé, pour la détermination des erreurs que l'on peut faire très raisonnablement l'hypothèse d'une fonction de vraisemblance quasi-gaussienne (la figure IV, e) représente le logarithme népérien de P (m_i , Γ_i , α_i) en fonction de f_i lorsqu'on attribue à m_i et α_i les valeurs optimales indiquées ci-dessus.

REPARTITION DE LA MASSE MANQUANTE A (K^+K^-)
 DANS $\bar{p} + p \rightarrow K^+K^- \tilde{\pi}^+ \tilde{\pi}^- \tilde{\pi}^0$ - ARRÊT DES DEUX K INTERIEURS AU

VOLUME DE REFERENCE -

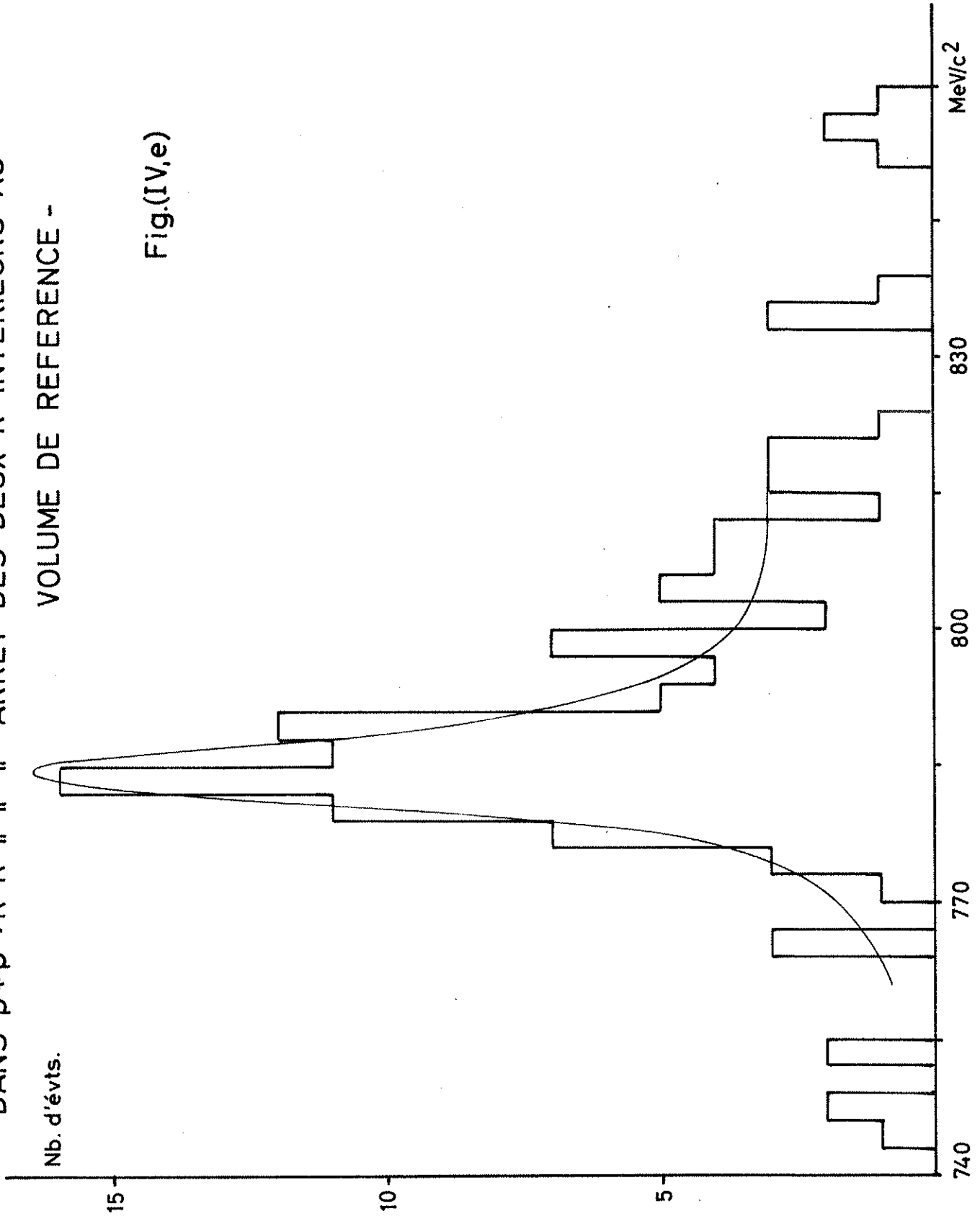


Fig.(IV,e)

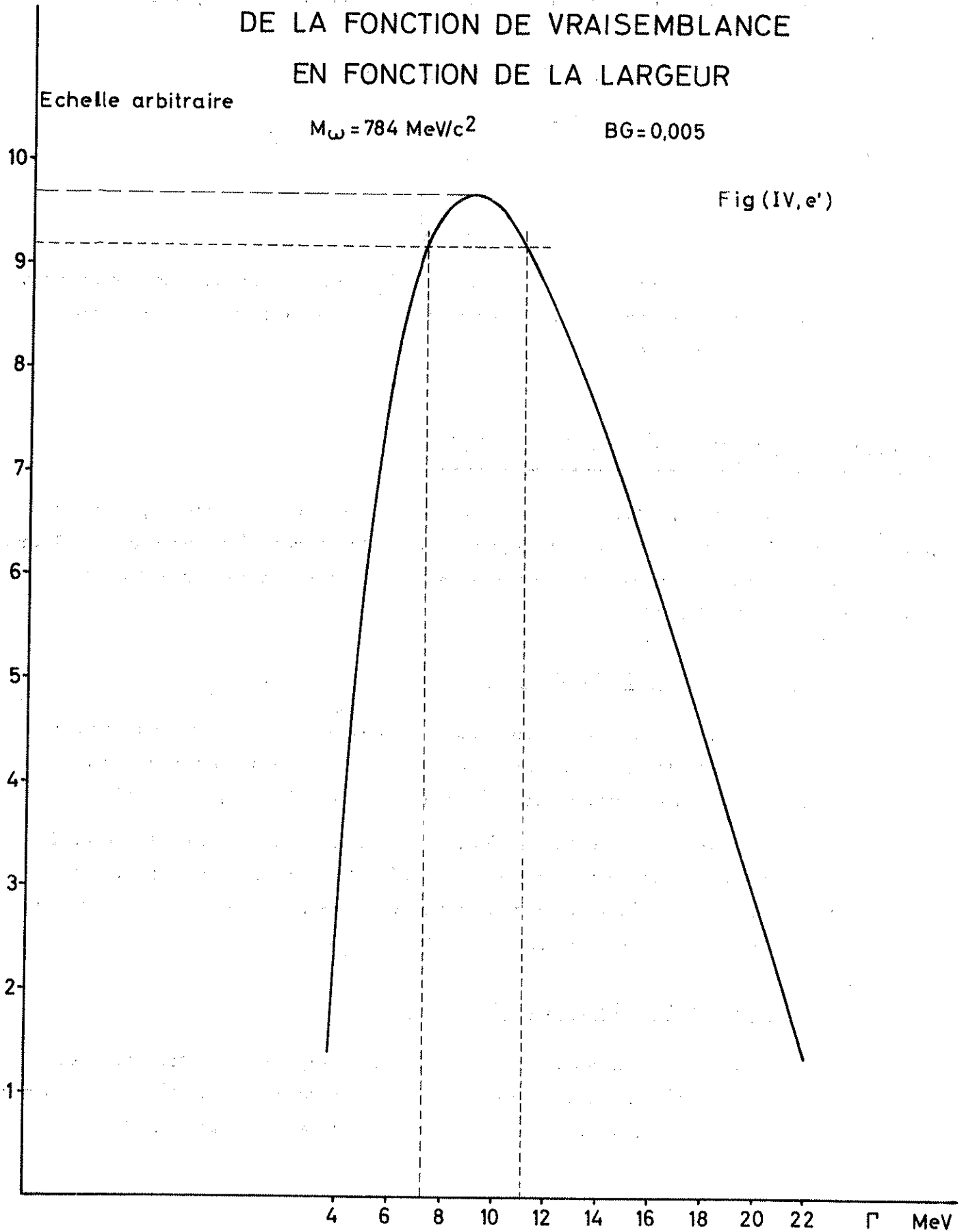
REPRESENTATION DU LOGARITHME
DE LA FONCTION DE VRAISEMBLANCE
EN FONCTION DE LA LARGEUR

Echelle arbitraire

$M_\omega = 784 \text{ MeV}/c^2$

BG = 0,005

Fig (IV, e')



Dans ce cas on peut aisément évaluer l'écart quadratique moyen relatif à chacun des paramètres.

Ceci nous a conduit aux estimations suivantes :

$$M_{\omega} = 784.0 \begin{array}{l} + 0,9 \\ - 0,9 \end{array}$$

$$\Gamma_{\omega} = 9.0 \begin{array}{l} + 2.1 \\ - 1.7 \end{array}$$

$$\alpha_{\omega} = 0.005 \begin{array}{l} + 0.003 \\ - 0.002 \end{array}$$

Sans prétendre à une grande rigueur, cette méthode d'estimation des erreurs donne un bon ordre de grandeur des erreurs que l'on peut attendre de la méthode du maximum de vraisemblance.

B - ETUDE ANNEXE DES ANNIHILATIONS $p + \bar{p} \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$

Bien que l'échantillon des annihilations de ce type soit réduit, nous nous sommes proposé d'étudier la distribution des masses effectives $K^+ K^-$ en vue d'évaluer à l'aide de la méthode exposée dans le chapitre II, la masse et la largeur du ϕ^0 se désintégrant en $K^+ K^-$.

I/ RESOLUTION DE MESURE POUR L'ETUDE DU ϕ^0

L'estimation de l'erreur moyenne sur la masse a été effectuée au moyen de la méthode testée sur les Λ^0 . La considération de la répartition des erreurs estimées par TRAAR fournit une valeur moyenne de 0,50 MeV/c² fig. (IV, f).

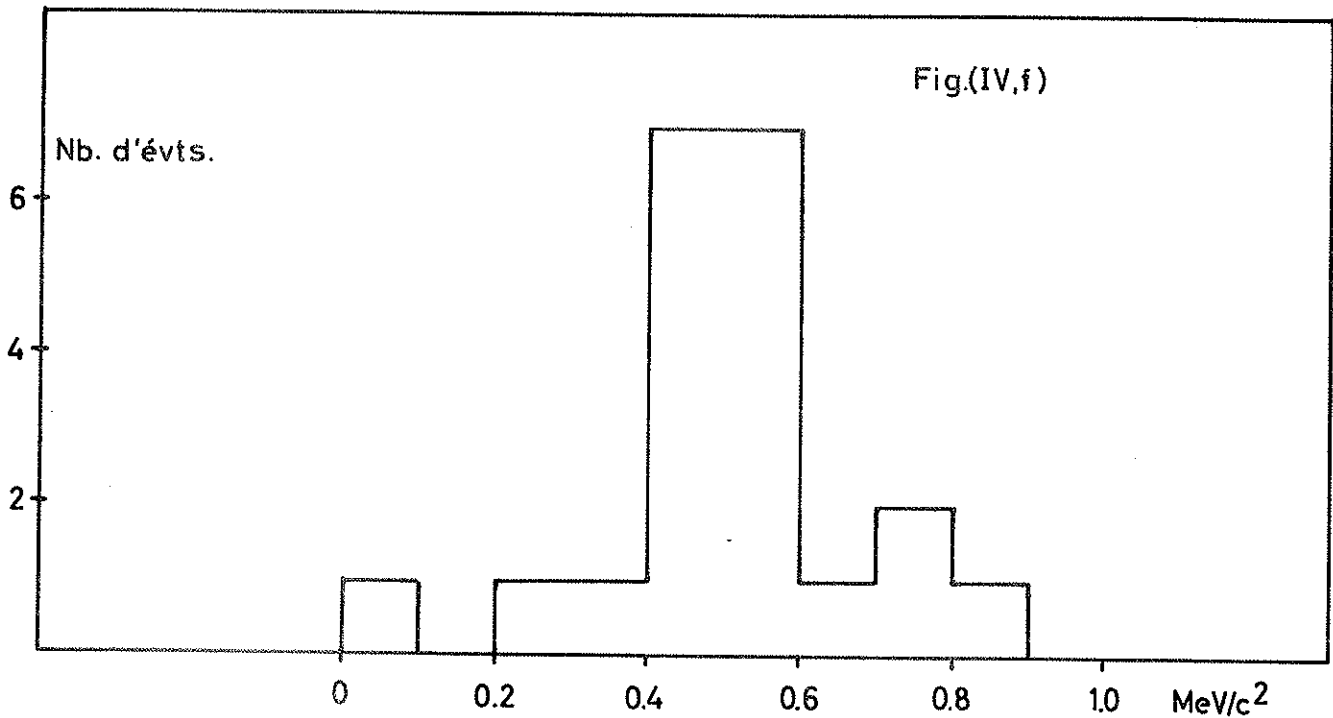
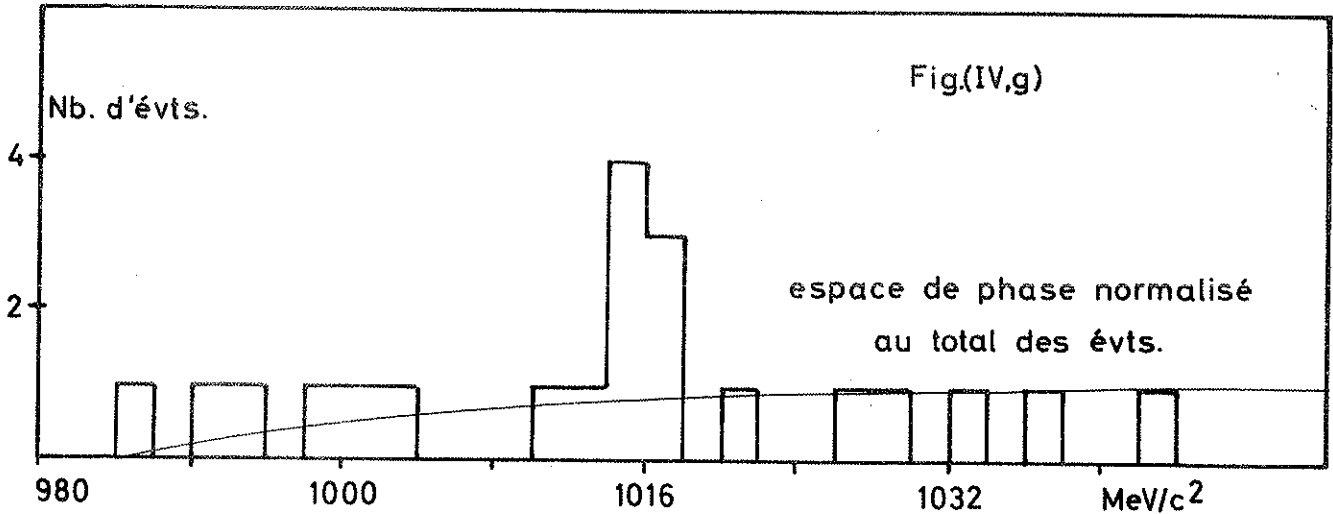
On peut remarquer que cette estimation est sensiblement la même que celle des erreurs sur le Λ^0 . On pouvait attendre ce résultat du fait des conditions pratiquement identiques réalisées entre la masse effective du π^- et du proton du Λ^0 d'une part et d'autre part la masse effective des deux K du ϕ^0 .

II/ EVALUATION DE LA MASSE ET DE LA LARGEUR DU ϕ^0

Comme on peut le constater sur l'histogramme (IV, g) la distribution des masses effectives $K^+ K^-$ dans les annihilations d'antiprotons en $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ présente une faible accumulation entre 1010 et 1020 MeV/c². Cette accumulation n'est pas

Fig.(IV,g): DISTRIBUTION DES MASSES EFFECTIVES DES K^+K^- DANS $\bar{p} + p \rightarrow K^+K^- \pi^+ \pi^-$

Fig.(IV,f): DISTRIBUTION DES ERREURS SUR LES MASSES EFFECTIVES DES K^+K^- DANS $\bar{p} + p \rightarrow K^+K^- \pi^+ \pi^-$



significative : sur un fond d'évènements non résonnants qu'on peut estimer à 0,5 évènements par intervalle de 2 MeV/c², la "bosse" du ϕ^0 ne contient que 7 évènements. C'est dire que les indications - que nous donnons ci-après uniquement pour être complètes - n'offrent pas beaucoup d'intérêt.

En fait la pauvreté de l'échantillon ne nous permettant pas d'atteindre une grande précision, nous avons préféré estimer la masse et la largeur du ϕ^0 à partir d'un idéogramme fig. (IV, h). En effet la prise en considération de l'erreur relative à chaque évènement est, dans le cas d'un échantillon réduit, un bon moyen d'aboutir à une représentation de la distribution plus correcte.

Nous avons également représenté sur la figure (IV, h) une gaussienne de résolution de mesure. En effet on peut voir sur la figure (IV, f) que la répartition des erreurs suit une loi sensiblement gaussienne.

De la considération de l'idéogramme nous pouvons estimer la valeur moyenne de la masse du ϕ^0 à 1015,8 MeV/c² et sa largeur naturelle à 1,5 MeV.

Bien que les erreurs purement statistiques sur ces deux grandeurs soient faibles, de l'ordre de 0,3 MeV/c² et 0,1 MeV respectivement, la possibilité d'une contamination résiduelle en évènements pour lesquels l'un des K ne serait pas à l'arrêt, exige qu'on affecte aux valeurs moyennes trouvées d'éventuelles erreurs systématiques très importantes.

