

Série A, N° 4413

N° D'ORDRE 5261

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

CHRISTIAN BAGLIN

1^{re} THÈSE : Etude expérimentale de la désintégration
électronique de l'hyperon Λ^0

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté

Soutenues le 26 novembre 1964 devant la Commission d'examen

MM. A. BERTHELOT

Président

L. LEPRINCE-RINGUET

A. LAGARRIGUE

PH. MEYER

} *Examineurs*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

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

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

Le Secrétaire Général : R. POUILLAIN

INTRODUCTION

L'expérience que nous allons décrire est le prolongement logique de la première expérience effectuée avec la grande chambre à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique. C'était alors la première recherche systématique des désintégrations leptoniques de Λ^0 par identification directe des électrons (1) et elle avait permis, en particulier, de donner pour le taux de branchement $T = \frac{\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow \text{nucleon} + \pi}$ la valeur $T = (3,0^{+1,5}_{-1,2}) 10^{-3}$. Ce résultat, confirmant les chiffres précédemment connus, est inférieur d'un ordre de grandeur à la valeur prédite par extrapolation (2) de la théorie V-A des interactions faibles, laquelle décrit avec succès la radioactivité β du nucléon. Plus récemment, des mesures plus précises de T ont été effectuées (3) avec des résultats concordants. Mais, à notre connaissance, aucune étude expérimentale des spectres des produits secondaires et des corrélations angulaires dans la désintégration Λ_β n'a été faite avant la première publication (4) des résultats que nous présentons ici. Cette étude permet d'accéder au mécanisme même de l'interaction faible qui produit la désintégration Λ_β , et en particulier de tester l'importance relative des contributions apportées à cette désintégration par les différents types d'interactions possibles V, A, S et T. L'analyse d'une centaine d'évènements $\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}$ non polarisés, trouvés en examinant 200 000 photos de K^- de 1,5 GeV/c dans le liquide lourd de la chambre de 300 litres de l'Ecole Polytechnique, nous a permis de mener à bien cette étude de l'interaction faible. Dans cette expérience on peut distinguer les cinq grandes parties suivantes :

- A) Production des photographies, dépouillement et mesures
- B) Constitution du lot de Λ_{β}
- C) Etude expérimentale du type d'interaction mise en jeu dans la désintégration Λ_{β}
- D) Détermination du taux de branchement $\frac{\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow \text{Nucleon} + \pi}$
- E) Interprétation des résultats et conclusion.

La première partie concerne la technique de base des expériences de chambre à bulles : nous passerons rapidement sur ces questions maintenant classiques. Nous exposerons en détail les trois points suivants en insistant particulièrement sur les parties B) et C) qui constituent le corps de cette étude de la désintégration Λ_{β} , un peu analogue dans son principe (étude des spectres de moments et corrélations angulaires) aux analyses expérimentales de la radioactivité β nucléaire, qui ont abouti à l'établissement de la théorie V - A actuelle.

A - **PRODUCTION DEPOUILLEMENT ET MESURES DES PHOTOGRAPHIES**

CHAPITRE I

Le déroulement d'une expérience comme celle que nous décrivons nécessite la mise en oeuvre d'un matériel d'appareillages considérable (faisceau séparé, chambre à bulles) ainsi qu'un travail long et délicat de dépouillement des photos, et de mesures. Nous résumerons rapidement la façon dont s'organise cette infrastructure fondamentale mais maintenant bien rodée.

I°) Chambre à bulles et faisceau

Pour cette expérience la chambre à bulles à liquide lourd de l'Ecole Polytechnique disposant d'un champ magnétique de 17 000 gauss était placée dans un faisceau de mésons K^- de 1,5 Gev/c produits par le synchrotron à protons de 25 Gev du CERN à Genève.

La chambre à bulles de forme parallélépipédique dont les dimensions sont 1m x 50cm x 50cm a déjà une longue histoire, et elle a été décrite dans des articles spécialisés (5). Nous n'en parlerons pas plus longuement. Parmi différents liquides "lourds" possibles, le fréon $C_2 F_5$ Cl (densité 1,2, longueur de radiation 25cm) permet une bonne détection des électrons par rayonnement de freinage, de plus il réalise un compromis entre un pouvoir d'arrêt élevé nécessaire pour détecter les protons (85 % des protons de λ_β s'arrêtent) et un faible "scattering" multiple, nécessaire pour les mesures de courbures.

Disposition de la Chambre à Bulles BP₃
et du Faisceau K_I (CERN P.S.)

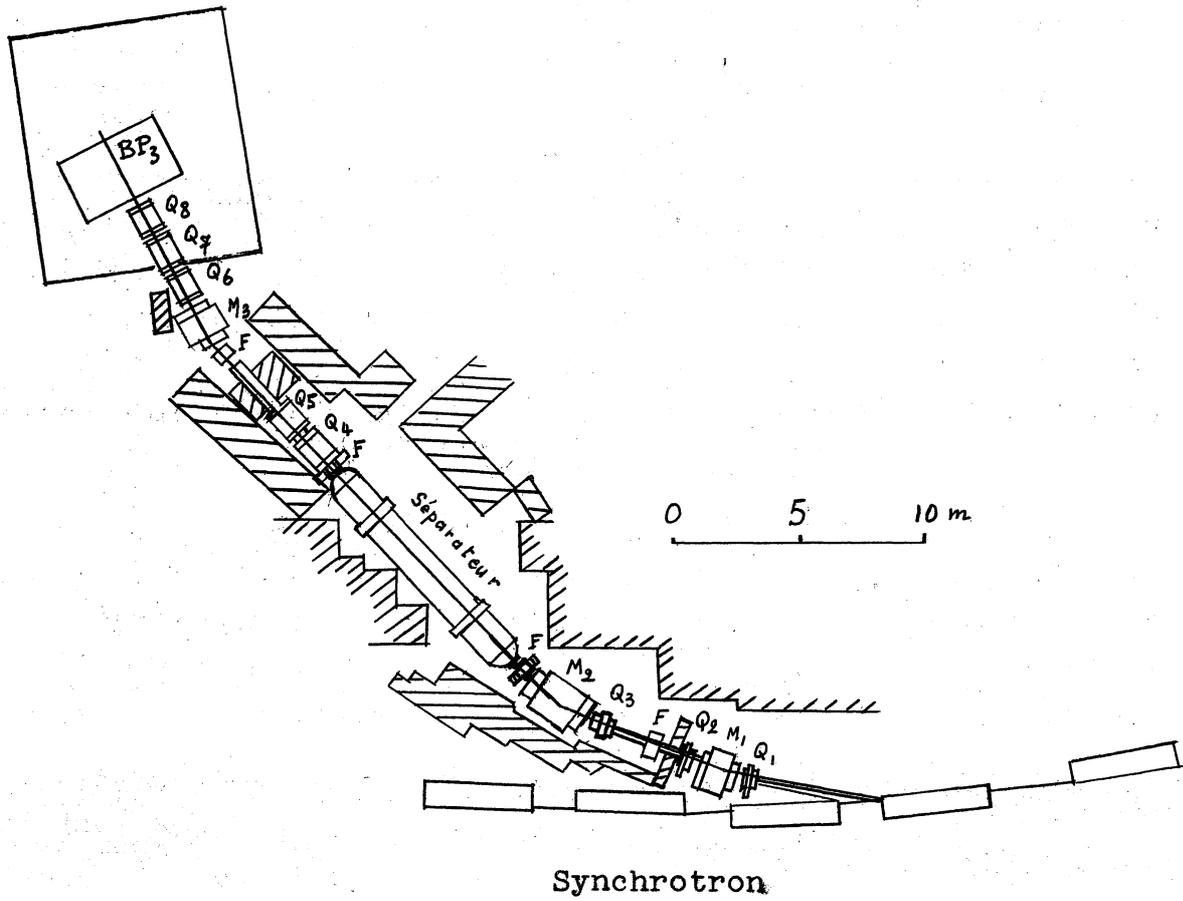


Fig. 1

La technique d'élaboration du faisceau de K^- , extraits du synchrotron du CERN, puis séparés par un séparateur électrostatique, du bruit de fond des π^- et des μ^- , avant d'être dirigés dans l'axe de la chambre à bulles, a fait l'objet d'un rapport spécial (6). La figure [1] montre la disposition de l'ensemble de l'appareillage : séparateur, aimants déflécteurs, lentilles magnétiques, chambre à bulles et synchrotron. Les principales caractéristiques de ce faisceau sont résumées dans le tableau ci-dessous :

Quantité de mouvement p	$\frac{\Delta p}{p}$	Contamination en π^-	Contamination en μ^-
1,5 Gev/c	1,95 %	5 %	33 %

2°) Dépouillement des photos

Les photos réalisées dans ces conditions ont été réparties entre cinq laboratoires : Ecole Polytechnique, CERN, Bergen, University College et Rutherford Laboratory de Londres. Chacun de ces laboratoires étant chargé du dépouillement et des mesures de ses films (sauf pour Bergen, dont les mesures ont été faites par le laboratoire de l'Ecole Polytechnique). L'analyse des résultats de l'ensemble des mesures a été faite parallèlement et simultanément par les groupes de l'Ecole Polytechnique et d'University College.

Le dépouillement, entreprise longue et délicate nécessitant un personnel entraîné, a consisté dans la recherche simultanée des événements suivants qui permettent une étude intéressante :

- désintégrations de Ξ^0 et de Ξ^-
 - désintégrations muoniques de Λ^0
et électroniques de Σ^-
 - désintégrations électroniques de Λ^0
- } Nous n'en parlerons pas

a) Recherche des désintégrations électroniques de Λ^0 et de

Un évènement de ce genre (que l'on désigne sous le nom général de V_β) se présente au dépouillement sous forme d'un V dont les deux branches ont des courbures de sens opposés, une de ces branches (positive ou négative) étant un électron caractérisé par le "critère de spiralisation" : c'est-à-dire (fig.2)

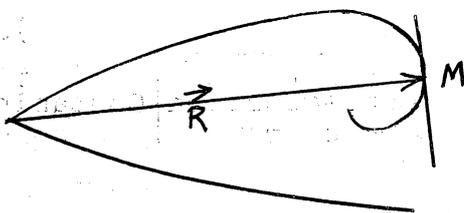


Fig.2

que l'on voit dans la chambre le point M de la trace où le rayon vecteur $|\vec{R}|$ issu du sommet du V atteint sa valeur maximum R_{max} , \vec{R} est alors perpendiculaire à la tangente en M à la trace. Ce critère permet d'identifier les électrons de Λ_β avec une efficacité supérieure à 85 %.

Deux autres critères sont possibles pour identifier l'électron:

Présence d'un rayon δ énergétique (fig.3)



Fig.3

Présence d'une paire d'électrons provenant d'un rayon γ de "Bremsstrahlung" (fig.4)

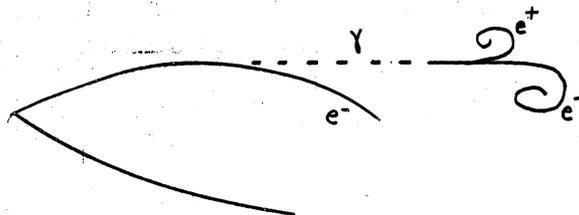


Fig.4

Ces deux critères étant d'un maniement plus difficile pour le dépouillement, nous ne les avons pas utilisés. Nous préciserons ultérieurement les conditions d'acceptabilité des Λ_β .