Echelle arbitraire

IDEOGRAMME DE LA MASSE

EFFECTIVE DE $K^- + K^+ \leftarrow \varphi^0$

dans $\bar{p} + p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- - K^+ K^-$ à l'arrêt

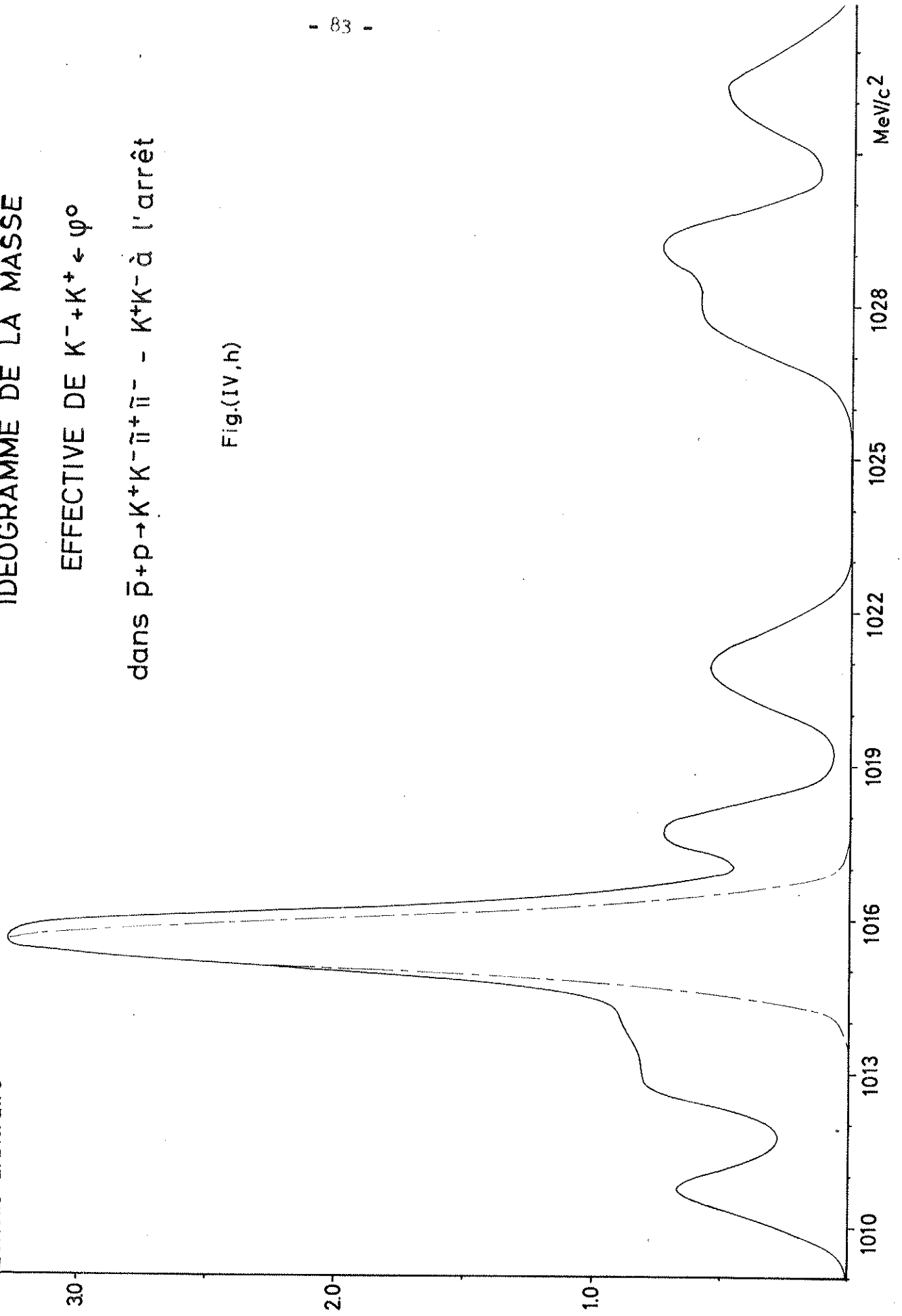
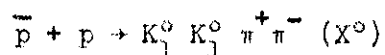


Fig.(IV,h)

CHAPITRE V

ETUDE DES ANNIHILATIONS D'ANTIPROTONS DU TYPE



-:-

Dans les chapitres précédents, nous n'avons étudié que les annihilations d'antiprotons produisant deux mésons K chargés s'arrêtant dans la chambre. Ce chapitre présente une étude similaire à la précédente, mais où les mésons K se présentent sous la forme de K_1^0 . Comme nous l'avons dit au chapitre I nous retrouverons dans le cas des annihilations en 5 corps ($K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$) une présence abondante d' ω^0 , et nous remarquerons que la valeur moyenne de la masse est légèrement déplacée par rapport à celle déterminée dans le chapitre précédent.

A - ETUDE DES ANNIHILATIONS DU TYPE $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\chi^0)$

I/ DEPOUILLEMENT, SELECTION DES EVENEMENTS

Le lot de photographies, comportant 350.000 annihilations d'antiprotons sur lesquelles a porté l'étude précédente (ω^0 produit en association avec deux mésons K chargés), a permis en outre l'identification, au dépouillement, de 660 événements se présentant sous la configuration suivante : issues d'une même annihilation, on détecte (voir clichés 3 et 4) deux particules neutres se désintégrant chacune en deux particules visibles (d'où le nom de V^0 attribué à ces particules neutres) et deux particules chargées.

Une première sélection a consisté en l'élimination des annihilations en vol à l'aide de la méthode de la masse fictive exposée au chapitre III. Rappelons que les évènements dont la mesurabilité paraissait insuffisante ont été également retirés du lot. Par ailleurs, à la suite du traitement dynamique de l'évènement, nous avons imposé à la masse effective des deux particules constituant le V^0 d'être compatible à moins de 3 écarts quadratiques moyens avec la masse du K_1^0 .

Dans la suite, les évènements que nous considérerons, du fait du critère précédent, seront pour la plupart des annihilations d'antiprotons comportant deux mésons K neutres se désintégrant selon le mode K_1^0 , et par conséquent les deux particules chargées seront des mésons π^\pm . La contamination résiduelle du K_2^0 simulant un K_1^0 est négligeable.

Notre lot ainsi constitué comporte 519 évènements.

II/ ANALYSE DYNAMIQUE DES ANNIHILATIONS A K NEUTRES

Nous rappellerons que le lot des évènements précités a subi les phases successives de mesure et de reconstitution géométrique à la suite desquelles vient l'analyse dynamique (GAP). Dans le cas des annihilations avec production de mésons K_1^0 , le GAP opère une première optimisation sur chacune des désintégrations des K_1^0 , et les quantités ainsi obtenues interviennent dans l'optimisation de l'annihilation. Cette optimisation en deux étapes a des conséquences qui apparaîtront dans la suite de ce chapitre.

Dans le cadre de notre étude, et comme nous l'avons remarqué dans le chapitre III, l'analyse dynamique intervient principalement pour distinguer les évènements suivants :

- a) les annihilations en 4 corps du type $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (le paramètre d'optimisation de ces annihilations suit une loi de χ^2 à 4 degrés de liberté) ;
- b) les annihilations en 5 corps du type $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ (le paramètre d'optimisation suit aussi une loi de χ^2 mais à 1 degré de liberté).

Cette analyse nous a conduit aux résultats suivants :

- Compatibilité de 340 évènements avec une annihilation en 4 corps. A l'époque de notre expérience le ϕ^0 était encore assez mal connu, ceci nous a incité à regarder le comportement des masses invariantes $K_1^0 K_1^0$: le résultat a été la constatation d'une distribution suivant l'espace des phases. Nous le savons maintenant, les nombres quantiques du ϕ^0 ($J^{PG} = 1^{--}$) interdisent sa désintégration en $K_1^0 K_1^0$.

Par conséquent ce lot n'entrera pas dans le cadre de notre étude et sera étudié par ailleurs (réf. V, 1) car il semble révéler une corrélation $K\pi\pi$.

- Compatibilité avec une annihilation en 5 corps pour 179 événements. Ajoutons que, pour cette dernière catégorie, nous avons retiré du lot les événements dont le χ^2 est supérieur à 5. Par ce fait 11 événements ont été éliminés.

B - ETUDE DU ω^0 DANS LES ANNIHILATIONS : $\bar{p} + p + K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

Comme nous l'avons vu au chapitre I, l'expérience réalisée en 1961 avait déjà révélé une forte corrélation tripionique dans les annihilations du type que nous nous proposons d'étudier à présent. Les études entreprises alors sur l' ω^0 (réf. I, 9 et I, 10) constataient que les estimations de la masse du ω^0 (valeurs moyennes) étaient légèrement différentes suivant que l' ω^0 était produit en association avec deux K neutres ou deux K chargés. Nous verrons dans la suite de ce chapitre, que notre lot de photographies présentent la même discordance. Rappelons que pour les raisons exposées au chapitre I, nous ne pouvons prétendre, à partir des annihilations avec mésons K neutres, donner une estimation de la largeur de l' ω^0 , néanmoins nous pouvons penser que l'estimation de la masse ne devrait pas présenter de difficulté majeure.

I/ ESTIMATION DE LA MASSE DU ω^0

La distribution des masses effectives des 3π (fig. V, a) montre, comme nous l'attendions, une accumulation d'événements dans la région de l' ω^0 . L'estimation de la valeur moyenne sera réalisée comme dans le cas précédent, à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance. Cependant la détection des K_1^0 ne présentant aucune analogie avec celle des K chargés, nous nous proposons de déterminer la fonction de détection relative aux annihilations avec production de K neutres (5 corps).

a) Fonction de détection

Un certain nombre de K_1^0 ont pu échapper à la détection, soit parce que leur désintégration s'est produite près de l'origine ($l < 2$ mm), soit encore parce qu'elle a eu lieu hors du volume visible de la chambre. Une étude portant sur l'expérience de 1961 a été consacrée à cette question (réf. II, 1) :

Cette étude des pertes de V^0 par non détection a été réalisée en supposant que, dans l'annihilation de l'antiproton à l'arrêt, aucune direction n'est privi-

DISTRIBUTION DE LA MASSE EFFECTIVE DES $\pi^+\pi^-\pi^0$

DANS $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

MASSE DU $K_1^0 = 497.8 \text{ MeV}/c^2$

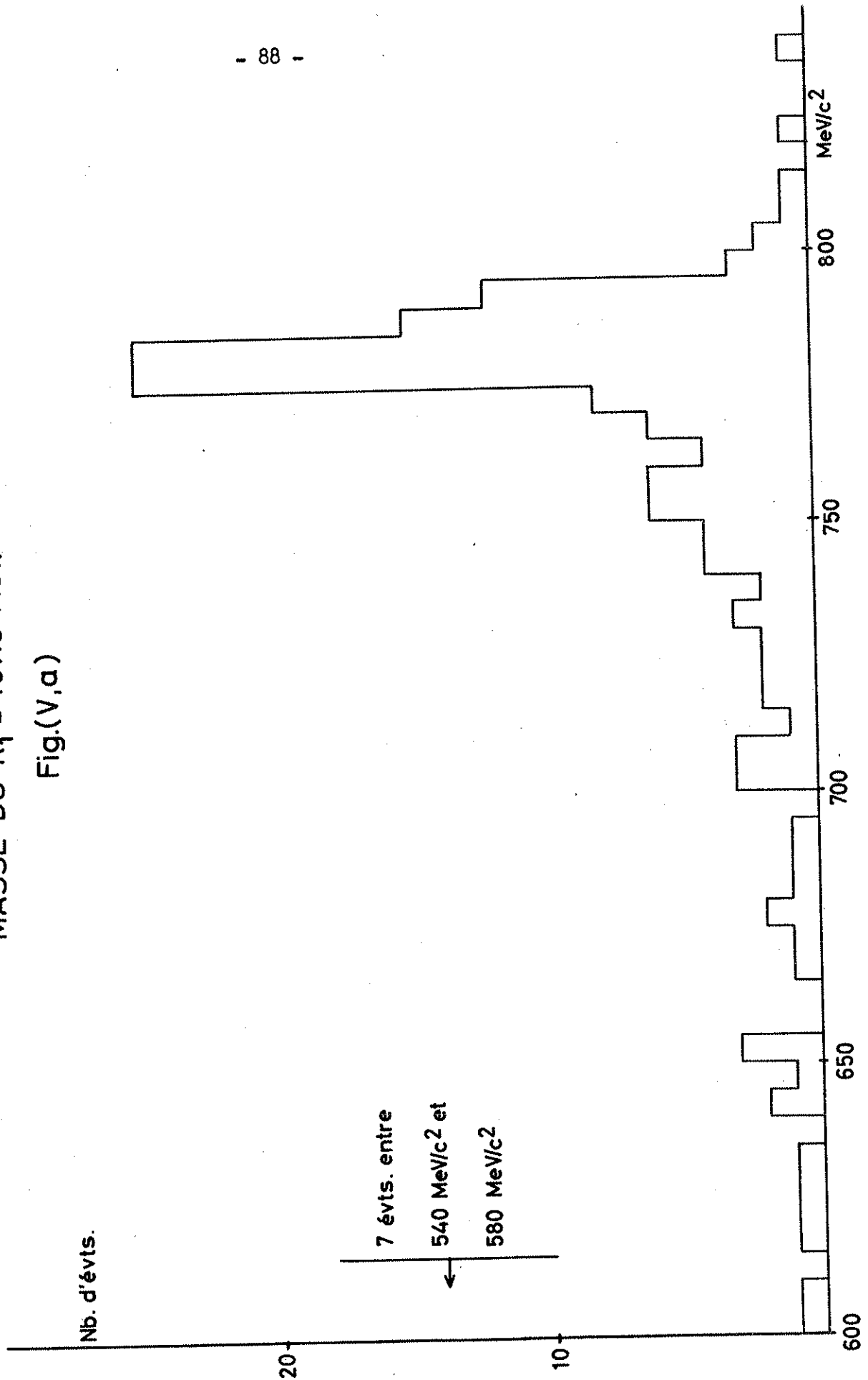
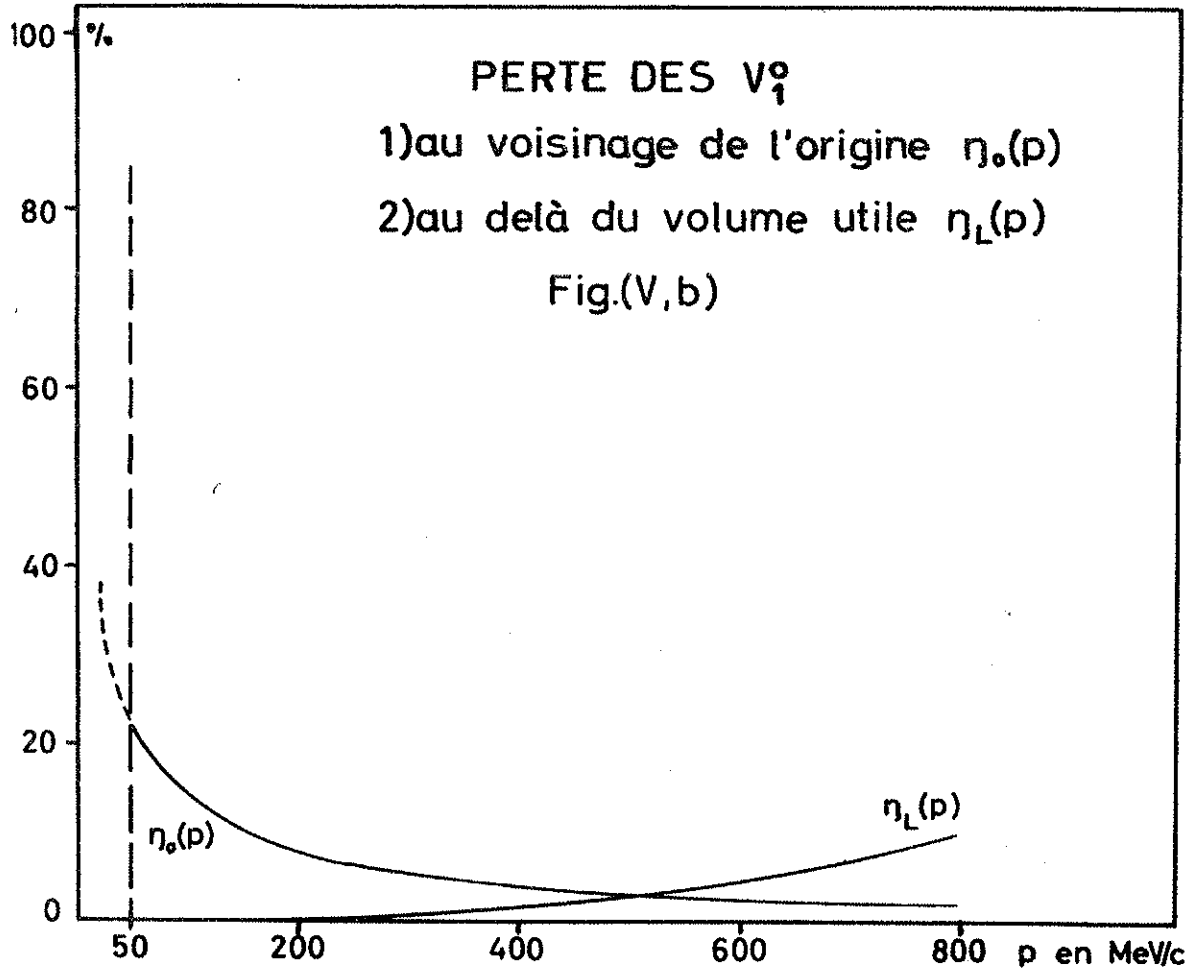


Fig.(V,a)

légère, ce qui revient à considérer une répartition isotrope de la désintégration des V^0 autour de l'origine.

De l'étude précitée, nous extrayons les courbes $\eta_0(p)$ et $\eta_L(p)$ relatives respectivement aux pertes au voisinage de l'origine et au-delà du volume visible (fig. V, b).



Comme nous le voyons sur la figure précédente la courbe $\eta_L(p)$ ne nous sera pas utile, car le spectre des impulsions des K de nos événements s'arrête à 350 MeV/c environ, et en deçà de cette valeur le coefficient de perte $\eta_L(p)$ est négligeable.

Nous chercherons à préciser l'influence de la perte à la détection des V^0 proches de l'origine sur la population de la région voisine de l' ω^0 dans le spectre des masses effectives des 3π .

Le diagramme (V, c) établit une corrélation entre l'impulsion du K_1^0 et la masse effective des 3π dans les réactions : $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$. La courbe continue $p_K(\max)$ est la limite supérieure de la quantité de mouvement d'un K_1^0 lorsqu'on suppose que l'annihilation de l'antiproton à l'arrêt a produit $K_1^0 K_1^0 \omega^0$.

Dans la région de l' ω^0 (c'est-à-dire entre 760 et 800 MeV/c²), on constate que le rapport des populations relatives respectivement aux régions d'impulsions du K_1^0 inférieures et supérieures à 100 MeV/c est petit. Si à présent nous nous intéressons à la région de masse de l' ω^0 supérieure à 800 MeV/c², bien que la courbe $p_K(\max)$ restreigne l'ensemble des points figuratifs possibles sur le diagramme, on s'attend, si la production d' ω^0 est encore notable dans cette région, à une densité de points encore importante au-dessus de 100 MeV/c là où la détection est quasi complète. Le fait qu'il y en ait très peu prouve qu'il y a peu d'évènements $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ dont la masse de l' ω^0 est supérieure à 800 MeV/c².