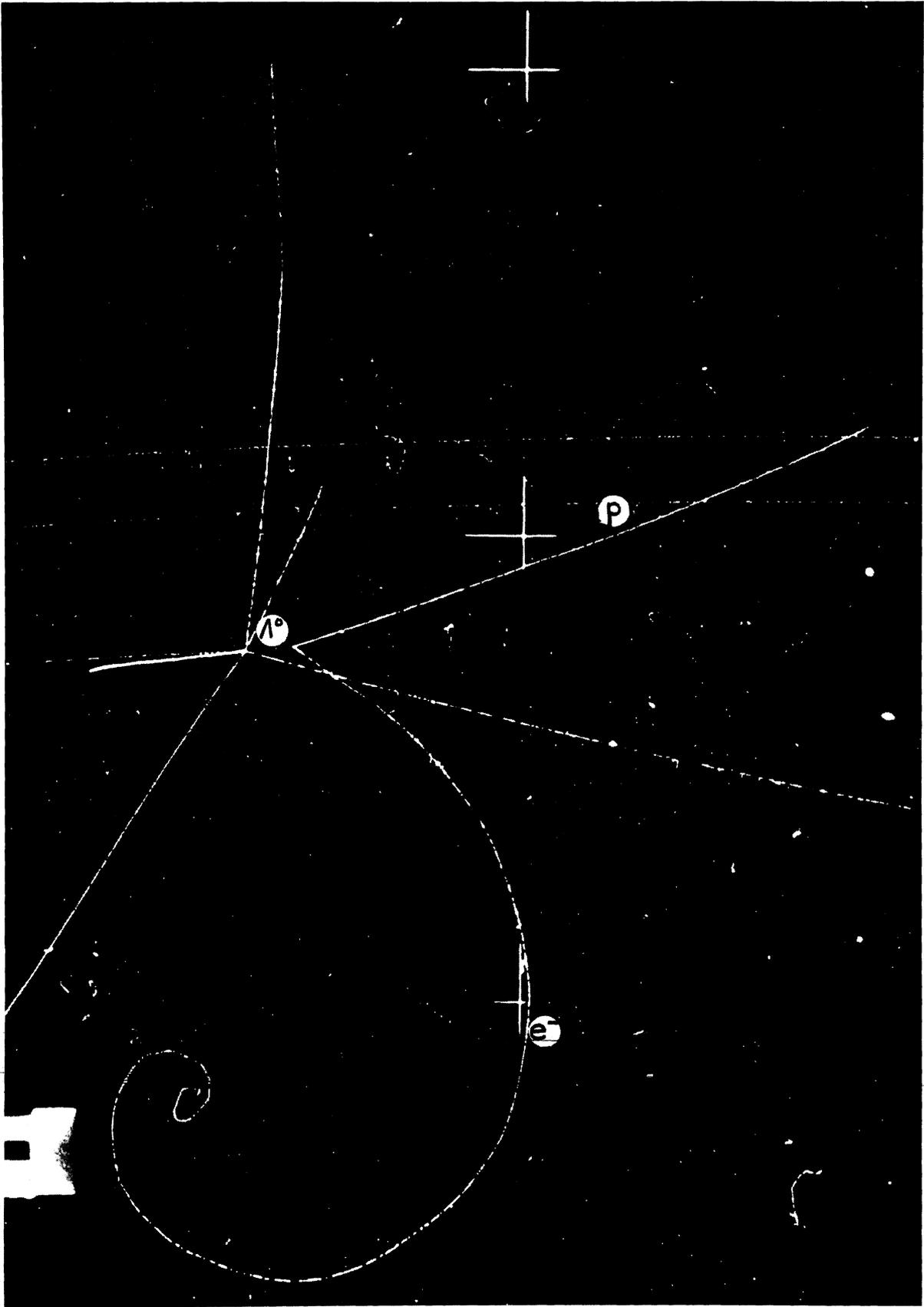


Figure 5 - $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$.

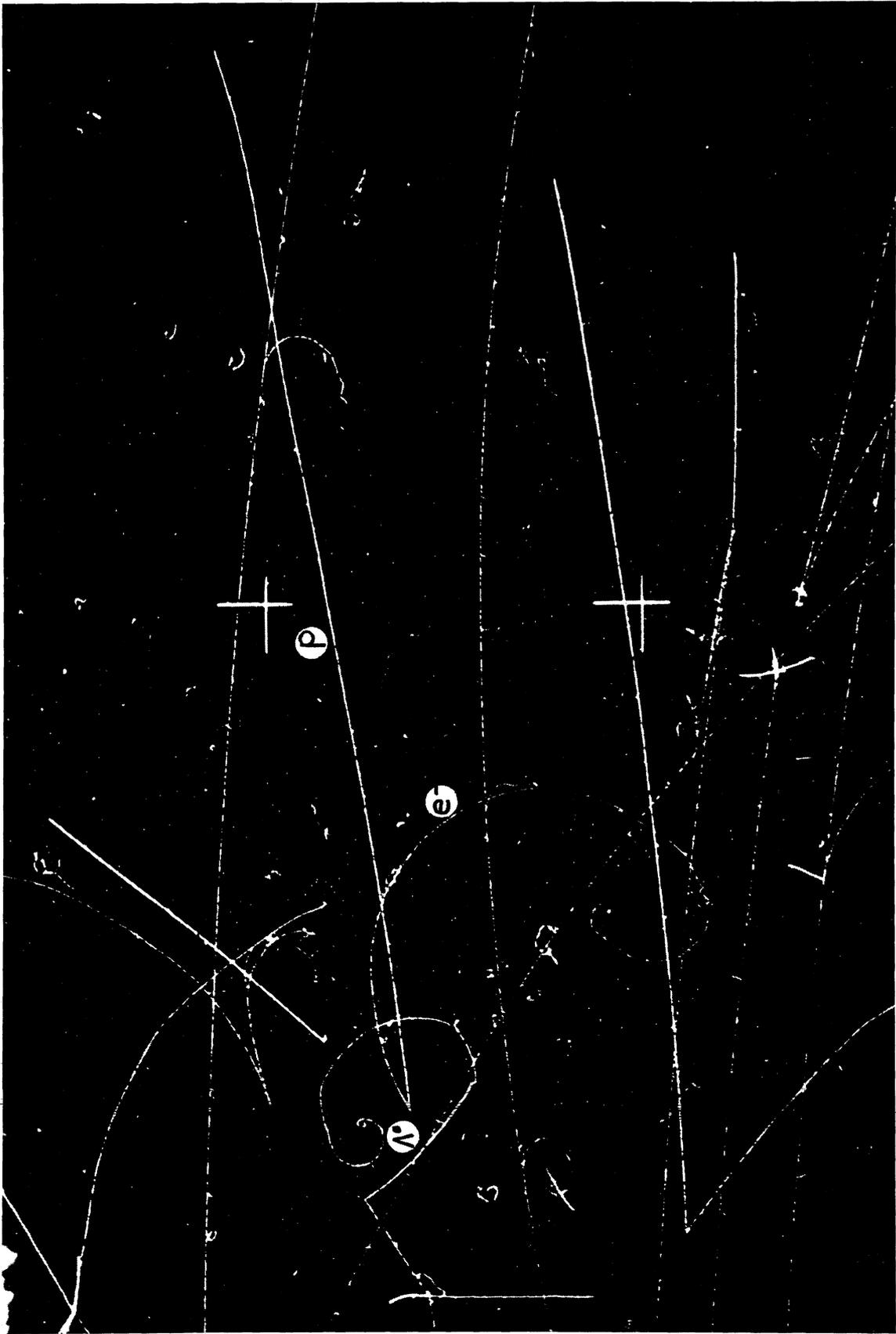


Figure 6 - $\Delta^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$.