Dans ces conditions, nous ne commettons pas une grande erreur en admettant que la fonction de détection incluse dans l'adaptation d'une courbe de Breit-Wigner par la méthode du maximum de vraisemblance est constante dans une large bande de part et d'autre de la valeur de masse de l' ω^0 .

b) Adaptation d'une courbe de Breit-Wigner à la distribution expérimentale des masses effectives $\pi^+ \pi^- \pi^0$

Sur la figure (V, d) est représentée la courbe de Breit-Wigner qui maximise la fonction de vraisemblance lorsque l'on tient compte du facteur d'espace des phases et d'une fonction de détection constante sur une large bande de masses entourant la valeur moyenne de l' ω^0 .

Nous avons, en réalité, adapté cette courbe sur la portion de distribution des masses effectives $\pi^+ \pi^- \pi^0$ supérieure à 750 MeV/c².

Le maximum de la fonction de vraisemblance est atteint pour les valeurs suivantes des paramètres :

$$M_{\omega^0} = (781,8 \pm 0,9) \text{ MeV/c}^2$$

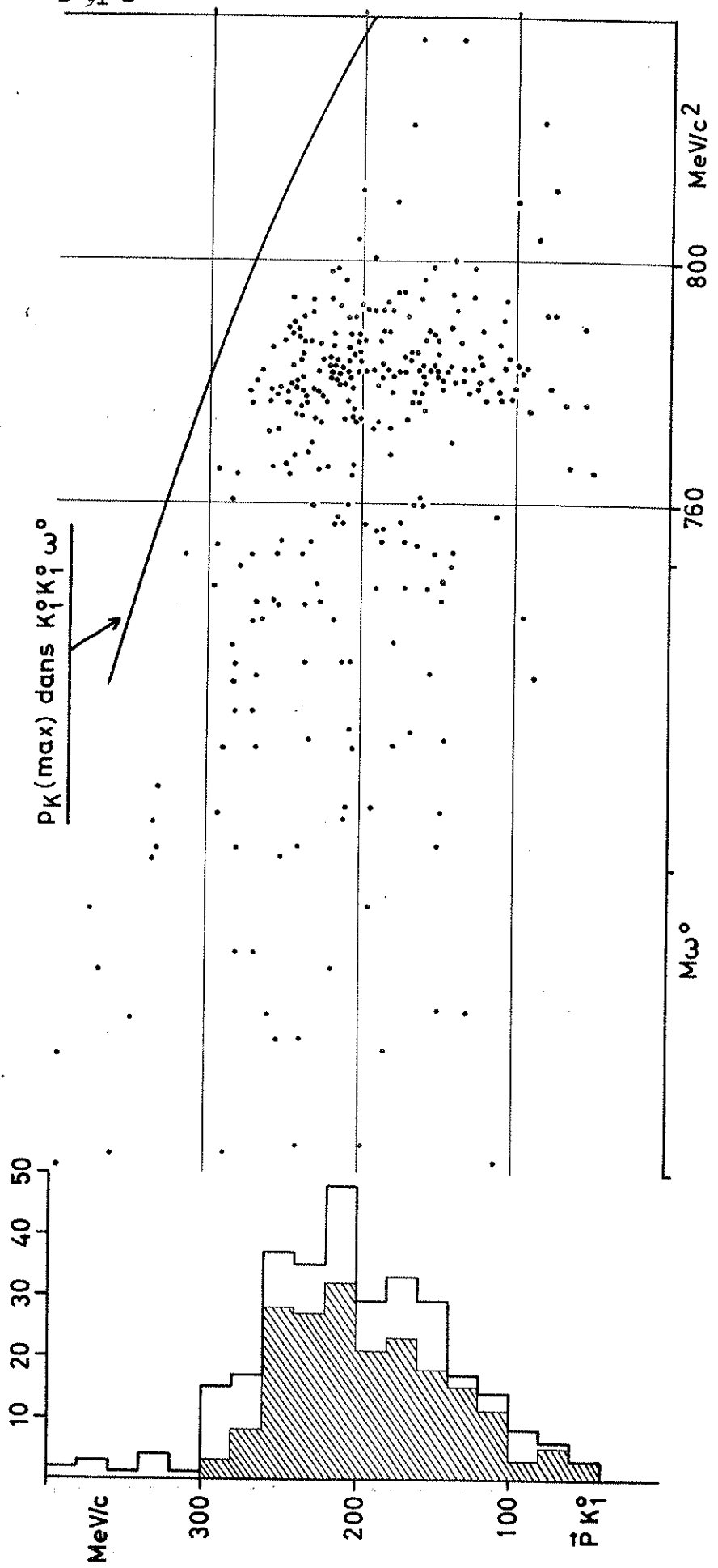
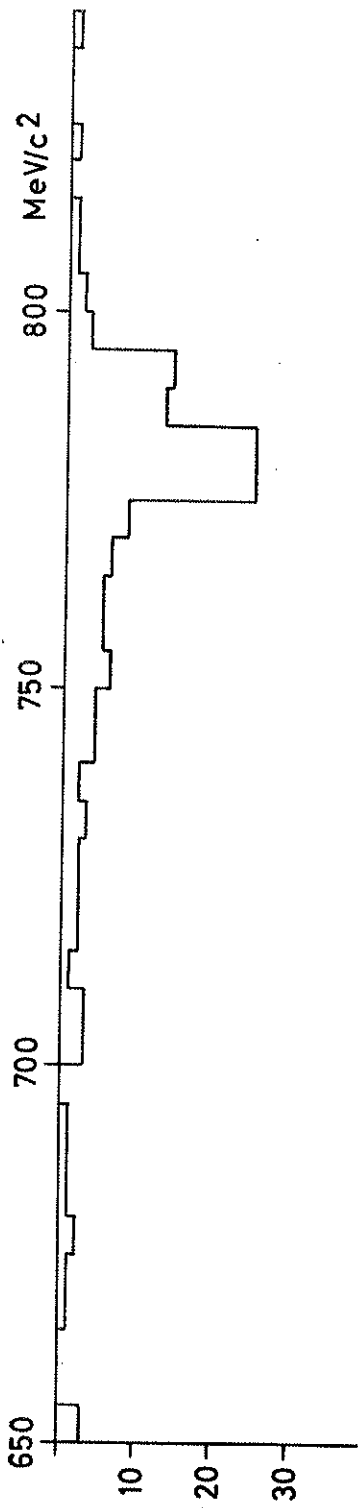
$$\Gamma_{\omega^0} = (7,0 \begin{matrix} + 2,2 \\ - 1,9 \end{matrix}) \text{ MeV}$$

$$\text{Fond non résonnant} = 0,004 \pm 0,004$$

Rappelons que les erreurs sur la masse de l' ω^0 sont estimées comme dans le cas des K chargés, en supposant que la fonction de vraisemblance est sensiblement gaussienne.

Diagramme des $\vec{P}_{K_1^0} = f(M\omega^0)$

Fig.(V,c)

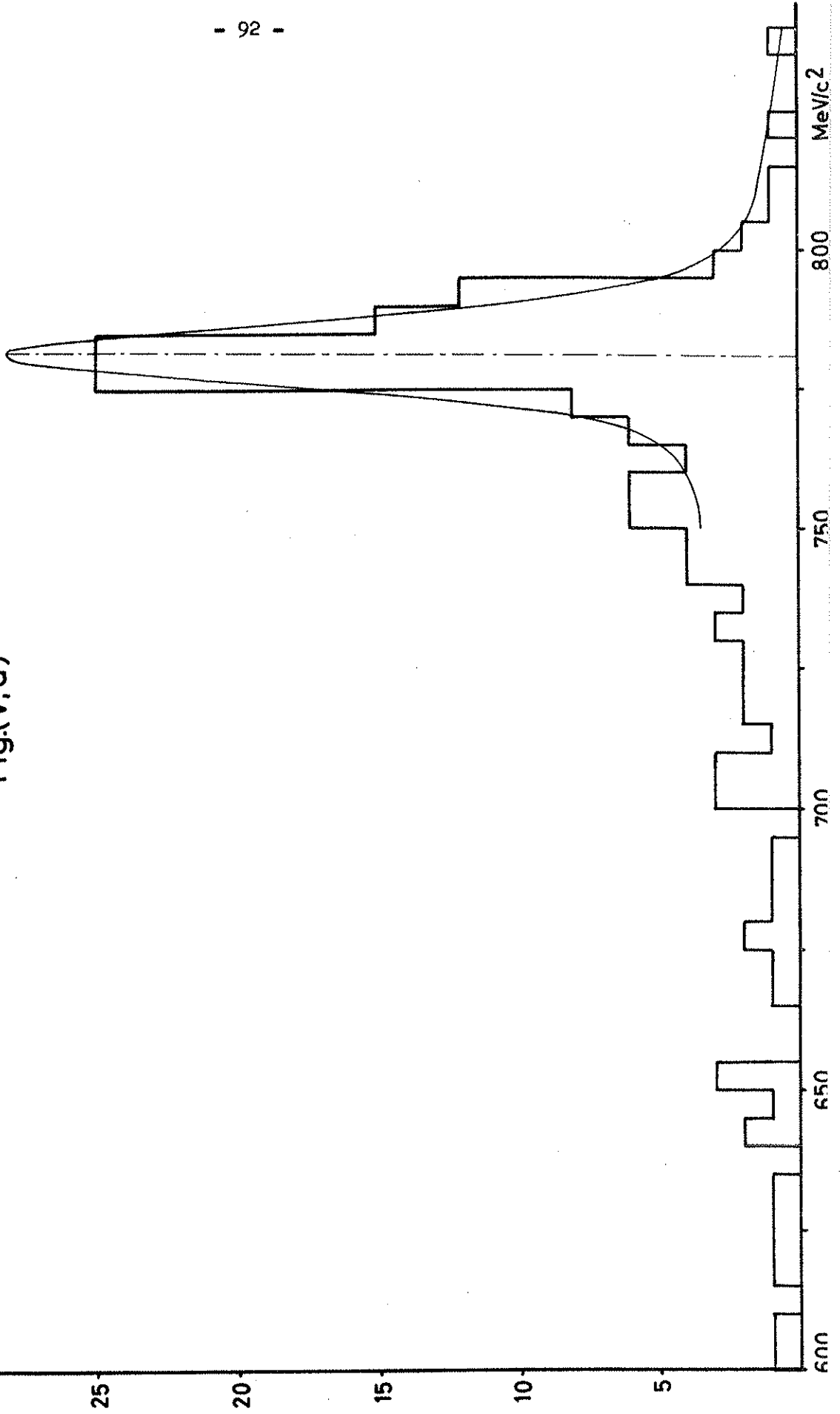


ADAPTATION D'UNE COURBE DE BREIT-WIGNER A
LA DISTRIBUTION DES MASSES EFFECTIVES DES $\bar{\pi}^+ \pi^- \pi^0$

DANS $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \bar{\pi}^+ \pi^- \pi^0$
MASSE DU $K_1^0 = 497,8 \text{ MeV}/c^2$

Nb. d'évts.

Fig.(V,d)



c) Conclusion : incompatibilité des résultats

Les résultats du paragraphe précédent montrent la discordance, annoncée au chapitre I, entre les estimations de la masse de ω^0 suivant son association avec deux K neutres ou deux K chargés.

Nous avons vu, dans le chapitre I, les raisons qui nous permettent de douter du second résultat. Nous allons dans ce qui suit tenter d'expliquer ce désaccord en nous attachant particulièrement à l'étude des réactions du type $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega^0$.

Nous pouvons penser, en premier lieu, qu'une erreur systématique de mesure peut introduire un tel effet. Cependant cette hypothèse, du fait de la variété des situations des V^0 et de leur topographie dans la chambre, ne semble pas devoir être retenue.

Une autre cause possible de ce déplacement pourrait être une erreur systématique sur le champ magnétique. Aussi nous proposons nous de voir dans quelle mesure nous pouvons rendre compte de nos résultats dans le cas où le déplacement constaté serait dû au champ magnétique.

C - ETUDE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE

I/ INFORMATION SUR LE CHAMP MAGNETIQUE

a) Résultats des mesures directes

Nous avons dit dans l'introduction que l'incertitude sur le champ magnétique ne dépassait pas $3 \cdot 10^{-3}$. En fait, une étude détaillée (réf. V, 2) estime que, pour la C.B.H. 81 exposée au CERN, la valeur moyenne du champ au cours d'une expérience est définie à la précision de $1 \cdot 10^{-3}$ et les fluctuations autour de cette valeur moyenne n'excèdent pas $2 \cdot 10^{-3}$. Dans la suite nous envisagerons un déplacement du champ magnétique légèrement supérieur aux quantités précédentes et la valeur de l'erreur relative $\frac{\Delta H}{H}$ a été fixée à $3 \cdot 10^{-3}$.

On peut envisager pour préciser la valeur moyenne du champ magnétique de faire l'étude des annihilations des antiprotons en deux particules chargées. Les plus nombreuses, et de beaucoup, sont celles en deux mésons (π^+ et π^-), et ce sont celles que nous avons essayé d'étudier.

b) Etude des annihilations : $\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ \pi^-$

Dans ce type de réaction la mesure de l'impulsion des deux mésons π collinéaires est susceptible de fournir une information précisant la valeur du champ magnétique. En fait l'étude entreprise n'aboutit pas à un résultat précis, en raison de la faible statistique à laquelle s'ajoute une dispersion relativement importante des mesures de quantités de mouvement.

II/ ETUDE INDIRECTE DE L'INFLUENCE DU CHAMP MAGNETIQUE

On peut aussi se proposer d'étudier l'influence du champ magnétique sur diverses grandeurs sur lesquelles il agit d'une manière indirecte.

a) Masse effective des $\pi^+ \pi^-$ de désintégration des K_1^0

Avec le calcul approximatif suivant, qui ne tient compte d'aucun procédé d'optimisation, nous nous proposons de montrer l'influence d'un éventuel déplacement du champ magnétique sur la masse invariante des deux π de désintégration du K_1^0 .

Nous avons la relation : $(ME_{\pi\pi})^2 = (E_{\pi^+} + E_{\pi^-})^2 - (\vec{p}_{\pi^+} + \vec{p}_{\pi^-})^2$ et l'erreur introduite par une fluctuation du champ magnétique porte principalement sur l'impulsion, et est négligeable sur l'angle que font les deux π . Un calcul dans des conditions moyennes montre que $\Delta(ME^2) = 4 (E^2 - pc \cos \theta)^2 \Delta p$.

Dans notre expérience les K_1^0 sont de basse énergie, chacun des π issus du K_1^0 a une impulsion moyenne de 250 MeV/c environ, et l'angle entre les vecteurs quantités de mouvement des deux π est en moyenne 120° ($30^\circ < \theta < 180^\circ$).

$$\text{d'où } \Delta(ME) = \frac{\Delta(ME^2)}{2ME} = \frac{2p}{ME} (1 - \cos \theta) \Delta p = \frac{2p^2}{ME} (1 - \cos \theta) \frac{\Delta p}{p}$$

De la relation $P = 0,3 B\rho$ on tire $\frac{\Delta B}{B} = \frac{\Delta p}{p} = 3 \cdot 10^{-3}$ et par suite pour les grandeurs moyennes adoptées $\Delta(ME) \sim 1,1 \text{ MeV}/c^2$.

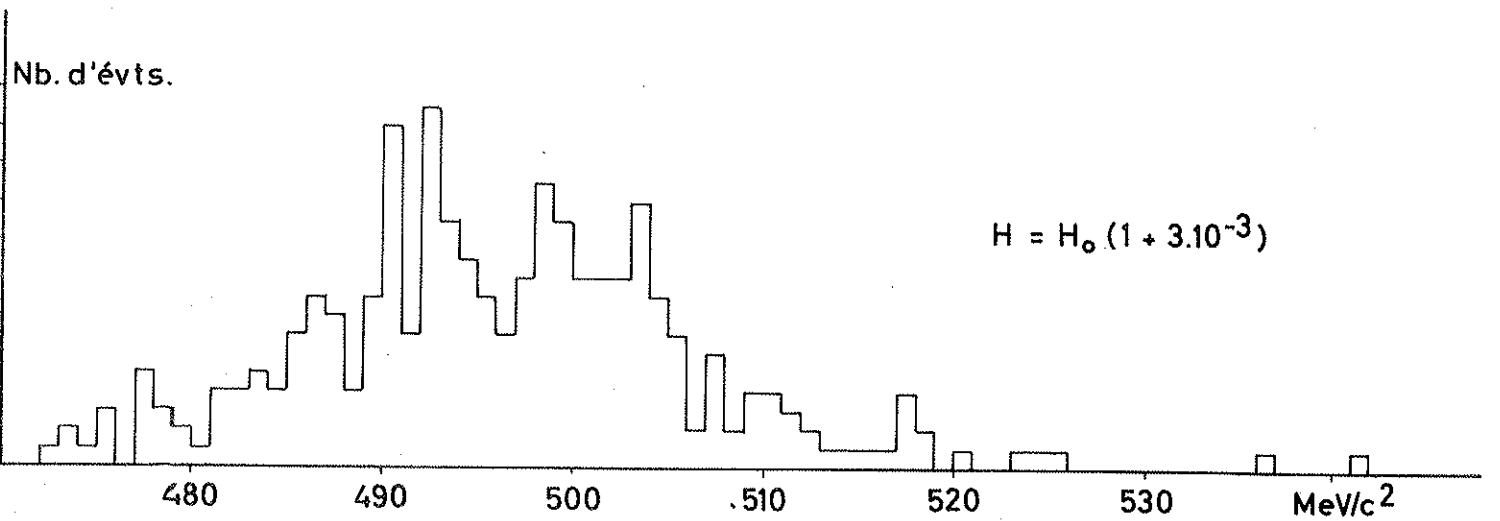
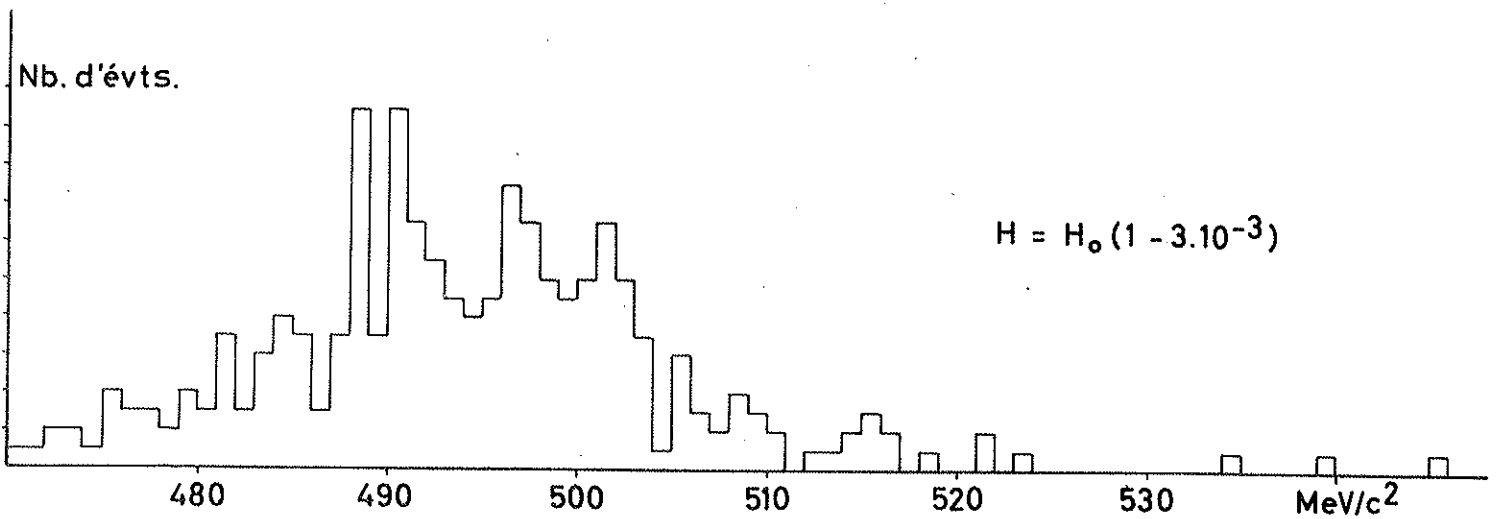
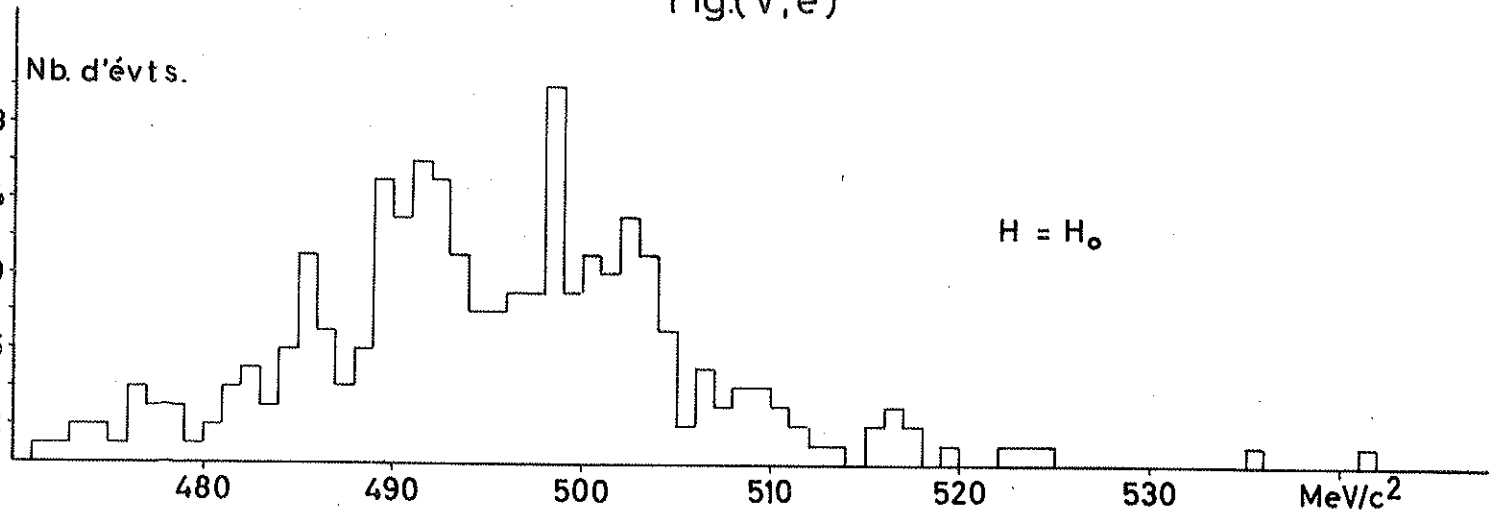
Lorsque nous imposons au champ magnétique une variation de $3 \cdot 10^{-3}$ nous devons nous attendre à un déplacement, de la masse du K_1^0 , de l'ordre d'un MeV/c^2 .

Sur la figure (V, e) nous avons groupé les histogrammes des masses invariantes $\pi^+ \pi^-$ (de la désintégration du K_1^0 dans les annihilations $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$). Chacun d'eux est relatif à une valeur bien déterminée du champ magnétique (H_0 : estimation adoptée pour l'ensemble de l'expérience ; $H_0 (1 + 3 \cdot 10^{-3})$ et $H_0 (1 - 3 \cdot 10^{-3})$).

REPARTITION DES MASSES EFFECTIVES $\pi^+ \pi^-$ DES K_1^0

dans $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$

Fig.(V,e)



Les déplacements de la valeur moyenne sont respectivement 0,8 et 1,2 MeV/c², en bon accord avec notre calcul approximatif précédent. Les valeurs moyennes ne doivent pas être considérées comme significatives, car ces résultats ne correspondent pas à des événements sélectionnés pour la précision de leur mesure.

Nous passons maintenant à l'étude d'autres grandeurs sur lesquelles la variation du champ magnétique a un effet moins direct parce qu'intervient un processus d'optimisation.

b) Sur la masse effective $\pi^+ \pi^- \pi^0$ de désintégration de $1^0 \omega^0$

Dans la catégorie d'évènements que nous étudions ici, les deux K_1^0 , après avoir subi le processus d'optimisation relatif à leur désintégration, vont très peu évoluer lors de l'optimisation finale de l'annihilation. En conséquence la masse de $1^0 \omega^0$ dépendra fortement des paramètres optimisés de la désintégration des K_1^0 .

Il est difficile de prévoir, dans ce cas, le comportement de la masse invariante des 3π , parce qu'a priori on ne voit pas comment l'optimisation va réagir sur les diverses quantités physiques. Nous nous sommes contentés d'apprécier expérimentalement l'effet d'un déplacement du champ magnétique.

Dans les mêmes conditions que ci-dessus pour la masse invariante $\pi^+ \pi^-$, les courbes de Breit-Wigner adaptées (histogrammes des masses invariantes $\pi^+ \pi^- \pi^0$) à l'aide de la méthode du maximum de vraisemblance ont donné les résultats consignés dans le tableau qui suit :

Valeur du champ magnétique	Valeur moyenne de la masse du ω^0	Ecart quadratique moyen
H_0	781,8	+ 0,9 - 0,9
$H_0 (1 + 3 \cdot 10^{-3})$	781,8	+ 1,1 - 0,9
$H_0 (1 - 3 \cdot 10^{-3})$	782,2	+ 0,9 - 0,9

On voit que ce déplacement du champ magnétique n'a pratiquement aucun effet sur l'estimation de la masse de $1^0 \omega^0$.

c) Sur la masse manquante à l'annihilation de l'antiproton en $K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$ et $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (\pi^0)$

La considération des spectres de masses manquantes n'est valable que dans la mesure où la contamination résiduelle d'annihilations en vol est faible, ce que nous avons vu au chapitre III.

Pour cette étude, nous avons fait appel à deux catégories d'annihilations d'antiprotons : la première est selon le mode $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ et la seconde selon le mode $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Avant d'aborder cette étude nous faisons la remarque suivante : dans la première catégorie d'évènements ($K_1^0 K_1^0 \pi^0$) le calcul de la masse manquante peut fournir des précisions variables. En effet, pour ces évènements, ce stade de l'analyse dynamique est précédé de l'optimisation de la désintégration des K_1^0 et les grandeurs physiques qui interviennent dans le calcul de la masse manquante à $K_1^0 K_1^0$ sont optimisées. Par conséquent la grandeur masse manquante est déterminée d'une façon assez précise. Par contre, dans la seconde catégorie ($K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$) les résultats offrent un intérêt moindre, à cause de la présence des deux π chargés dont les paramètres ne sont pas, à ce stade du calcul, encore optimisés.

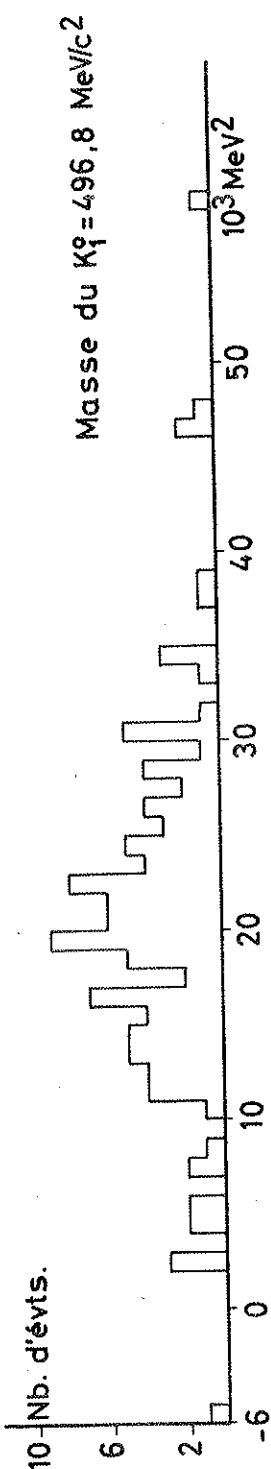
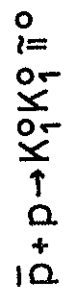
1) Spectre de la masse manquante dans les annihilations du type : $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$

Nous avons relevé environ une centaine d'évènements compatibles avec une annihilation en 3 corps $K_1^0 K_1^0 \pi^0$. La figure (V, f) montre le spectre des carrés des masses manquantes de ces évènements. La valeur moyenne de la distribution situe la masse du π^0 aux environs de $127 \text{ MeV}/c^2$. La fluctuation statistique sur la valeur moyenne est de l'ordre de $3 \text{ MeV}/c^2$. Ce déplacement, vers les valeurs faibles de la masse du π^0 si l'on néglige la contamination résiduelle des annihilations des antiprotons en vol, peut provenir d'un effet systématique dû, par exemple, au champ magnétique.

Les histogrammes (V, g) et (V, h) montrent respectivement les histogrammes des carrés des masses manquantes pour les champs magnétiques $H_0 (1 + 3 \cdot 10^{-3})$ et $H_0 (1 - 3 \cdot 10^{-3})$. On constate que la dispersion ne se réduit pas et les valeurs moyennes des deux distributions sont $128 \text{ MeV}/c^2$ et $127 \text{ MeV}/c^2$.

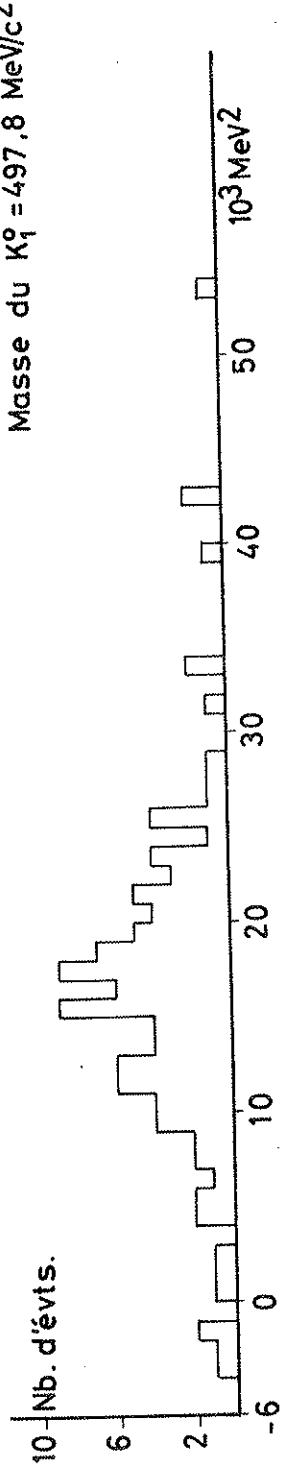
Comme dans le cas de la masse de l' ω^0 la valeur moyenne varie très peu, il faudrait une grande variation du champ magnétique pour rendre compte du déplacement vers les valeurs faibles de la masse du π^0 , constaté sur ces annihilations d'antiprotons en $K_1^0 K_1^0 \pi^0$.

DISTRIBUTION DES CARRÉS DES MASSES MANQUANTES DANS LES ANNIHILATIONS



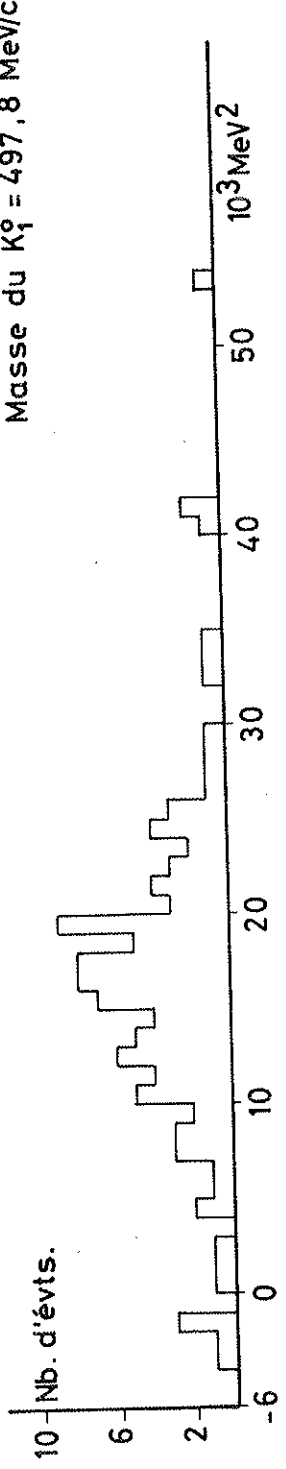
$H = H_0$

Fig.(V, i)



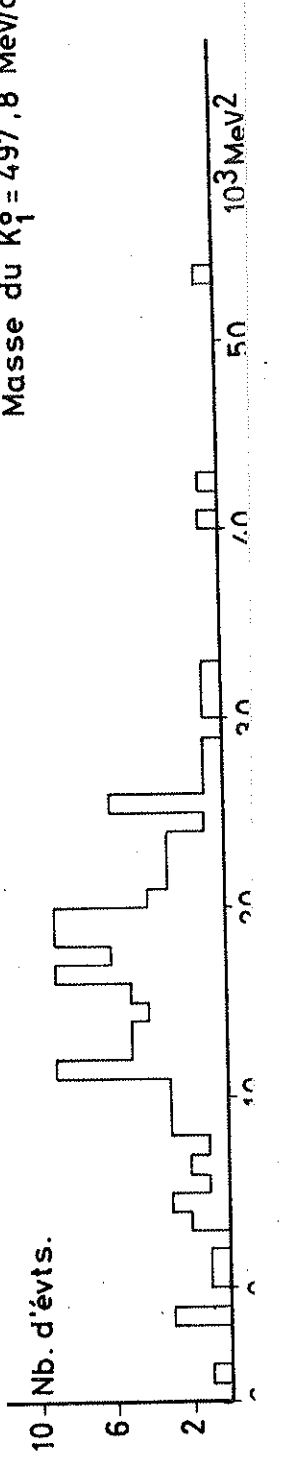
$H = H_0(1 - 3 \cdot 10^{-3})$

Fig.(V, h)



$H = H_0(1 + 3 \cdot 10^{-3})$

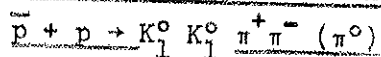
Fig.(V, g)



$H = H_0$

Fig.(V, f)

2) Spectre de la masse manquante dans les annihilations du type :



Dans les deux cas envisagés précédemment ($K_1^0 K_1^0 \omega^0$ et $K_1^0 K_1^0 \pi^0$) les paramètres relatifs aux deux K_1^0 ont subi une première optimisation, et jouent un rôle primordial dans la détermination de la grandeur étudiée (masse ω^0 et masse π^0). Il n'en est plus de même dans le cas des évènements que nous considérons maintenant.

On observe sur la figure (V, j) la distribution des carrés des masses manquantes à l'annihilation de l'antiproton (hors des deux K_1^0 et des deux π chargés). La valeur moyenne de cette répartition attribuée à la masse du π^0 la valeur $141 \pm 3,5$ MeV/c² (erreur purement statistique). Alors que la masse manquante dans les annihilations en 4 corps semblait déplacée vers les valeurs faibles, ici au contraire, nous constatons un déplacement vers une haute valeur. Cette dernière reste néanmoins compatible, à moins de deux écarts quadratiques moyens, avec la valeur réelle (135 MeV/c²).

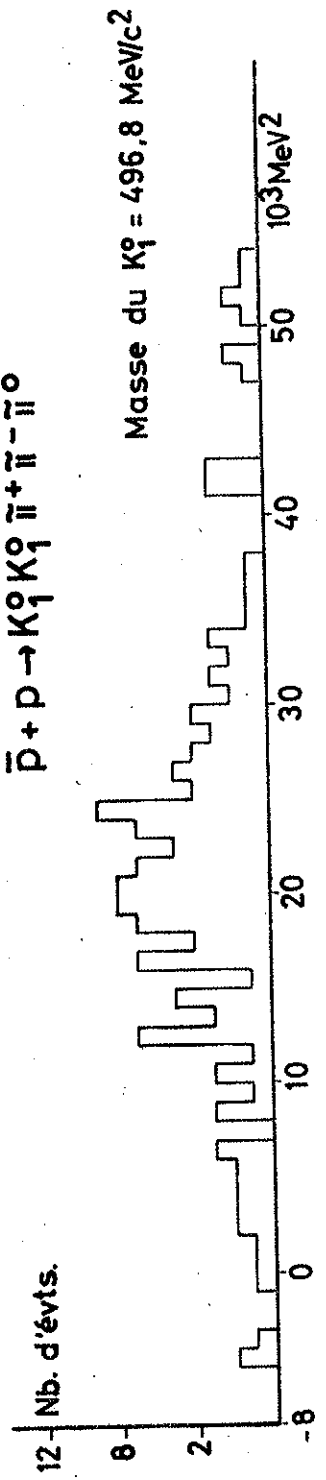
Dans les mêmes limites de variations du champ magnétique que celles considérées plus haut nous avons dressé les histogrammes (V, k) et (V, l) correspondant respectivement aux valeurs $H_0 (1 + 3 \cdot 10^{-3})$ et $H_0 (1 - 3 \cdot 10^{-3})$. Les valeurs moyennes sont respectivement $139 \pm 3,5$ MeV/c² et $145 \pm 3,5$ MeV/c² (erreurs statistiques). L'effet est beaucoup plus important que dans les deux cas précédents. Ceci est dû, au moins en partie, à la différence signalée plus haut.