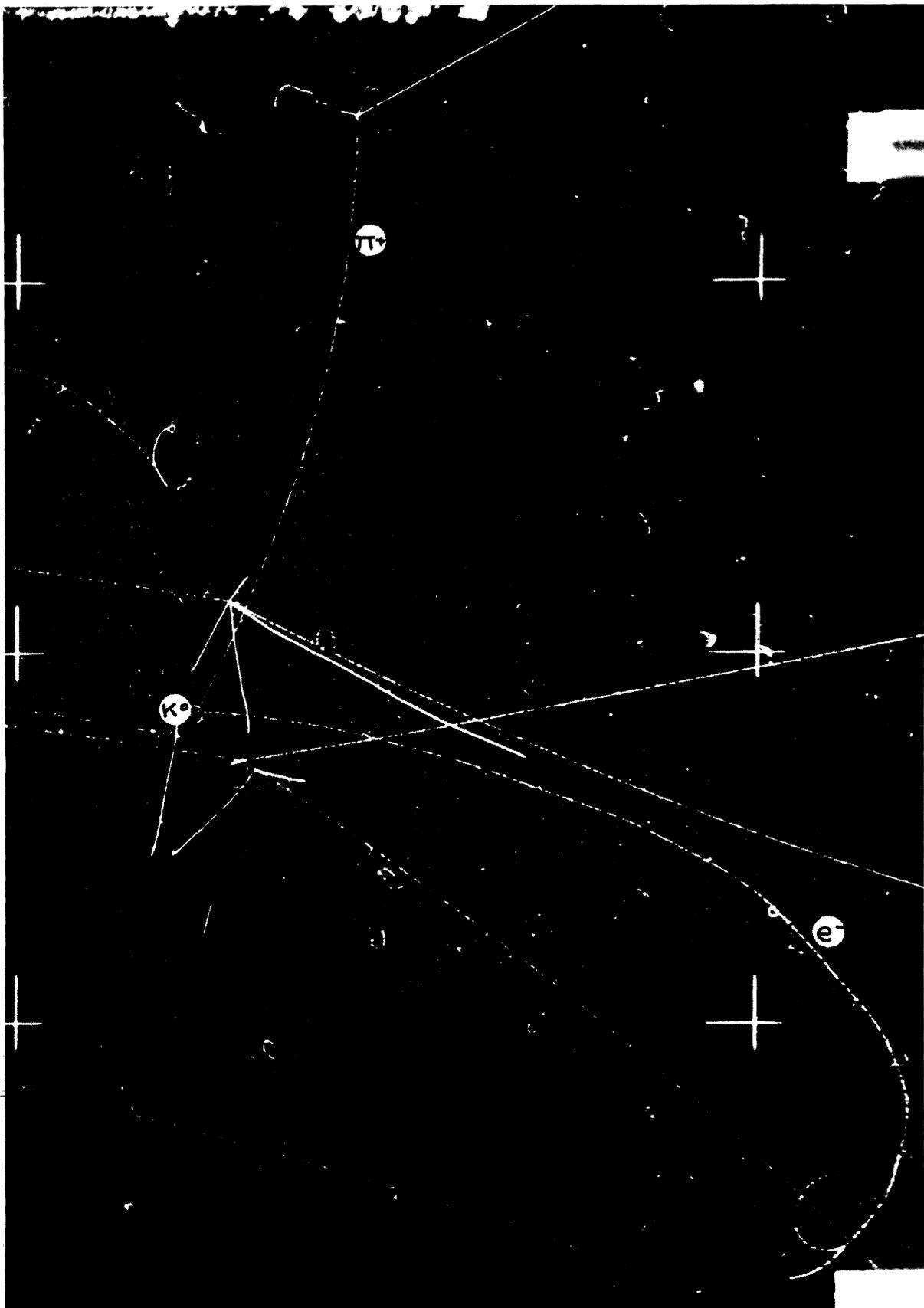


Figure 7 - $K^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$.



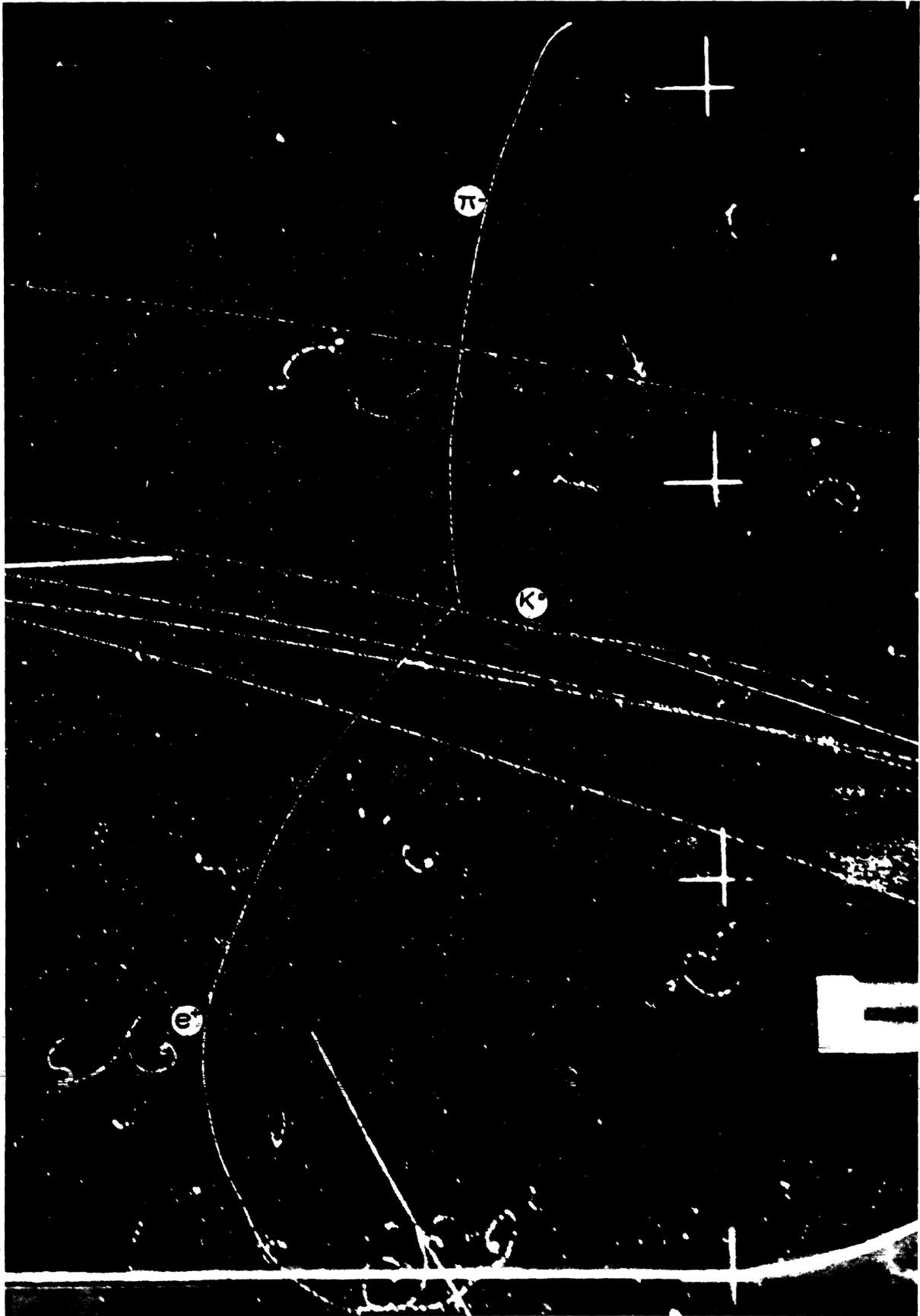


Figure 8 - $K^0 \rightarrow \pi^- + e^+ + \bar{\nu}$.

Les V^0_β dont l'électron est positif proviennent de $K^0_{\beta^+}$ et nous les utiliserons comme test de l'absence de contamination du lot de Λ_β par des $K^0_{\beta^-}$.

Ce dépouillement a été effectué une seconde fois, sur un lot plus restreint de photos ($\sim 50\%$) pour déterminer l'efficacité de détection des V^0_β au dépouillement (efficacité excellente, par ailleurs : $\sim 90\%$).

b) Recherche des Λ^0 normaux ($\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$)

Nous avons également fait un dépouillement partiel, dans le groupe de l'Ecole Polytechnique et dans celui d'University College, pour constituer un lot de référence de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$, avec les mêmes critères d'acceptabilité que pour les Λ_β . Un double dépouillement a montré là encore une très grande efficacité de détection.

c) Méthode de dépouillement

A chaque cycle du synchrotron, les trajectoires des particules dans la chambre sont photographiées par trois caméras différentes pour permettre une vue stéréoscopique. Au dépouillement on projette en vraie grandeur les photos de la chambre à bulles sur une table, où elles sont examinées une à une, et sur les trois vues stéréoscopiques, par un personnel entraîné à reconnaître parmi un réseau de traces les configurations intéressantes. Lorsqu'un dépouilleur trouve un V^0_β il fait une photocopie sur papier de chacune des 3 vues stéréoscopiques de l'évènement; les physiciens utilisent ensuite ces copies pour préparer les instructions de mesures.