En résumé, nous voyons qu'une variation du champ magnétique pourrait avoir une influence sur la mesure de la masse du K_1^0 (par la masse manquante $\pi^+ \pi^-$) ou sur la masse du π^0 dans les évènements du type $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$, mais qu'elle a une influence négligeable sur la mesure de la masse de l' ω^0 dans les évènements $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ et sur la mesure de la masse du π^0 dans les évènements $K_1^0 K_1^0 \pi^0$.

D - RETOUR A LA DETERMINATION DE LA MASSE DU K_1^0

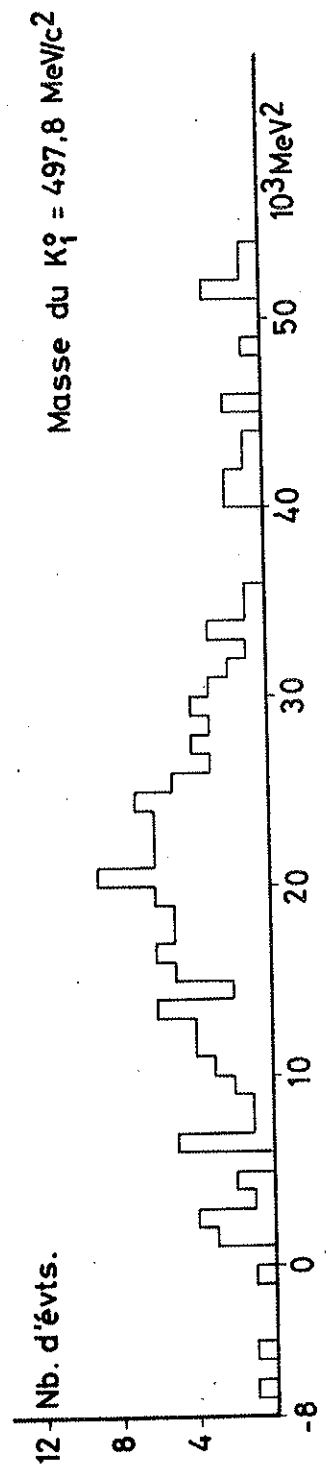
Il apparaît, à partir de considérations simples, que dans les évènements $K_1^0 K_1^0 \omega^0$ et $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ les mesures des masses de l' ω^0 et du π^0 dépendent d'une manière assez importante de la masse attribuée au K_1^0 . Nous avons pris pour cette masse la valeur $(497,8 \pm 0,6)$ MeV/c² ordinairement adoptée (réf. I, 26). Nous notons que l'erreur donnée par les auteurs n'est pas négligeable. Cette détermination repose

DISTRIBUTION DES CARRÉS DES MASSES MANQUANTES DANS LES ANNIHILATIONS



$H = H_0$

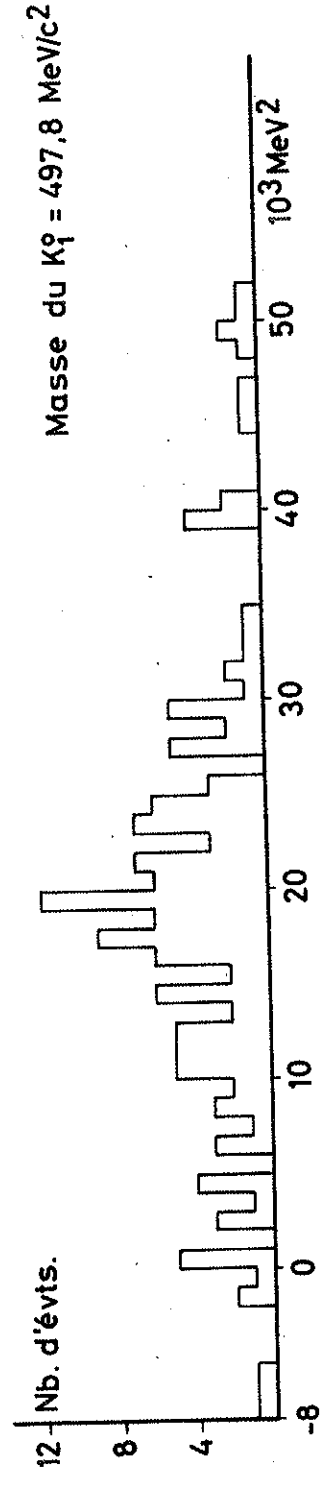
Fig.(V, m)



$H = H_0 (1 - 3 \cdot 10^{-3})$

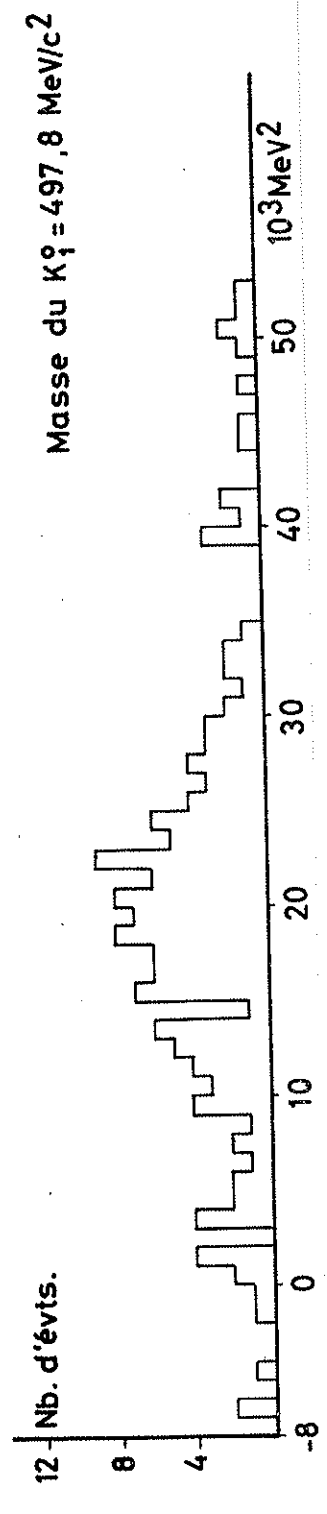
Fig.(V, l)

100



$H = H_0 (1 + 3 \cdot 10^{-3})$

Fig.(V, k)



$H = H_0$

Fig.(V, j)

principalement sur une expérience précise, mais de très faible statistique, dont nous rappelons brièvement le principe.

Un faisceau de K^+ d'énergie comprise entre 10 et 150 MeV produit la réaction d'échange de charge : $K^+ + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$. On observe 44 évènements de ce type. Cinq d'entre eux présentent sur le trajet probable du neutron un proton de recul compatible avec une diffusion élastique neutron-proton.

Pour le lot de 39 évènements où l'on n'observe pas de proton de recul, la détermination de l'impulsion du K^+ est basée sur une mesure de courbure, en tenant compte d'une erreur systématique constante déterminée au moyen du K^+ interagissant 6 cm avant l'arrêt (soit $p \sim 150$ MeV/c).

(On sait que dans ce cas l'estimation de l'impulsion est "biaisée" ; et il est difficile d'évaluer l'erreur systématique, car celle-ci dépend de deux paramètres : la longueur de mesure et l'impulsion moyenne. Une étude analogue d'échange de charge : $\bar{p} + p \rightarrow \bar{n} + n$ réalisée sur notre lot de photographies (réf. V, 3) montre bien les difficultés soulevées par l'estimation précise de cette erreur systématique).

Ce premier lot de 39 évènements fournit une différence de masse $M_{\bar{K}^0} - M_{K^+} = \Delta M_{K^+} = 4,7$ MeV/c². Le second lot, qui ne comporte malheureusement que cinq évènements, devrait fournir une évaluation beaucoup plus sûre. En effet l'évaluation présente maintenant l'avantage de ne plus dépendre de la mesure de courbure. Dans ces évènements, on cherche un proton de recul compatible avec une collision neutron-proton, et alors la détermination de l'impulsion du neutron est effectuée à partir de la mesure du parcours du proton de recul et des angles. Mais on se heurte alors à l'incertitude due aux protons de recul parasites. En effet la recherche du proton de recul associé à la réaction d'échange de charge est obtenue par l'exploration du volume approprié de la chambre (détermination de la direction et de l'impulsion du neutron). Or la probabilité pour qu'un proton, pris comme recul d'une collision élastique neutron-proton, provienne d'un neutron autre que le neutron d'échange de charge est de 10 % (une photographie contient en moyenne 8 protons de recul provenant d'un fond de neutrons traversant la chambre).

En fait, les résultats relatifs aux 5 évènements du lot sont les suivants :

Evènement	$\Delta M = M_{\bar{K}^0} - M_{K^+}$
1	- 0,3 \pm 1,2
2	+ 4,1 \pm 1,3
3	+ 2,5 \pm 1,2
4	+ 9,0 \pm 7,0
5	- 5,0 \pm 12,0

Le premier évènement est éliminé comme recul accidentel. Les deux derniers sont peu précis. Essentiellement fondé sur les évènements 2 et 3, le résultat du groupe de Berkeley est $\Delta M_K = 3,3 \text{ MeV}/c^2$. Ce résultat combiné au lot précédent avec une pondération qui attribue plus d'importance à la détermination la plus précise, ils obtiennent finalement $\Delta M_K = 3,7 \pm 0,7 \text{ MeV}/c^2$ ce qui conduit à une masse du \bar{K}^0 égale à $497,7 \pm 0,8 \text{ MeV}/c^2$ compte tenu de l'erreur sur la masse du K^- ($494,0 \pm 0,2 \text{ MeV}/c^2$).

Enfin, en supposant l'égalité des masses K^0 et \bar{K}^0 et en rassemblant les diverses déterminations antérieures (réf. V, 4 à V, 10), les auteurs aboutissent à un résultat très voisin $497,9 \pm 0,6 \text{ MeV}/c^2$. Cette analyse montre bien que l'incertitude sur la masse du K^0 est encore relativement importante.

E - INFLUENCE DU DEPLACEMENT DE LA VALEUR DE LA MASSE DU K_1^0

Nous avons cherché à déterminer l'influence d'une variation de la masse attribuée au K_1^0 , variation de l'ordre de grandeur des erreurs ci-dessus, sur les deux grandeurs sur lesquelles une variation du champ magnétique n'avait pas d'influence. Nous avons choisi la valeur commode de $1 \text{ MeV}/c^2$.

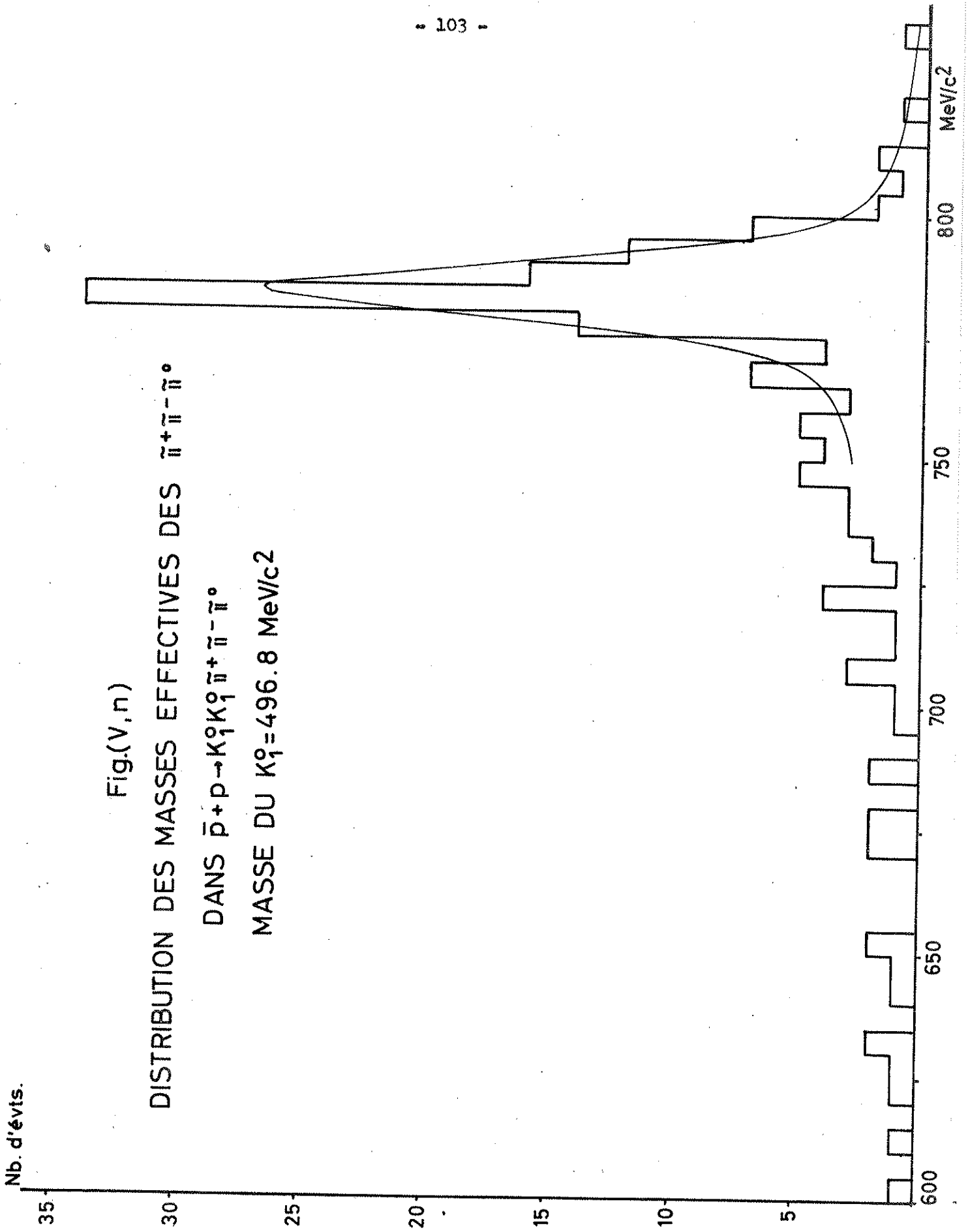
I/ MASSE DU π^0

Nous avons donc fait subir au lot d'évènements $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 (\pi^0)$ le processus habituel d'analyse dynamique, en imposant au K_1^0 la masse de $496,8 \text{ MeV}/c^2$, à partir duquel nous déduisons le spectre des carrés des masses manquantes représenté en fig. (V, i). La valeur moyenne de cette distribution situe la masse du π^0 à $142 \text{ MeV}/c^2$ avec une fluctuation statistique de $3,2 \text{ MeV}/c^2$.

On voit là l'important effet du déplacement de la masse du K_1^0 et on constate que le déplacement s'effectue dans le sens du rétablissement de la masse du π^0 .

II/ MASSE DE L' ω^0

Le même procédé a été appliqué à l' ω^0 . En introduisant dans l'optimisation de la masse de $496,8 \text{ MeV}/c^2$ nous avons fait subir au lot d'évènements $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ le traitement habituel. La figure (V, n) montre la répartition des masses effectives des trois mésons π obtenue, et l'adaptation par la méthode du maximum de vraisemblance d'une courbe de Breit-Wigner nous fournit une



estimation de la masse de ω^0 égale à $784,4 \pm 0,9$ MeV/c², c'est-à-dire une masse très voisine de la masse obtenue à partir des annihilations avec production de deux mésons K chargés s'arrêtant dans la chambre. Ajoutons que la largeur déterminée par cette adaptation est $8,0 \pm 2,0$ MeV.

En conclusion, les deux faits précédents incitent à penser que la masse du K_1^0 considérée actuellement comme la meilleure estimation est légèrement surestimée d'une quantité compatible avec l'erreur associée à cette estimation.

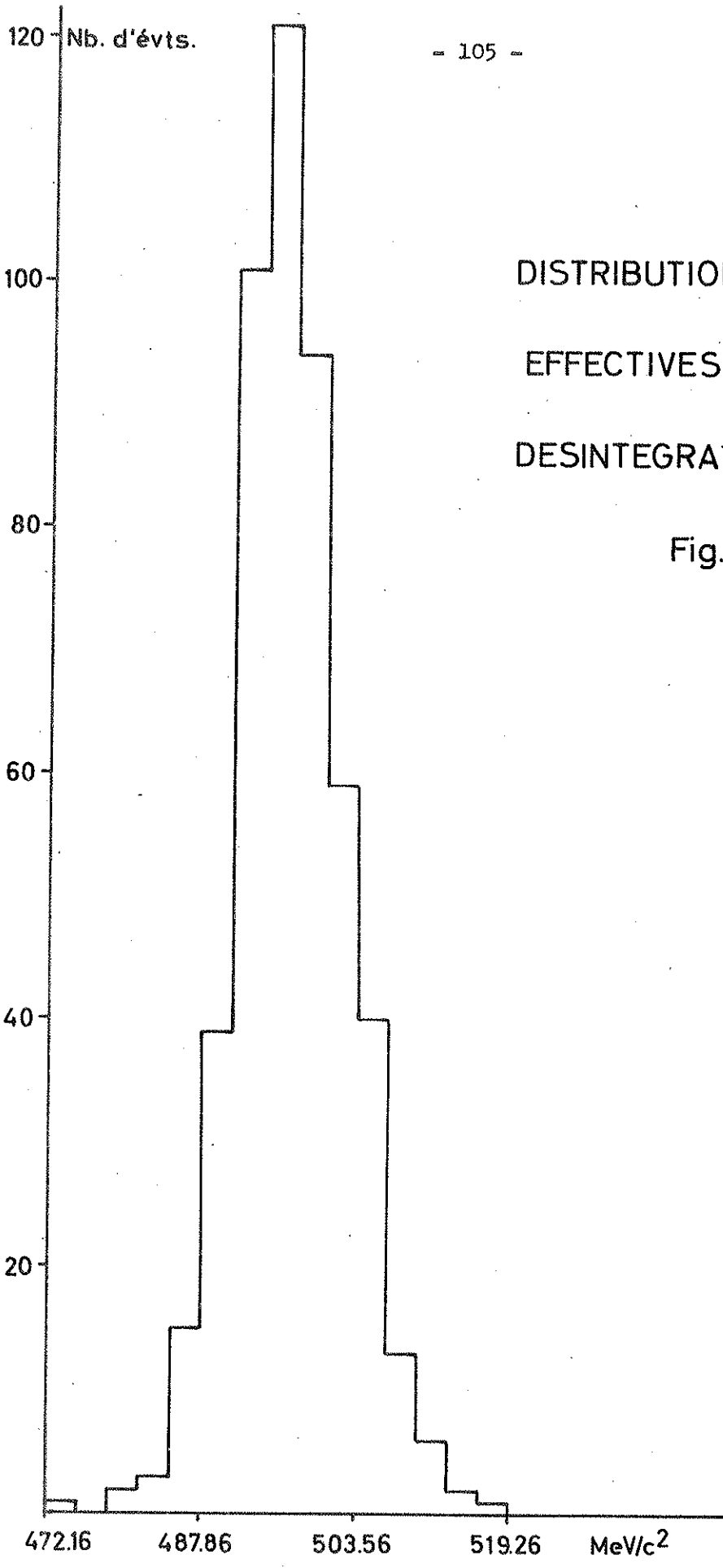
Quoique notre connaissance du champ magnétique soit certainement insuffisante (nous l'avons vu plus haut) pour fournir une détermination précise de la masse du K_1^0 , nous avons néanmoins évalué cette masse (par la masse invariante $\pi^+\pi^-$ de désintégration) sur un lot d'évènements sélectionnés pour la précision de leurs mesures.

Voici les critères adoptés :

- a) longueur de mesure de chacun des π égale ou supérieure à 5 cm,
- b) angle en profondeur (par rapport au plan de la glace avant) de chacune des trajectoires des π inférieur à 45°,
- c) χ^2 de l'optimisation de la désintégration du K_1^0 inférieur à 5 fois la valeur moyenne attendue,
- d) erreur estimée sur la masse effective (grandeur non optimisée) inférieure à 25 MeV/c².

Ces quatre conditions imposées à un lot de 3.500 K_1^0 ne nous a laissé que 494 évènements, et la distribution des masses invariantes $\pi^+\pi^-$ (fig. V, o) nous fournit une valeur moyenne de 497 MeV/c² environ. La dispersion associée est de 7 MeV/c², ce qui conduit à une erreur purement statistique de 0,3 MeV/c².

Nous trouvons donc un résultat légèrement inférieur à la valeur traditionnelle, il paraît donc souhaitable d'entreprendre de nouvelles mesures précises de la masse du K_1^0 .



DISTRIBUTION DES MASSES
EFFECTIVES DES $\pi^+\pi^-$ DE
DESINTEGRATION DES K_1^0

Fig.(V,o)

CHAPITRE VI

ANALYSE DES RECHERCHES THEORIQUES CONCERNANT LA LARGEUR DE Γ_{ω^0} ET CONFRONTATION AVEC L'EXPERIENCE

— 3 —

Les recherches théoriques sur la largeur du méson ω se sont développées presque immédiatement après la découverte de cette particule, en étroite liaison avec des calculs analogues faits pour la particule élémentaire de caractéristiques voisines, le méson ρ .

Les premières expériences conduisaient à des valeurs de la largeur de Γ_{ω^0} compatibles avec zéro. D'autre part il semblait aussi que le mode dominant de sa désintégration fût $\omega \rightarrow 3\pi$. On pouvait alors se demander si d'autres modes possibles, aussi importants, n'étaient pas empêchés de se produire.

Que peut-on attendre de la confrontation des recherches théoriques développées par divers auteurs, et des résultats des diverses expériences, plus particulièrement de la nôtre ?

Une expérience telle que la nôtre fournit une bonne estimation de la masse, et conclut à une largeur substantielle de Γ_{ω} . Dès lors :

- a) L'estimation de la masse pourrait permettre une vérification des relations de masses existant entre les mésons vectoriels d'un même octet dans le cadre de la classification des particules élémentaires suivant la symétrie unitaire. Malheureusement l'existence du ϕ^0 qui possède les mêmes nombres quantiques, et qui de ce fait interfère avec Γ_{ω^0} , rend illusoire tout essai d'application des relations de masses sans hypothèse sur le processus de mélange $\omega - \phi$.

- b) Par contre, l'estimation de la largeur permettra de voir dans quelle mesure les hypothèses (échange d'un ρ , etc...) faites du point de vue théorique, peuvent rendre compte du phénomène physique, et en particulier de préciser si la nature des forces, envisagées dans les hypothèses, est correctement représentée.
- c) Enfin la détermination expérimentale de l'importance relative du mode de désintégration ($\pi^+ \pi^- \pi^0$) et des modes entièrement neutres, confrontée aux prédictions théoriques, permettra de voir le bien fondé de ces dernières.

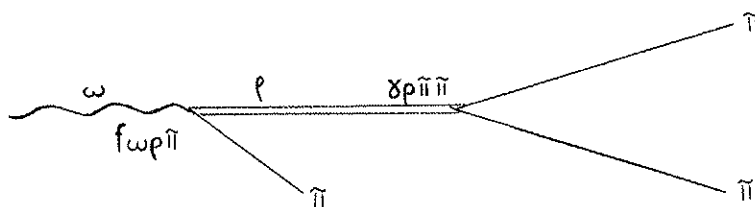
Nous allons dans la suite de ce chapitre, confronter les conclusions des diverses études théoriques avec le résultat de notre expérience.

A - ETUDE DE GELL-MANN, SHARP ET WAGNER (Réf. VI, 1)

L'étude de ces auteurs porte sur l'ensemble des modes de désintégration de l' ω , en particulier sur le mode $\omega \rightarrow 3\pi$ et sur le mode $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$. L'idée de base est que le ρ joue un rôle prédominant d'intermédiaire dans ces réactions, la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ étant supposée elle-même passer par l'état intermédiaire (virtuel) $\rho\omega$.

Leurs résultats sont les suivants :

- 1) On peut estimer $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0)$ en supposant que le processus est dominé par $\omega \rightarrow (\rho + \pi) \rightarrow 3\pi$



L'expression de la largeur est :

$$\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = (m_\omega - 3m_\pi)^4 (m_\rho^2 - 4m_\pi^2)^{-2} m_\omega m_\pi^2 3^{-3/2} (\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi)(f_{\rho\omega\pi}^2/4\pi) W(m_\omega)$$

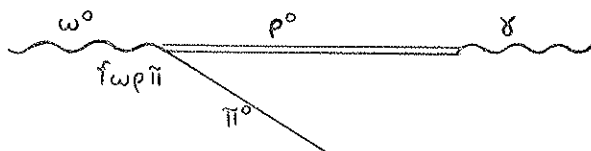
où $W(m_\omega)$ est un facteur de correction relativiste qui est de l'ordre de 3,6. Pour continuer il faudrait connaître les constantes de couplage. Or on peut tirer $\gamma_{\rho\pi\pi}^2$ de la relation

$$\Gamma(\rho \rightarrow 2\pi) = \frac{1}{3} (\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi) (m_\rho^2 - 4m_\pi^2)^{3/2} m_\rho^{-2}$$

A partir du résultat expérimental $\Gamma(\rho \rightarrow 2\pi) \sim 100$ MeV on trouve $\gamma_{\rho\pi\pi}^2 = \frac{1}{2}$.

Mais on ne connaît pas la constante de couplage $f_{\rho\pi\omega}^2$

2) Si l'on suppose que la réaction $\omega^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$ passe par l'intermédiaire $\pi^0 \rho^0$,



$$\text{alors } \Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) = \alpha (\gamma_\rho^2/4\pi)^{-1} (m_\omega^2 - m_\pi^2)^3 m_\omega^{-3} (96)^{-1} (f_{\rho\omega\pi}^2/4\pi)$$

Ici encore, on peut bien avec les auteurs, supposer que $\gamma_\rho^2 \approx \gamma_{\rho\pi\pi}^2$ c'est-à-dire $\frac{1}{2}$. Mais $f_{\rho\omega\pi}^2$ est toujours inconnu.

Néanmoins nous avons la possibilité de tester la cohérence du modèle en calculant $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma)/\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = 0,17$. La valeur expérimentale que nous obtenons dans notre expérience est $0,11 \pm 0,02$ (réf. VI, 2) en bon accord avec celle admise actuellement $0,11 \pm 0,01$ (VI, 3). La comparaison de ces deux résultats donne confiance dans le modèle proposé.

3) Il s'agit maintenant de déterminer $f_{\rho\omega\pi}^2$. Gell-Mann et al. y parviennent en appliquant le modèle à la désintégration $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ et en émettant quelques hypothèses qui paraissent raisonnables.

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow 2\gamma) = \alpha^2 (\gamma_\rho^2/4\pi)^{-1} (\gamma_\omega^2/4\pi)^{-1} (192)^{-1} \times m_\pi^3 (f_{\rho\omega\pi}^2/4\pi)$$

Comme précédemment γ_ρ est la constante liée au vertex $\rho \rightarrow \gamma$, de même γ_ω correspond à $\omega \rightarrow \gamma$ les auteurs, par cohérence, prennent encore $\gamma_\rho^2 \approx \gamma_{\rho\pi\pi}^2$, et de plus supposent $\gamma_\omega^2 \approx \gamma_\rho^2 \approx \frac{1}{2}$ (symétrie unitaire).

De la vie moyenne du $\pi^0 = 1,8 \times 10^{-16} \text{ sec}^{-1}$ ($\Gamma_{\pi^0} \sim 3\text{ev}$) on peut tirer la valeur $m_\pi^2 f_{\rho\omega\pi}^2/4\pi \approx 0,02$.

Nous pouvons voir dès à présent que la largeur de l^0 calculée avec ces données est $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) \sim 0,4 \text{ MeV}$, valeur peu compatible avec la largeur expérimentale (9 MeV). On peut alors se demander dans quelle mesure le modèle est valable. Il pourrait d'ailleurs se faire que le modèle soit en gros valable, mais qu'on ait commis de fortes erreurs dans les hypothèses secondaires. En particulier concernant ces dernières quantités, nous pouvons déterminer une limite supérieure de γ_ω^2 en considérant d'une part le résultat expérimental actuellement admis $\Gamma(\omega \rightarrow e^+ e^-)/\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi) = \frac{0,3}{86} \times 9 = 3 \cdot 10^{-2}$, et d'autre part la réaction :

$$\Gamma(\omega \rightarrow l^+ + l^-) = \alpha^2 (\gamma_\omega^2/4\pi)^{-1} (m_\omega/36) (1 - 4m_l^2/m_\omega^2)^{1/2} (1 + 2m_l^2/m_\omega^2)$$

En effet si l'on applique cette relation au mode $e^+ e^-$, on obtient $\gamma_\omega^2/4\pi \sim 4$.

La largeur que l'on obtient alors avec l' ω est 4 MeV, plus conforme à l'expérience. Nous allons voir d'ailleurs que l'étude du ρ par un mécanisme de "bootstrap" (Zachariasen et Zemach, voir ci-dessous) fournit directement une valeur de $\gamma_{\rho\pi\omega}^2$ (identique au $m^2 f^2 / 4\pi$) de l'ordre de 0,1 à 0,2, 10 fois plus forte que la valeur trouvée par Gell-Mann et al. (0,02).

B - ETUDE DE F. ZACHARIASEN ET C. ZEMACH (Réf. VI, 5)

Avant de résumer cette étude, rappelons que l'idée qui lui a donné naissance a été le point de vue de G.F. Chew et S.C. Frautschi (Réf. VI, 4) que nous présenterons comme suit :

Toutes les particules à interaction forte sont des états composés. Chaque particule est considérée comme une combinaison stable ou instable des autres, et les forces qui produisent ces états composés sont elles-mêmes supposées être engendrées par l'échange de particules. Ainsi, suivant Chew et Frautschi, les notions de particules "élémentaires" et "d'interactions fondamentales" ne sont plus significative

Nous avons plutôt une situation dans laquelle le système de particules se produit lui-même, en ce sens que les diverses particules donnent naissance à des forces entre elles produisant des états liés qui sont les particules.

Développant ces idées, Zachariasen et Zemach supposent que l'existence d'une résonance, ρ ou ω , par exemple, résulterait dans la perspective de Chew Frautschi et Mandelstam d'un mécanisme de "bootstrap" (lacet de souliers) dans lequel l'interaction forte entre les deux pions dans l'état P (s'il s'agit d'un ρ) nécessaire pour produire la résonance est produite par l'échange d'une paire résonnante de pions. Le déclenchement du mécanisme de "bootstrap" sera, par exemple, une interaction des deux pions dans l'état S.

Une vue simplifiée du problème est donnée par l'image suivante (lorsqu'il s'agit d'un ρ) :

Le méson ρ apparaît comme une résonance dans le système de deux mésons π dans l'état $J = 1$ $T = 1$, et l'échange d'un ρ entre deux pions donnerait une force attractive pour cet état. Si les paramètres du ρ sont judicieusement choisis, cette force attractive donne naissance à une résonance dont la masse et la largeur sont précisément celles du ρ .

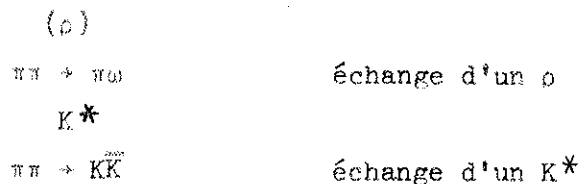
C'est en ce sens que nous avons dit ci-dessus que le ρ se produit lui-même.

En fait cette image est très simplifiée, et le problème est en réalité beaucoup plus complexe. Il faut tenir compte de plusieurs autres particules à interaction forte qui ont une influence plus ou moins grande sur l'échange du ρ . Malheureusement la prise en considération de toutes ces particules conduirait à des calculs pratiques très difficiles.

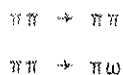
Bien qu'il soit impossible de résoudre le problème dans le cas le plus général, on peut cependant améliorer le calcul en ne considérant que les phénomènes qui se produisent au voisinage de l'énergie de la particule qui nous intéresse. On peut alors supposer que les particules ayant une énergie au repos beaucoup plus grande n'auront sur la réaction qu'une influence négligeable. Ces considérations sont particulièrement intéressantes dans le cas du ρ et de l' ω qui ont des masses au repos voisines.

Les particules nouvelles peuvent s'introduire, soit par des voies de diffusion qui interfèrent avec la voie $\pi\pi$, soit en affectant les forces $\pi\pi$ directement (ρ , ω échangés).

Si l'on se place dans les conditions énoncées ci-dessus, c'est-à-dire autour d'un petit domaine d'énergie, par exemple avec un seuil inférieur à 1 Gev, les réactions qui peuvent interférer avec la voie $\pi\pi$ sont :



Du fait que $m_{K^*} > m_\omega \sim m_\rho$, on pourra supposer que l'interaction avec échange de K^* est négligeable. C'est pourquoi Zachariasen et Zemach considèrent un système à deux voies seulement



où seul un ρ est échangé, et en définitive le calcul est limité au cas où le ρ échangé a une masse telle que $\omega \rightarrow \rho\pi$ soit impossible.

Zachariasen et Zemach trouvent dans le cas du ρ les constantes suivantes :

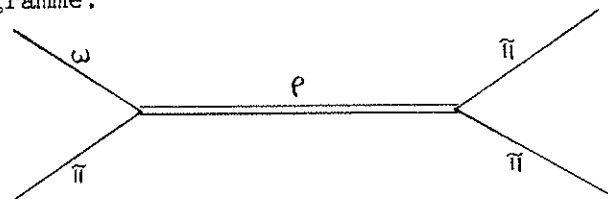
$$\begin{aligned} m_\rho &\sim 660 \text{ MeV} \\ G &= \gamma_{\rho\pi\pi}^2 / 4\pi = 0,48 \\ H &= \gamma_{\rho\pi\omega}^2 / 4\pi = 0,14 \quad \text{et font la remarque suivante.} \end{aligned}$$

L'influence des voies d'énergie élevée est considérable, et si l'on envisage un "cutt-off" d'environ deux masses nucléaires sur toutes les intégrales apparaissant dans les calculs, les constantes précédentes deviennent

$$\begin{aligned} m_\rho &\sim 740 \text{ MeV} \\ G &\sim 0,87 \\ H &\sim 0,5 \end{aligned}$$

valeurs plus conformes à l'expérience. D'où ils concluent qu'un effet physique tendant à réduire la valeur des éléments de matrice pour les énergies élevées rapprochent théorie et expérience.

Un tel résultat n'a été possible que par la prise en considération du vertex $\rho\pi\omega$ du diagramme.



Le calcul fait intervenir $\gamma_{\rho\pi\omega}^2/4\pi$, et le fait intervenir d'une manière sensible. En sorte que, si la théorie est valable, la valeur trouvée pour $\gamma_{\rho\pi\omega}^2/4\pi$ ne doit pas être bien différente, c'est-à-dire 0,1 à 0,2 sans cutt-off (0,2 correspond à $\Gamma_\omega \sim 4 \text{ MeV}$) et 0,5 avec cutt-off, et ceci fait correspondre $\Gamma_\omega \sim 9 \text{ MeV}$.

Ces résultats semblent indiquer que la valeur $\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi \sim 0,4$, au lieu de 0,2, est parfaitement cohérente.

Remarque :

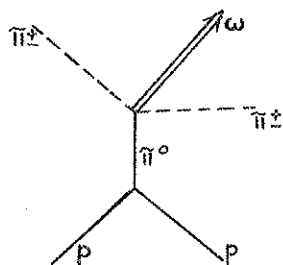
Zachariasen et Zemach indiquent qu'on pourrait refaire directement un calcul de bootstrap pour l' ω qui ferait intervenir la voie $\rho\pi$. Ce calcul n'a pas été fait.

Suivant ce même point de vue, une analyse de Diu, Gervais et Rubinstein (Réf. VI, 6) manifeste la complexité du problème lorsqu'on considère non seulement la voie $\pi\pi$ mais aussi les voies $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ et $K\bar{K} \rightarrow K\bar{K}$. Ils obtiennent, pour le ρ , des caractéristiques qualitatives satisfaisantes, mais ne se trouvent plus en accord avec l'expérience sur les caractéristiques quantitatives : en particulier les masses sont trop faibles et les constantes de couplage trop grandes. Cet article signale également que les valeurs des constantes de couplage $\gamma_{\rho\pi\pi}^2/4\pi$ et $\gamma_{\rho\pi\omega}^2/4\pi$ doivent être modifiées (cf. Réf. VI, 7).

C - ETUDE DE SAKURAI (Réf. VI, 9)

Sakurai teste le modèle de Gell-Mann sur la diffusion $\pi\pi \rightarrow \pi\omega$.

La méthode employée pour le calcul de la section efficace consiste à interpréter l'interaction $\pi\rho \rightarrow \pi\rho\omega$ comme périphérique, c'est-à-dire à envisager l'interaction virtuelle $\pi\pi \rightarrow \pi\omega$ et, à l'aide de la méthode de Chew et Low (Réf. VI, 8), à extrapoler les résultats ainsi obtenus de la région non physique (π^0 virtuel) à la région physique.



Le calcul de la largeur $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)$ est réalisé dans les deux cas suivants :

- 1) On utilise un modèle de portée effective nulle, ce qui revient à supposer qu'au vertex $\omega \rightarrow 3\pi$ intervient seulement la barrière centrifuge.