Quelques évènements types de V^0_β sont reproduits sur les figures (5, 6, 7, 8) (2 exemples de Λ_β , un exemple de $K^0_{\beta^-}$, un exemple de $K^0_{\beta^+}$).

3°) Mesures des évènements

Lorsqu'un V^0_β conforme aux critères de sélection a été trouvé, il reste à le reconstruire géométriquement dans l'espace à 3 dimensions et en coordonnées cartésiennes de la chambre à

bulles, puis à mesurer la courbure des branches afin de distinguer les π^+ des protons (lorsque ces derniers ne s'arrêtent pas dans la chambre) et de faire l'étude cinématique de la désintégration $\Lambda \beta$.

a) Reconstitution géométrique

On dispose d'un appareil de mesure spécial, construit au laboratoire de l'Ecole Polytechnique (7) son principe et son maniement sont très simples : il permet des mesures rapides, et assez précises pour le liquide lourd.

Pour mesurer les coordonnées d'un point M (par exemple le sommet d'un \vee) il suffit d'amener sur ce point le centre d'un réticule attaché à 2 fils qui passent par les points fixes O_1

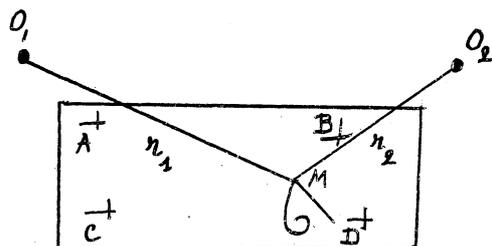


Fig.9

et O_2 (fig.9) les longueurs des brins de fil n_1 , et n_2 sont repérées par un système de codeurs et enregistrés directement sur des cartes perforées.

On peut connaître ainsi les coordonnées bipolaires du point M , et celles de points de référence A B C D qui sont des marques tracées sur la glace de la chambre. Ces opérations sont faites sur 2 vues stéréoscopiques différentes.

Les cartes perforées sont ensuite lues par un ordinateur qui, en utilisant un programme dit de "géométrie" (8) détermine en particulier, les coordonnées cartésiennes à 3 dimensions du point M .

En mesurant toute une série de points sur une trace il est possible, avec le même programme, de calculer la courbure de cette trace, et de déterminer les directions des tangentes aux extrémités ainsi que le moment initial de la particule. Pour les particules qui s'arrêtent (protons, η^-) la quantité de mouvement

est déterminée à 2 % près à l'aide d'une table "parcours-énergie". Pour les autres traces la mesure de la courbure se fait en ajustant un arc de parabole sur une série de points de la trace, après quoi il est possible de calculer le rayon de courbure R_M au milieu M de cet arc de parabole (fig. 10).

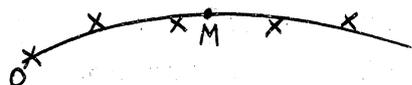


Fig.10

La connaissance de R_M fixe la quantité de mouvement au point M , dont on déduit la quantité de mouvement initiale au point O après correction pour perte d'énergie par ionisation.

b) Mesure des électrons

Dans ce cas, il faut en plus de la correction d'ionisation, faire une correction de la perte d'énergie par rayonnement de freinage le long de l'arc OM . Cette perte d'énergie est susceptible de fluctuations statistiques importantes. La correction est faite en valeur moyenne, suivant la méthode de L.Behr et P.Mittner (9) que nous résumons rapidement :

1) La probabilité qu'un électron d'énergie E rayonne la fraction $(1 - e^{-y})$ de son énergie sur un parcours dl ne dépend pas de E .

2) La variation relative de la flèche ne dépend ni de E ni du champ magnétique, la flèche f_R moyenne introduite par le rayonnement sur l'arc l est :

$$\frac{f_R}{f_H} = 1 + k \frac{ly_0}{X_0}$$

f_H étant la flèche due au champ magnétique pour l'électron dans le vide, k est une constante, X_0 la longueur de radiation du liquide, on ne s'intéresse pas au cas où l'électron rayonnerait un photon d'énergie ΔE supérieure à $E(1 - e^{-y_0})$

l'écart quadratique moyen Δf_R de la distribution des flèches f_R est alors donné par la relation :

$$\frac{\Delta f_R}{f_H} \approx y_0 \sqrt{\frac{kl}{X_0}}$$

3) L'erreur totale Δf sur la flèche est la somme quadratique des erreurs dues au "scattering" et au pointé d'une part (lesquelles sont fonctions décroissantes de l) et de Δf_R (qui croît avec l) d'autre part. Il existe donc une longueur optimum l_{opt} . Pour le liquide $C_2 F_5$ Cl , le champ magnétique de 17 000 gauss et y_0 correspondant à $\Delta E = 0,5 E$: l_{opt} est de l'ordre de 7cm et $\frac{\Delta f}{f} \sim 30 \%$.

En résumé :

Dans cette expérience nous avons recherché tous les V°_β par identification directe de l'électron (positif ou négatif): méthode très sûre dont l'efficacité dépasse 85 %.

La plupart des protons des Λ_β (85 %) s'arrêtent dans le liquide lourd, leur moment est alors déterminé à 2 % par leur parcours.

Les électrons sont mesurés par courbure, le moment initial étant obtenu (après correction pour les pertes d'énergie par ionisation et par rayonnement de freinage) avec une précision de l'ordre de 30 %.

Nous verrons ultérieurement que la méthode d'identification des électrons au dépouillement ainsi que la mesure de leurs énergies n'introduisent pas d'erreur systématique dans les spectres expérimentaux.

B - CONSTITUTION DU LOT DE Λ_β

L'étude cinématique de la désintégration dans le centre de masse du Λ^0 qui est notre but, exige que l'on soit en possession d'un lot d'évènements exempt de toute déformation systématique de l'information, et en particulier dont la contamination en évènements de bruit de fond soit réduite au minimum possible : c'est dire l'importance fondamentale de la constitution du lot de Λ_β .

Dans un premier chapitre nous exposerons en détail les critères de sélection avec leurs motivations et nous analyserons les différentes sources possibles de bruit de fond avec les critères permettant de les réduire. Le second chapitre sera consacré au calcul du nombre de faux Λ_β qui peuvent subsister après l'application des critères. Enfin, dans le troisième chapitre, nous déterminerons, pour chaque évènement, un facteur de pondération destiné à corriger les variations de la probabilité de détection suivant les configurations.

CHAPITRE II

Sélection des évènements

Parmi les critères de sélection des évènements nous distinguerons deux catégories : critères d'identification et de mesurabilité d'une part et d'autre part critères de réduction des bruits de fond.