Une largeur $\Gamma = 0,4$ MeV a pour conséquence une section efficace totale de 4,0 mb. pour une énergie totale de 1,1 GeV. Lorsque cette énergie est $\approx 1,2$ GeV, la section efficace recherchée devient alors comparable à la section efficace limite pour les processus inélastiques d'onde P. Ainsi ce modèle de portée effective nulle perd sa validité, dès que l'énergie devient supérieure à 1,2 GeV.

- 2) On peut considérer, au contraire, qu'à ce vertex il y a une interaction dépendant de deux variables scalaires $\gamma_{\rho\pi\omega}$ et $\gamma_{\rho\pi\pi}$

Par exemple une désintégration $\omega \rightarrow 3\pi$ se ferait par l'intermédiaire virtuel $\omega \rightarrow \rho + \pi$. Dans ce cas particulier on retrouve l'hypothèse faite par Gell-Mann et al.

- 3) Enfin les constantes de couplage n'intervenant, dans les expressions de la largeur Γ et de la section efficace σ , que par leur produit on peut en déduire une relation entre Γ et σ .

Par ailleurs pour une énergie de 1,1 GeV les sections efficaces calculées dans les deux hypothèses (1) et (2) sont dans le rapport 4. On voit donc qu'en première approximation, l'ordre de grandeur de Γ peut être déterminé indépendamment du modèle choisi.

Remarquons que, dans le modèle (2) où le ρ domine, la variation de la section efficace σ en fonction de l'énergie est beaucoup plus acceptable.

Sakuraï pour calculer Γ a utilisé directement la théorie quantique des champs, et non la méthode des relations de dispersion. Il en résulte, comme nous le verrons en étudiant les travaux de Frazer et Wong, que Sakuraï ne peut ajuster ses divers résultats, l'analyticité et l'unitarité de la matrice S n'étant plus garanties.

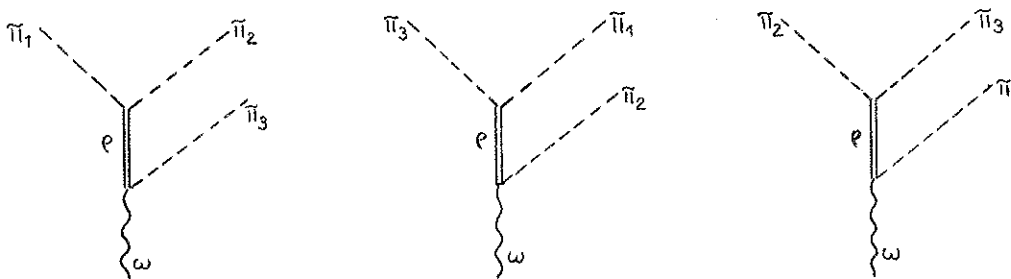
D - ETUDE DE FRAZER ET WONG (Réf. VI, 10)

Parallèlement à Sakuraï ces auteurs ont développé un modèle de résonance 3π qui, comme celui de Gell-Mann et al. ne tient compte que d'états intermédiaires $\rho - \pi$. Quant au formalisme employé, il consiste à représenter l'interaction par un pôle (c'est-à-dire à utiliser une formule de portée effective) dont le résidu est ajusté de manière que le résultat soit en accord avec la position de la résonance.

La largeur de $l'\omega$ ainsi calculée est approximativement 10 à 20 MeV. La méthode utilisée est celle des relations de dispersion : elle permet d'éviter la violation de l'unitarité, ce que ne faisait pas Sakuraï.

Ce modèle de Frazer et Wong n'introduisant qu'un pôle $\rho - \pi$ suppose qu'il n'existe pas de résonances $\pi\pi$ de basse énergie. Ceci est conforme aux remarques de M. Nauenberg et A. Pais (Réf. VI, 11) qui montrent que le diagramme de Dalitz de la désintégration du ω^0 n'est pas compatible avec un état intermédiaire comprenant une résonance $\pi\pi$ de basse énergie.

Bien sûr il est nécessaire de symétriser l'amplitude de diffusion pour tenir compte des divers diagrammes possibles.



En se basant sur le spin unité et la parité négative de $l'\omega^0$, Frazer et Wong trouvent en fonction du carré de l'énergie s_0 , pôle représentant l'interaction $\omega\rho\pi$, les résultats suivants :

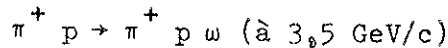
s_0 (en m_π^2)	Γ_ω (en MeV)
8	23,4
4	20,4
0	18,4
- 10	14,7
- 100	7,0

Comme le remarquent Frazer et Wong, la largeur de l^0_ω ne varie pas sensiblement avec la position du pôle $\rho - \pi$ (dépendance logarithmique pour les valeurs négatives de s_0). Ceci est une nouvelle indication qu'une théorie présentant la désintégration $\omega \rightarrow 3\pi$ à travers un état intermédiaire (virtuel) $\rho\pi$ est un modèle raisonnable, puisqu'elle fournit une largeur de l^0_ω de plusieurs MeV, en accord avec les résultats expérimentaux.

Passons maintenant aux nouveaux travaux de Frazer et al. (Réf. VI, 12), qui, en s'inspirant des remarques de Sakurai, et en collaboration avec des expérimentateurs de La Jolla, reprennent et précisent les résultats de leurs travaux antérieurs sur la largeur de l^0_ω .

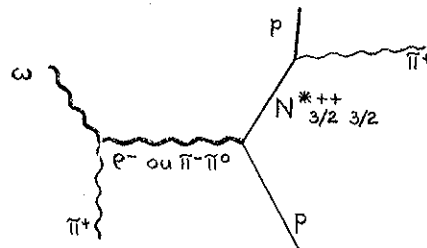
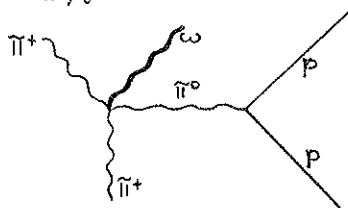
On peut résumer comme suit leurs résultats :

- 1) Ces auteurs calculent la section efficace $\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\omega)$, ils en déduisent $\Gamma(\omega \rightarrow 3\pi)$.
- 2) Ces résultats ont été vérifiés par Nguyen-Huu-Xuong et al. (Réf. VI, 13). Ces auteurs ont montré que dans la réaction



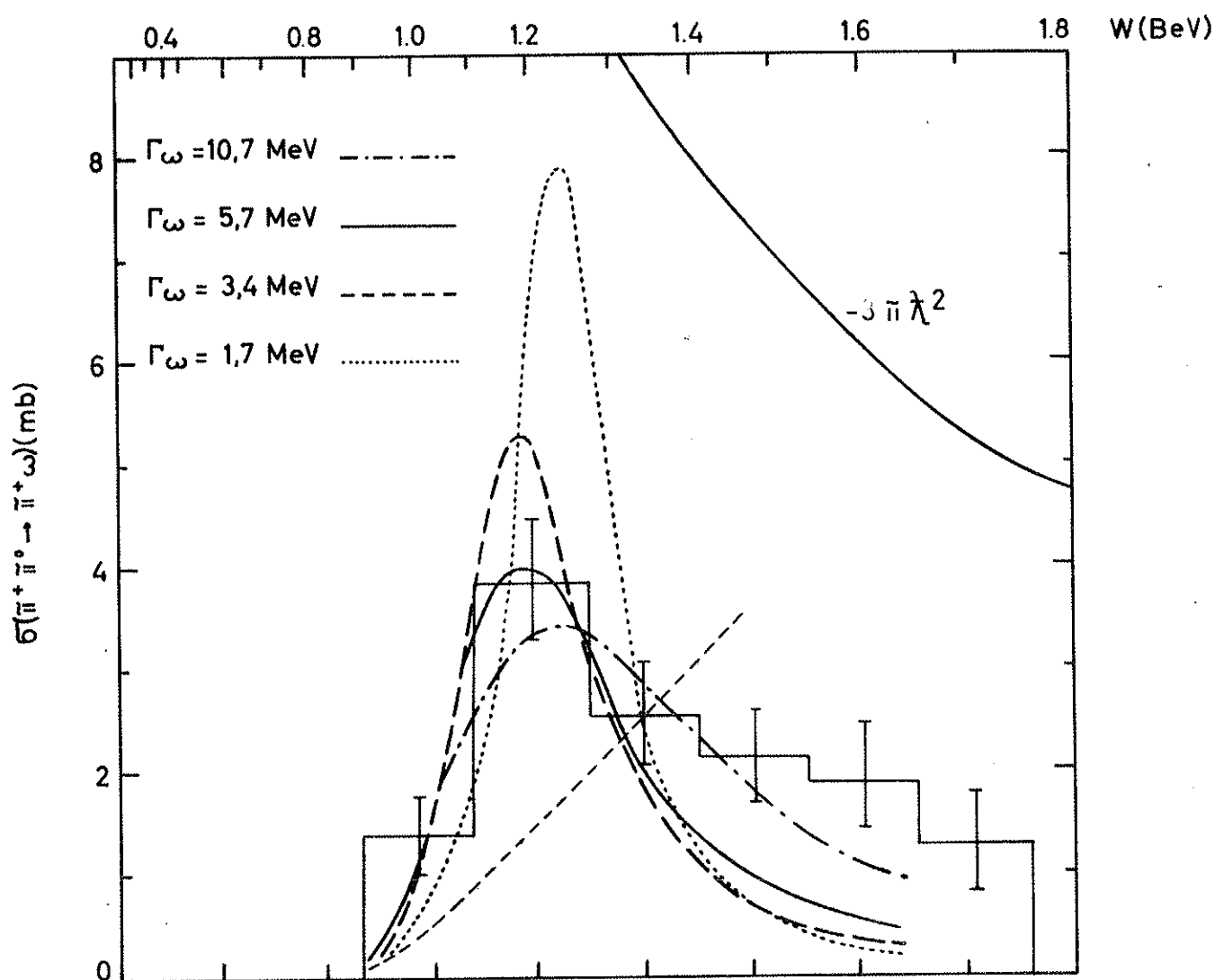
La voie $\pi^+ p \rightarrow N_{\frac{3}{2}^+}^+ + \omega$ ne participe que pour 46 % des événements. Pour le reste, on a sans doute affaire à une réaction produite avec échange d'un π^0 .

Si l'on considère seulement les événements produits selon cette dernière voie, on peut en déduire par la méthode de Chew et Low (Réf. VI, 11) la section efficace $\sigma(\pi\pi \rightarrow \pi\omega)$.



Finalement entre ces données expérimentales extrapolées par la méthode de Chew et Low, et la valeur de Γ trouvée par le calcul de Frazer, on peut trouver une adaptation. Ci-après, voici les courbes tirées de la Réf. (VI, 13) qui représentent la variation de la section efficace $\sigma(\pi^+\pi^0 \rightarrow \pi^+\omega^0)$ en fonction de l'énergie.

On voit en particulier que pour $\Gamma = 5,7$ et $\Gamma = 10,7$ MeV les courbes de Frazer et al. s'adaptent correctement à l'histogramme expérimental.



CONCLUSION

En définitive on peut constater que les travaux de Gell-Mann n'aboutissent pas à une évaluation correcte de la largeur de $l'\omega^0$ pour la raison suivante : ils supposent (en attendant les résultats expérimentaux) que $\gamma_{\rho\pi\pi}^2 \approx \gamma_{\rho}^2 (\rho \rightarrow 2\gamma)$ et supposent ensuite que $\gamma_{\omega}^2 \approx \gamma_{\rho}^2 (\omega \rightarrow \gamma)$ et $(\rho \rightarrow \gamma)$.

Les travaux de Zachariasen et Zemach, résultant dans la perspective de Chew Frautschi d'un mécanisme de bootstrap et tenant compte des résultats expérimentaux et de l'étude de Gell-Mann et al, parviennent à une évaluation de la largeur de $l'\omega^0$ compatible avec notre résultat expérimental. Il n'est donc pas impensable que le bootstrap ait un sens.

De toute manière, l'hypothèse d'un intermédiaire virtuel $\rho + \pi$ envisagé par Gell-Mann, Sakurai et Frazer a certainement un sens, étant donné les résultats de notre expérience ainsi que celle des expérimentateurs de La Jolla qui ont vérifié les hypothèses de Frazer et al.

CONCLUSION

- 3 -

La présente étude des annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans la chambre à bulles à hydrogène liquide de 81 cm de Saclay placée auprès du synchrotron à proton de 25 Gev du CERN nous a permis d'obtenir les résultats suivants dans les annihilations du type $K^+ K^- \pi^+ \pi^- (x^0)$ (K^+ , K^- s'arrêtant dans la chambre) et $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$:

- 1/ L'étude des annihilations en $K^+ K^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ nous a permis d'obtenir une estimation de la masse du ω^0 et de sa largeur, basée sur une méthode précise de détermination, dans le cas du triple arrêt (\bar{p} , K^+ et K^-), de l'impulsion de chacun des K^\pm . Cette méthode précise des déterminations des paramètres d'une trace très peu énergétique s'arrêtant dans la chambre a été testée sur des Λ^0 peu énergiques. La largeur de l' ω^0 ainsi déterminée est incompatible avec une largeur nulle. Plus précisément les valeurs que nous avons obtenues, par adaptation d'une courbe de Breit-Wigner sont :

$$M_\omega = 784,0 \pm 0,9 \text{ MeV}/c^2$$

$$\Gamma_\omega = 9,0 \begin{matrix} + 2,1 \\ - 1,7 \end{matrix} \text{ MeV}$$

Cette valeur assez grande de la largeur de l' ω^0 a été comparée aux diverses estimations théoriques auxquelles il a été procédé jusqu'à ce jour. Cette comparaison a mis en lumière le rôle du ρ comme intermédiaire dans les divers processus où intervient l' ω .

- 2/ L'étude des annihilations du type voisin $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ (K^+ , K^- s'arrêtant dans la chambre) a abouti à une légère accumulation d'évènements dans la région du $\phi^0 \rightarrow K^+ K^-$, mais la taille réduite de l'échantillon ne permet pas de donner des résultats précis. Cependant la nouvelle expérience d'antiprotons à l'arrêt ayant eu lieu en février 1965 permettra vraisemblablement d'atteindre un échantillon suffisant pour aboutir à des résultats statistiquement convenables.
- 3/ L'étude similaire entreprise sur les évènements du type $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ a abouti à une masse de ω^0 légèrement plus faible que celle attribuée dans l'étude précédente.

Un effet systématique dû au champ magnétique ne peut pas rendre compte du décalage constaté. De plus l'étude des évènements du type $K_1^0 K_1^0 \pi^0$ laisse apparaître une masse du π^0 sous-estimée. Il semble alors possible de rendre compte de ces décalages si l'on suppose que la valeur de la masse habituellement adoptée pour le K_1^0 est légèrement surestimée (de l'ordre de grandeur de l'incertitude sur cette masse). La valeur de la masse de ω^0 est alors compatible à moins d'un écart quadratique moyen avec celle déterminée, d'une manière plus précise, à partir des annihilations en deux K chargés qui s'arrêtent dans la chambre.

B I B L I O G R A P H I E

-:-

INTRODUCTION.

- (0, 1) - Claude GHESQUIERE - Thèse de Doctorat es-Sciences - Paris - (1963).
- (0, 2) - Low energy separated beam at the CERN P.S.
B. AUBERT, H. COURANT, H. FILTHUT, A. SEGAR and W. WILLIS
CERN - Note 62-26.
- (0, 3) - Etude de la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm en vue de l'exploitation physique.
Paul BAILLON - D.E.S. Université de Paris - (1962).
- (0, 4) - Chambres à bulles françaises au CERN.
L'ONDE ELECTRIQUE - XLI n° 147 - décembre 1961.

CHAPITRE I.

- (I, 1) - Possible existence of a heavy neutral meson.
Y. NAMBU - Phys. Rev. - 106 - 1366 - (1957).
- (I, 2) - Effect of a pion-pion scattering resonance on nucleon structure.
W.R. FRAZER and J.R. FULCO - Phys. Rev. Let. 2 - 365 - (1959).
- (I, 3) - Evidence for a $\pi - \pi$ resonance in the $I = 1, J = 1$ state.
A.R. ERWIN, R. MARCH, W.D. WALKER and E. WEST - Phys. Rev. Let. 6 - 628 - (1961).
- (I, 4) - Three - pion resonance or bound state.
G.F. CHEW - Phys. Rev. Let. - 4 - 142 - (1960).
- (I, 5) - Pions resonances.
J.J. SAKURAI - Nuovo Cimento - 16 - 388 - (1960).
- (I, 6) - Evidence for a $T = 0$ three pion resonance.
B.C. MAGLIC, L.W. ALVAREZ, A.H. ROSENFELD and M.L. STEVENSON
Phys. Rev. Let. - 7 - 178 - (1961).
- (I, 7) - Spin and parity of the ω meson.
M.L. STEVENSON, L.W. ALVAREZ, B.C. MACLIC and A.H. ROSENFELD
Phys. Rev. - 125 - 687 - (1962).

- (I, 8) - Production of pion resonances in π^+ p interactions.
C. ALFF, D. BERLEY, D. COLLEY, N. GELFAND, U. NAUENBERG, D. MILLER,
J. SCHULTZ, J. STEINBERGER, T.H. TAN, H. BRUGGER, P. KRAMER and R. PLANG
Phys. Rev. Let. - 9 - 322 - (1962).
- Decays of the ω and η mesons.
C. ALFF et al - Phys. Rev. Let. - 9 - 325 - (1962).
- (I, 9) - Etude de l' ω^0 produit en association avec des mesons K dans les annihilations
d'antiprotons à l'arrêt.
C. GHESQUIERE - Thèse - Faculté des Sciences de Paris (1963).
- (I, 10) - Etude de l' ω^0 .
J. VANDERMEULEN - Thèse - Liège - (1963).
- (I, 11) - Nouvelle détermination du rapport de branchement (modes neutres/ensemble
des modes) de la désintégration du méson ω^0 .
Charles d'ANDLAU, André ASTIER, Claude GHESQUIERE, Bernard GREGORY,
David RAHM, Pierre RIVET, Franck SOLMITZ, Rafael ARMENTEROS,
Reinhard BUDDE, Lucien MONTANET, Douglas R.O. MORRISSON, Sigward NILSON
Arie SHAPIRA et Jacques VANDERMEULEN.
Comptes Rendus de l'Academie des Sciences - T. 256 - p. 1279-1281
(1963).
- (I, 12) - Three pion resonances in π^+ - d reactions
A. PEVSNER, R. KRAEMER, M. NUSSBAUM, P. SCHLEIN, T. TOOHIG, M. BLOCK,
A. KOVACS, C. MELTZER.
Proceedings Aix-en-Provence - Cong. 1961 - p. 277 - Vol. 1.
- (I, 13) - Evidence confirming the T = 0 three pion resonance.
N.H. XUONG and G.R. LYNCH
Phys. Rev. Let. - 7 - 327 - (1961).
- (I, 14) - ω meson production in p - p interactions at 2.85 Bev.
E.L. HART, R.I. LOUTTIT and T.W. MORRIS
Phys. Rev. Let. - 9 - 133 - (1962)
- (I, 15) - Multipion production by 2.03 Gev/c π^- in hydrogen
D.D. CARMONY, F. GRARD, R.T. VAN DE WALLE and NGUYEN-HUU-XUONG
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 44.
- (I, 16) - Production and decay of the ρ and ω mesons in antiprotons annihilations.
G.B. CHADWICK, W.T. DAVICS, M. DERRICK, C.J.B. HAWKINS, P.B. JONES,
J.H. MULVEY, D. RADOJICIC and C.A. WILKINSON, M. CRESIT, A. GRIGOLETTO
S. LIMENTANY, A. LORIA, L. PERUZZO and R. SANTANGELLO.
Proceedings Int. Conf. on High Energy Physics - 1962 - p. 73.

- (I, 17) - Elastic scattering and multipion annihilations of 3.25 GeV/c antiprotons in hydrogen.
T. FERBEL, J. SANDWEISS, H.D. TAFT, M. GAILLOUD, T.W. MORRIS, R.M. LEA, J.E. KALOCEROPOULOS.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics - 1962 - p. 76.
- (I, 18) - The decays of the η and the ω mesons
M. MEER, R. STRAND, R. KRAEMER, L. MADANSKY, M. NUSSBAUM, A. PEVSNER, C. RICHARDSON and T. TOOHIG, M. BLOCK and S. ORENSTEIN.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 103.
- (I, 19) - The K^- interactions at 2.24 GeV/c.
L. BERTANZA, V. BRISSON, P.L. CONNOLLY, E.L. HART, I.S. MITTRA, G.C. MONETTI, R.R. RAU, N.P. SAMIOS, I.O. SKILLICORN and S.S. YAMAMOTO, M. GOLDBERG, L. GRAY, J. LEITNER, S. LICHTMAN and J. WESTGARD.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 279.
- (I, 20) - Interactions of 1.47 GeV/c negative K mesons in hydrogen.
W.A. COOPER, H. COURANT, H. FILTHUTH, E.I. MALAMUD, A. MINGUZZI-RANZI, H. SCHNEIDER, A.M. SEGAR, G.A. SNOW and W. WILLIS, E.S. GELSEMA, J.C. KLUYVER and A.G. TEANER, K. BROWNING, I.S. HUGUES, R. TURNBULL.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 298.
- (I, 21) - $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^0$ and $\Lambda^0 +$ neutrals final states in $K^- - p$ interaction at K^- momenta of 1.22 and 1.51 GeV/c.
J. BUTTON SHAFER, M. FERRO LUZZI, J. MURRAY, M.L. STEVENSON and F.T. SOMITZ.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics 1962 - p. 307.
- (I, 22) - Study of the ω^0 meson in annihilations $\bar{p} + p \rightarrow K + \bar{K} + \omega^0$, at rest.
R. ARMENTEROS, R. BUDDE, L. MONTANET, D.R.O. MORRISON, A. SHAPIRA, S. NILSSON and J. VANDERMEULEN - CERN
C. D'ANDLAU, A. ASTIER, C. GHESQUIERE, B. GREGORY, D. RAHM, P. RIVET and F. SOLMITZ - Collège de France.
Proceeding Int. Conf. on High Energy Physics at CERN 1962 - p. 90.
- (I, 23) - Detection of the reaction $\pi + \pi \rightarrow \omega + \pi$ and a measurement of the width of the omega meson.
NGUYEN-HUU-XUONG, Richard L. LANDER, Werner W.A. MEHLHOP and P.M. YAGER
Preprint May 5, 1963.
- (I, 24) - Properties of the ω mesons from $K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi$.
J.J. MURRAY, M. FERRO-LUZZI, D.O. HUWE, J.B. SHAFER, F.T. SOLMITZ and M.L. STEVENSON.
Lawrence Radiation Laboratory - Report U.C.R.L. 10723 (Mars 1963).

- (I, 25) - Resolution of the Σ^- - mass anomaly.
Walter H. BARKAS, John N. DYER and Harry H. HECKMAN
Lawrence Radiation Laboratory - Report U.C.R.L. - 10837.
- (I, 26) - \bar{K}^0 - K^- mass excess.
Arthur H. ROSENFELD, Frank T. SOLMITZ and Robert D. TRIPP
P.R.L. 2 - 110 - (1959).
- (I, 27) - Lifetime of the ω - meson.
N. GELFAND, D. MILLER, M. NUSSBAUM, J. RATAU, J. SCHULTZ, J. STEINBERGER
T.H. TAN, KIRSCH and R. PLANO.
P.R.L. 11 - 436 - (1963).

CHAPITRE II.-

- (II, 1) - Pierre RIVET - Thèse de Doctorat d'Université - Université de Paris (1964).
- (II, 2) - High Energy particles.
Bruno ROSSI - (Donald H. Menzel Editor) - P. 72.
- (II, 3) - Calcul des probabilités en vue des applications
Maurice GIRAULT - (Dunod Editeur - Paris 1960) p. 113, 117.
- (II, 4) - Methods of experimental physics.
vol. A - part A - Nuclear Physics
YAN et WU - p. 51-53.
- (II, 5) - University of California Radiation Laboratory.
Gil. MILLBURN et L. SCHECTER
Report U.C.R.L. 2234 - Rev. (1953).
- (II, 6) - Experimental nuclear physics.
H.A. BETHE et J. ASHKIN (E. SEGRE Editor - 1953) vol. 1 p. 244.
- (II, 7) - K.R. SYMON, Harvard University, Thesis (1948).
- (II, 8) - High Energy particles (déjà cité)
Bruno ROSSI - p. 37.
- (II, 9) - Data for elementary particle physics
Walter H. BARKAS and Arthur H. ROSENFELD
Report U.C.R.L. 8030 - Rev. Avril 1963.

CHAPITRE III.-

- (III, 1) - Some low energy proton antiproton cross sections.
J.G. LOKEN and M. DERRICK
Phys. Let. 3 - 334 - (1963)
- (III, 2) - GAP 1 - Kinematical analysis
R. BOCK
CERN note 61-29.
- (III, 3) - New determination of the K^+ decay branching ratios.
Byron P. ROE, Daniel SINCLAIR and John L. BROWN, Donal A. GLASER,
John A. KADYK and George M. TRILLING.
Phys. Rev. Let. 7 - 346 - (1961).
- (III, 4) - Suppression of P state capture in (K^+ , p) atoms.
T.B. DAY, G.A. SNOW and J. SUCHER
Phys. Rev. Let. 3 - 61 - (1959).
- (III, 5) - Hyperons Production by K^+ mesons incidents on hydrogen.
Williams E. HUMPHREY
(Ph. D. Thesis) 12 juin 1961.
- (III, 6) - Multiple scattering with energy loss.
Leonard EYGES
Phys. Rev. 74 - 1534 - (1948).
- (III, 7) - Bernard EQUER - Thèse non publiée - Communication privée.

CHAPITRE IV.-

- (IV, 1) - Proceedings of the 1964 Easter School for Physicists Herceg-Novci.
Louis JEAUNEAU
CERN 64-13.
- (IV, 2) - Width of the ϕ meson.
N. GELFAND, D. MILLER, M. NUSSBAUM, J. RATAU, J. SCHULTZ,
J. STEINBERGER, T.H. TAN, L. KIRSCH and P. PLANO.
Phys. Rev. Let. 11 - 438 - (1963).

CHAPITRE V.-

- (V, 1) - Paul BAILLON - Thèse non publiée (communication privée).
- (V, 2) - Jean BADIER - Thèse de doctorat (Université de Paris) 1964.
- (V, 3) - Christian DEFOIX - Thèse non publiée (communication privée).
- (V, 4) - Anomalous neutral V - particles.
W.H. ARNOLD Jr., W. MARTIN and H.W. WYLD
Phys. Rev. 100 - 1545 - (1955).
- (V, 5) - The θ^0 - meson.
R.W. THOMPSON, J.R. BURWELL and R.W. HUGGETT
Supplé. Nuovo Cimento - 4 - 286 - (1956).
- (V, 6) - Results on heavy mesons and hyperons from cloud chamber ionization measurements.
W.B. FRETTER, E.W. FRIESEN and A. LAGARRIGUE
Supplé. Nuovo Cimento - 4 - 569 - (1956).
- (V, 7) - Production of a θ^0 particle without an associated hyperon in a $\pi^- - p$ collision.
William B. FOWLER, George MAENCHEN, Wilson M. POWELL,
George SAPHIR and Robert W. WRIGHT
Phys. Rev. 103 - 208 - (1956).
- (V, 8) - On the Q values of the Λ^0 and the θ^0 and on the anomalous V^0 decays.
C. D'ANDIAU, R. ARMENTEROS, A. ASTLER, H.C. DESTAEBLER,
B.P. GREGORY, L. LEPRINCE-RINGUET, F. MULLER, C. PEYROU and
J.H. TINLOT.
Nuovo Cimento - 6 - 1135 - (1957).
- (V, 9) - Baxter H. ARMSTRONG, University of California Radiation Laboratory
Rapport U.C.R.L. - 3470 - (1956).
- (V, 10) - $K^0 - K^+$ mass excess.
Frank S. CRAWFORD, Jr, Marcello CRESTI, Myron L. GOOD,
M. Lynn STEVENSON and Harold K. TICHO
Phys. Rev. Let. - 2 - 112 - (1959).

CHAPITRE VI.-

- (VI, 1) - Decays rates of neutral mesons.
M. GELL-MANN, D. SHARP and W.G. WAGNER
Phys. Rev. Let. - 8 - 261 - (1962).
- (VI, 2) - Principle of equivalence for all strongly interacting particles within the S - matrix framework.
Geoffrey F. CHEW and S.C. FRAUTSCHI
Phys. Rev. Let. - 7 - 394 - (1961).
- (VI, 3) - Doit être publié -
C. D'ANDLAU (communication privée).
- (VI, 4) - Data on elementary particles and resonant states.
Report U.C.R.L. - 8030 - Part I - june 1964 Edition.
- (VI, 5) - Prion resonances
Fredrik ZACHARIASEN and Charles ZEMACH
Phys. Rev. - 128 - 849 - (1962).
- (VI, 6) - Some remarks about "bootstrap" calculations.
B. DIU, J.L. GERVAIS and H.R. RUBINSTEIN
Nuovo Cimento - vol. 31 - n° 2 - p. 341 - (1964).
- (VI, 7) - Prediction of an interaction symmetry from dispersion relations.
Richard H. CAPPS
Phys. Rev. Let. - 10 - 312 - (1963).
- (VI, 8) - Unstable particles as targets in scattering experiments.
G.F. CHEW and F.E. LOW
Phys. Rev. - 113 - 1640 - (1959).
- (VI, 9) - Method for measuring the decay width of the ω meson.
J.J. SAKURAI
Phys. Rev. Let. - 8 - 300 - (1962).
- (VI, 10) - Width of three-pion resonances.
W.R. FRAZER and D.Y. WONG
Phys. Rev. - 128 - 1927 - (1962).
- (VI, 11) - Remarck on energy peaks in meson systems.
N. NAUENBERG and A. PAIS
Phys. Rev. Let. - 8 - 82 - (1962).

(VI, 12) - Relation between the width of the ω and the reaction $\pi\pi \rightarrow \pi^+ \omega$

W.R. FRAZER, S. PATIL and H. Lee WATSON

Phys. Rev. Let. - 11 - 231 - (1963).

(VI, 13) - Reaction $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + p + \omega$ at 3,5 Bev/c.

NGUYEN-HUU-XUONG, Richard L. LANDER, Werner A.W. MEHLHOP and P.M. YAGER

Phys. Rev. Let. - 11 - 227 - (1963).

REMERCIEMENTS,

Je voudrais que Monsieur LEPRINCE-RINGUET puisse trouver ici, l'expression de ma profonde gratitude pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire et les conseils et encouragements qu'il m'a prodigués quant à mon orientation vers la physique corpusculaire. Je le remercie également de m'avoir fait confiance en me permettant de participer, par des expériences, à l'illustration des cours qu'il professe à l'Ecole Polytechnique.

Je suis particulièrement reconnaissant à M. B. GREGORY de m'avoir admis dans la grande famille des physiciens qu'il dirige. Qu'il me soit permis de lui dire ici, combien j'ai profité en toute circonstance de la clarté remarquable de son enseignement, et en particulier à l'Ecole Polytechnique où mes fonctions de préparateur m'ont donné le privilège d'assister à ses cours.

Je voudrais dire, en cette occasion, combien je dois à M. A. ASTIER qui a, par son enthousiasme, par sa compétence et son assistance dévouée de tous les instants, réussi à aplanir les difficultés qui ont apparues. Il m'est une joie de pouvoir lui dire combien son aide, son réconfort m'ont été précieux. Ce travail lui doit tant.

Je pense également à M. R. ARMENTEROS qui a pris une très grande part dans la préparation, la réalisation et l'analyse de cette expérience dont le succès lui est dû pour une grande part.

Ce travail est l'un des aboutissements d'une expérience dont les différentes phases ont nécessité la collaboration de nombreux physiciens et techniciens que je remercie sincèrement pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je voudrais réserver une place particulière à l'expression de ma gratitude envers M. P. RIVET et lui dire combien je lui suis reconnaissant de ses conseils et ses encouragements, empreints d'une si généreuse camaraderie.

MM. C. D'ANDLAU, P. BAILLON, C. DEFOIX, Mesdames H. BRIAND et J. SIAUD ont participé à l'analyse de l'expérience au Collège de France. J'ai la conviction que notre travail en commun s'est déroulé dans un climat

de bonne entente en dépit de la densité des tâches matérielles à assurer, et je leur en suis très reconnaissant. Notre collaboration avec les physiciens du CERN, D. N. EDWARDS, T. JACOBSEN, L. MONTANET et J. VANDERMEULEN a été très fructueuse et très amicale.

Je voudrais remercier Madame Jeanne-Claire VERGES qui a supporté la lourde tâche d'écrire et de mettre au point le principal programme de calcul. Je remercie également Mademoiselle B. COMBES, MM. P. BAILLON et L. BEHR pour leur participation efficace à l'écriture et la mise au point des programmes annexes utilisés dans ce travail. A tous je dois une reconnaissance pour l'amicale collaboration dont ils ont fait preuve.

Le fonctionnement de la chambre à bulles a été assuré par MM. M. DEMOULIN, D. KREJBICH. Une équipe de techniciens de Saclay et de l'Ecole Polytechnique, comprenant MM. BLOCK et BARDIN, a été chargée de la maintenance du système de prises de vue. Qu'ils trouvent ici, l'expression de mes remerciements.

Les appareils de dépouillement que nous avons utilisés sont dus à l'ingéniosité technique de MM. C. GREGORY et J. CAILLET. Ils ont été dessinés par M. D. MARCHAND et réalisés par les ateliers de mécanique de l'Ecole Polytechnique et du Collège de France sous la direction de MM. E. BOULANGER et J. MORINAUD. Je les remercie tous pour leur importante contribution à notre travail.

Les opérations de dépouillement et de mesure ont été effectuées par une équipe d'aide-physiciens comprenant Mesdames J. BRABANT, M. BORREL, Mesdemoiselles D. BARBIER, D. BENAMOU, C. BIENAIME, C. FRITSCH, C. LACOSTE, M. LEBORGNE, M.J. PERONNE, MM. R. HOURMANT, C. KRIEF, L. LEBERT, A. MARTIN, R. MONTCHARMONT et J. WALCZACK. Nous avons tous apprécié leur bonne volonté, leur efficacité, le sérieux et l'attention qu'ils ont apportés à un labeur parfois monotone.

Madame Mireille BORREL, Mademoiselle Claire LACOSTE et M. Claude JADOT nous ont très directement aidés dans la tâche délicate de classer les événements, et ont participé très activement à la majeure partie des tâches matérielles qu'a nécessitées ce travail. Le climat amical dans lequel notre travail en commun s'est déroulé a contribué fortement à alléger le poids des tâches matérielles. Je veux leur dire ici, que ce travail leur doit beaucoup.

Je remercie enfin les personnes qui ont contribué à l'élaboration matérielle de cette thèse : Mademoiselle Josiane LO-BUE qui a tapé le texte et assuré la mise en page avec compétence, dévouement et sourire ; Mademoiselle Marie-Madeleine RANÇON qui a fait preuve d'une très grande patience lors de la polycopie ; M. G. JADOT avec un soin méticuleux a dessiné les figures et histogrammes de cette étude. M. JOLICLERCQ a fait preuve, comme à l'accoutumée, de son talent dans le tirage des photographies et la réalisation des diapositifs.

Enfin, je ne voudrais pas oublier Mademoiselle Monique BLANCO qui nous a aidés dans les nombreuses tâches administratives qu'exige la réalisation d'une expérience.

J'exprime ma gratitude au Centre Nationale de la Recherche Scientifique pour l'allocation qu'il m'a accordée durant les cinq années passées dans la recherche, et je suis tout particulièrement reconnaissant envers M. LEHMANN pour sa bienveillante attention et pour le soutien qu'il a bien voulu m'apporter.

TABLE DES MATIERES

• • •

	Page
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I</u>	
Résultats concernant le méson ω^0 connus préalablement à notre étude	5
<u>CHAPITRE II</u>	
Traitement des traces à l'arrêt	13
<u>CHAPITRE III</u>	
Sélection et analyse des événements	33
<u>CHAPITRE IV</u>	
Détermination de la masse et de la vie moyenne du ω^0 et du ϕ^0 dans les annihilations comportant deux K chargés qui s'arrêtent dans la chambre	65
<u>CHAPITRE V</u>	
Etude des annihilations d'antiprotons du type $\bar{p} + p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- (X^0)$	85
<u>CHAPITRE VI</u>	
Analyse des recherche théoriques concernant la largeur de $l'\omega^0$ et confrontation avec l'expérience	108
<u>CONCLUSION</u>	119
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	121
<u>REMERCIEMENTS</u>	

• • •

DEUXIÈME THÈSE



Propositions données par la Faculté

**“ Le séparateur électromagnétique
(radiofréquence) du C.E.R.N. ”**

Vu et approuvé

Paris, le 28 Mai 1965

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Marc ZAMANSKY

Vu

et Permis d'Imprimer

Le Recteur de l'Académie
de Paris,

Jean ROCHE