1°) Critères d'identification et de mesurabilité

Nous n'avons accepté a priori que les événements satisfaisant aux 4 critères suivants :

Critère (1) - V^0 dont une des branches est obligatoirement un électron identifiable par le critère de spiralisation.

Critère (2) - Présence dans la chambre d'une interaction susceptible d'être l'origine du V^0_β , et située à moins de 20cm du vertex.

Critère (3) - Longueurs de la ligne de vol du V^0 et de la branche non électronique supérieures à 0,5cm.

Ce critère a pour but d'éliminer les interactions à 2 branches d'une particule chargée qui peuvent simuler un V^0 . Il permet également d'augmenter la précision sur la mesure des angles entre les branches du V^0 et la ligne de vol. Enfin pour les branches très courts ($< 0,5\text{cm}$) il est impossible de distinguer si la trace est celle d'un proton, d'un π ou d'un positron.

Critère (4) - La longueur potentielle de la ligne de vol du V^0 doit être supérieure à 10cm après le point de désintégration.

Ce critère élimine des V^0_β dont l'électron est émis tout près d'une des parois de la chambre et pour lequel la probabilité d'identification est par conséquent très faible, c'est-à-dire que le nombre de tels événements observés est sujet à d'importantes fluctuations.

Ce critère appliqué en vraie grandeur, et seulement après mesure des événements, ne donne lieu à aucune correction. Il ne fait perdre que 2 % des Λ_β retenus.

2°) Critères de réduction des bruits de fond

Les principaux types d'événements susceptibles de simuler des Λ_β , et qui peuvent être éliminés par des critères appropriés

sont :

- les paires d'électrons dont on ne reconnaît pas le positron : critères (3) et (5)
- les réactions de neutrons lents avec des noyaux lourds donnant un noyau final β -instable ou γ -instable : critère (6)
- les désintégrations $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ pour lesquelles le π^- se désintègre en vol donnant un μ^- puis un électron. ($\Lambda \pi \mu e$) critères (7) et (8)
- les désintégrations de $K_2^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \bar{\nu}$ dont on ne reconnaît pas le π^+ Critères (9) à (12)

De ces quatre sources de bruit de fond la troisième est la plus importante. Mais nous verrons que la contamination en $\Lambda \pi \mu e$ après application des critères n'est que 3 %, et que les autres bruits de fond donnent des contributions inférieures à 1 %.

a) Elimination des paires d'électrons dont on ne reconnaît pas le positron

Le critère (3) élimine déjà certains de ces événements. Mais nous lui avons adjoint une condition supplémentaire :

Critère (5) - L'angle d'ouverture du V_β^0 doit être supérieur à 10° lorsque la branche non électronique sort de la chambre sans interagir ou bien s'arrête après un parcours inférieur à 1 cm.

Le nombre de vrais $\Lambda \beta$ perdus par ce critère est inférieur à 1 %.

b) Elimination des électrons provenant de noyaux β ou γ instables

Parmi les noyaux instables qui peuvent être créés par des réactions de neutrons dans le liquide lourd (10) celui qui donne les électrons les plus énergiques est B_5^{12} dont la vie moyenne est $2 \cdot 10^{-2}$ sec : il peut émettre des électrons de 13 Mev. D'où le critère suivant :

Critère (6) - La longueur de l'électron d'un $V^0\beta$ doit être supérieure à 6cm (soit une énergie supérieure à 20 Mev).

Les électrons d'énergie inférieure à 20 Mev sont très difficiles à mesurer dans la chambre à liquide lourd, cela constitue une justification supplémentaire du critère (6). Un calcul de Monte-Carlo dont nous parlerons plus loin, montre que ce critère ne fait perdre que 1 à 2 % des événements lorsque les mesures des électrons sont parfaites. Si l'on tient compte de l'imprécision des mesures, le nombre d'événements perdus est au maximum de l'ordre de 4 %.

c) Élimination des $\Lambda^0 \pi \mu e$

La désintégration $\pi^- \rightarrow \mu^- \nu^-$ suivie de $\mu^- \rightarrow e^- \nu + \bar{\nu}$ est généralement marquée par la présence des deux angles (fig. 11)

$\theta_{\pi\mu}$ et $\theta_{\mu e}$ en A et B. Ces angles peuvent ne pas être détectable

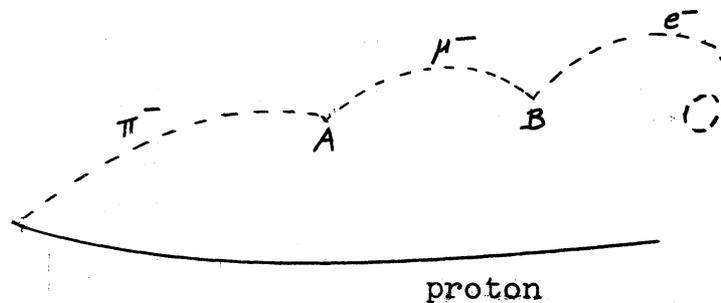


Fig. 11

et ils peuvent s'accompagner ou non d'un changement d'ionisation. (Nous disons qu'il y a changement d'ionisation au point A (ou B) si la densité des bulles sur la trace est nettement plus grande juste avant le point A que juste après).

Nous avons été amené à faire des subdivisions dans les critères de rejet, en tenant compte de la grandeur des angles θ et du nombre I ($0 \leq I \leq 3$) de vues sur lesquelles cet angle

s'accompagne d'un changement d'ionisation. Nous ne tenons pas compte du nombre de coudes θ observés, mais chacun d'eux doit satisfaire aux critères (7) ou (8).

Critère (7) - Lorsque l'énergie de l'électron après le coude θ est supérieure à 10 Mev, l'évènement n'est acceptable qu'aux conditions suivantes sur \dot{I}

$$\left| \begin{array}{ll} \dot{I} \leq 2 & \text{si } \theta \leq 15^\circ \\ \dot{I} < 1 & \text{si } 15^\circ \leq \theta \leq 20^\circ \end{array} \right.$$

enfin l'évènement est rejeté quel que soit \dot{I} si $\theta > 20^\circ$.

Critère (8) - Lorsque l'énergie de l'électron après le coude θ est inférieure à 10 Mev;

- l'évènement ne peut être accepté que si θ est inférieur à 90° .

Ces critères ont été choisis en raison de l'importance de la diffusion multiple dans le liquide lourd ("scattering") d'une part, et d'autre part à cause de la faible probabilité pour qu'un μ^- donne un électron d'énergie inférieure à 10 Mev ($\sim 1,5\%$). Ils ne s'appliquent évidemment pas aux électrons qui peuvent être identifiés avant le coude θ en question : soit par un rayon delta, soit par spiralisation, soit par la présence d'une paire d'électrons provenant d'un γ de "Bremsstrahlung".

d) Elimination des K^0_{β}

Rappelons que lors du dépouillement nous n'avons pas cherché à éliminer ces évènements : nous avons au contraire accepté tous les $K^0_{\beta^-}$ évidents, et même les $K^0_{\beta^+}$. Dans la seconde phase de l'analyse, pour éliminer les $K^0_{\beta^-}$ nous avons exigé que les $V^0_{\beta^-}$ déjà passés par les trois cribles des paragraphes a) b) et c) et dont le proton n'est pas identifié par son arrêt, satisfassent en plus aux conditions suivantes : (Les évènements dont le π^+ se désintègre ne posent pas de problème).

$\alpha = \frac{\text{nombre de lacunes sur la trace d'un } K^- \text{ de } 1,5 \text{ Gev,}}{\text{nombre de lacunes sur la trace de la particule } (\pi^- \text{ ou } p)}$

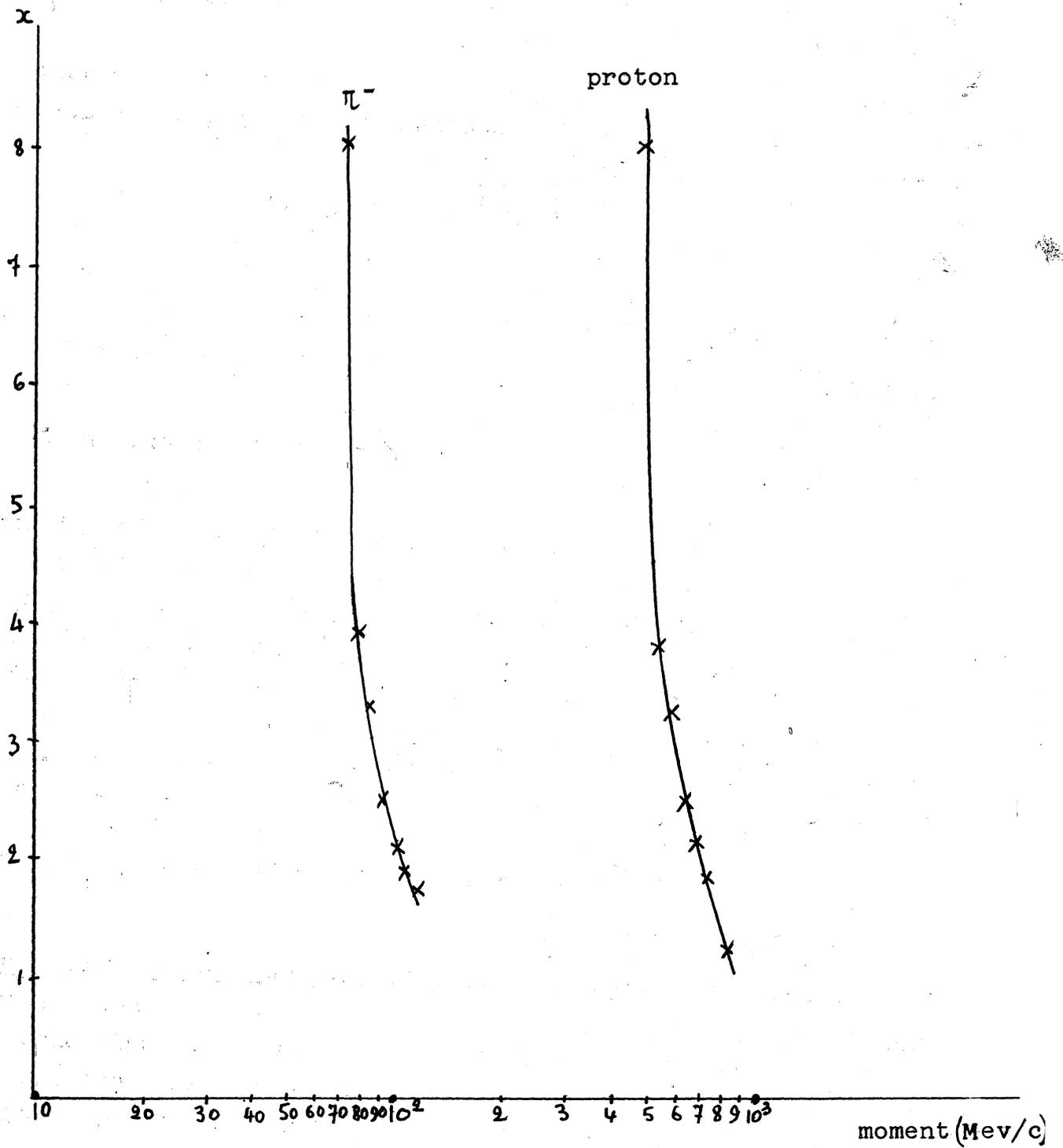


Figure 12

Critère (9) - Dans le cas où la branche non électronique fait une interaction (avec au moins deux branches secondaires) la longueur l_{int} entre cette interaction et le vertex du γ^0 doit être supérieure à 10cm.

Nous éliminerons ainsi des événements où une mesure de courbure est si peu précise que le proton ne peut être distingué d'un π^+ . (Pour corriger la perte (<7%) des Λ_β par cette coupure, chaque événement sera affecté d'un facteur de pondération).

Critère (10) - Il doit y avoir compatibilité dans la limite de deux écarts standard, entre la quantité de mouvement mesurée par la courbure, et les limites inférieures données par les méthodes suivantes :

- mesure du parcours
- mesure de l'énergie d'éventuels rayons δ : en effet un proton de moment p (Mev/c) ne peut produire de rayon δ d'énergie supérieure à
$$E_{Max} \text{ (Mev)} = \frac{p^2}{M} \text{ (M = masse du proton)} .$$
- mesure de l'ionisation
pour une particule donnée nous comptons le nombre N de lacunes d'ionisation sur une certaine longueur de sa trajectoire, et nous comparons ce nombre N avec le nombre N' correspondant à la même longueur pour une trace de K^- du faisceau. La figure (12) montre la variation de $\alpha = \frac{N'}{N}$ en fonction du moment p pour un π et pour un proton: ces courbes sont en accord avec les tables donnant la perte d'énergie par ionisation en fonction du moment.

Critère (11) - Le moment transverse de la particule positive doit être compatible avec 163 Mev/c dans la limite de deux écarts standard.

Nombre
d'évènements

Valeurs du paramètre χ^2 pour les évènements optimis

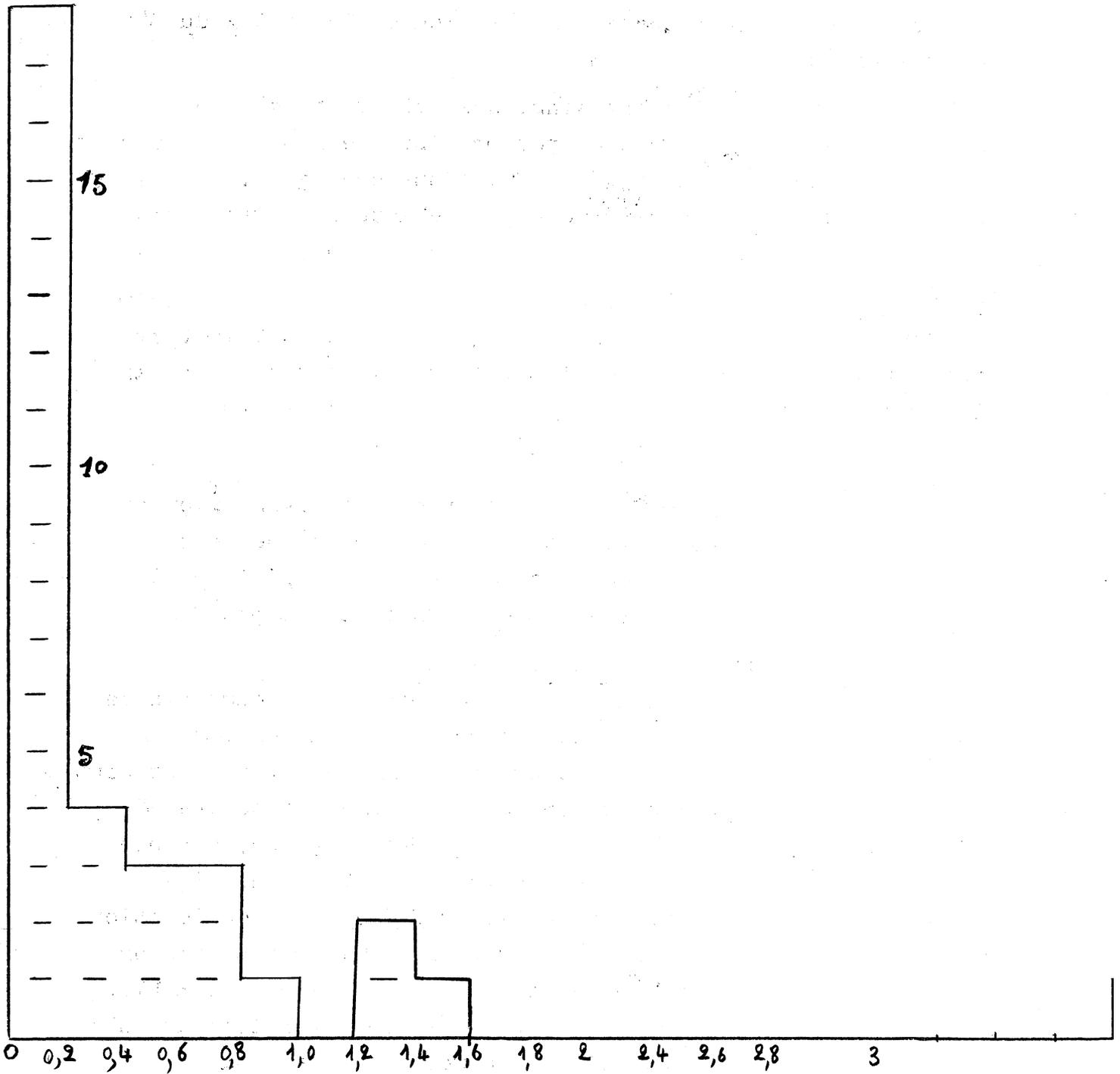


Fig. 13

Critère (12) - L'étude cinématique de la désintégration Λ_{β} doit donner une solution au moins pour laquelle le moment du Λ^0 soit inférieur à 1 Gev/c.

Ce dernier critère s'applique aussi aux V_{β}^0 dont le proton s'arrête. Pour les autres V_{β}^0 ce critère a l'avantage d'éliminer des événements de grande énergie, c'est-à-dire pour lesquelles la séparation Λ^0-K^0 est toujours difficile.

3°) Statistique des Λ_{β}^0

Pour tous les Λ_{β}^0 qui subsistent après l'application de tous les critères que nous venons de décrire, les valeurs des angles et des moments du proton et de l'électron sont traitées par un programme de cinématique (11) qui a pour but de calculer les angles et les moments du proton, de l'électron et du neutrino, dans le système du Λ^0 au repos. Ce sont ces résultats qui serviront de données expérimentales de base pour la confrontation avec les prédictions théoriques dans les chapitres suivants. Retenons seulement, pour l'instant, que ce programme est amené, pour obtenir des solutions réelles, à optimiser les valeurs x_i des paramètres mesurés dans le laboratoire, affectées de leurs erreurs σ_i . Une telle opération est nécessaire pour environ 30 % des événements (Cette proportion de 30 % a été confirmée par l'étude analogue faite sur un lot fictif d'événements Λ_{β}^0 créés par la méthode de Monte Carlo, et pour lesquels les valeurs des paramètres du laboratoire ont été convenablement déformées afin de simuler des événements mesurés expérimentalement). La figure (13) montre l'histogramme des quantités $\chi^2 = \sum_i \left(\frac{dx_i}{\sigma_i} \right)^2$ relatives à chacun des événements optimisés. Retenons aussi que ce programme calcule le moment initial du Λ dans le laboratoire, et que c'est à ce stade que se fait l'élimination des Λ de moment supérieur à 1 Gev/c.

TABIEAU I

Résumé de l'analyse des $V^0 \beta^-$													
Evénements trouvés au dépouillement				Evénements éliminés par les divers critères									
Photos	Proton à l'arrêt	Autres $V^0 \beta^-$	$V^0 \beta^-$ avec proton à l'arrêt	Autres $V^0 \beta^-$				Autres $V^0 \beta^-$					
				$\theta_N < 0,5 \text{mrad}$	$N \pi \mu e$	$\eta_N > 1 \text{Gy/c}$	Autres critères	$\theta_N < 0,5 \text{mrad}$	$t_{\text{int}} < 10 \text{cm}$	$N \pi \mu e$	$\eta_N > 1 \text{Gy/c}$	$K^0 \beta$ (*)	Autres critères
CERN	$6 \cdot 10^4$	37	33	2	6	0	1	1	0	5	5	19	1
Evén. réduits.	$5,8 \cdot 10^4$	29	24	2	4	1	1	1	5	0	4	11	0
Burgon	$2,8 \cdot 10^4$	13	13	0	0	1	0	0	1	1	4	1	2

(*) Nous avons classé " $K^0 \beta$ " les événements touchés par l'un des critères 10 ou 11 et ceux dont le τ^+ se désintègre dans la chambre en μ^+ puis e^+ .

TABIEAU II

Dépouillement			$V^0 \beta^-$ éliminés par les divers critères (en %)						Lot final de $V^0 \beta^-$	
Photos	Proton à l'arrêt	Total des $V^0 \beta^-$	$K^0 \beta$	$\theta_N < 0,5$	$t_{\text{int}} < 10 \text{cm}$	$N \pi \mu e$	$\eta_N > 1 \text{Gy/c}$	Autres critères	Proton à l'arrêt	Total
218 500	115	213	22	4	3,5	11,4	9,4	1,3	88	103

Figure 14

Le tableau I (fig. 14) donne le détail des étapes de la constitution du lot de Λ^0_β pour les événements qui ont été analysés à l'Ecole Polytechnique, en indiquant combien de $V^0_\beta^-$ ont été éliminés par chaque critère.

Le tableau II (fig. 14) résume l'histoire du dépouillement et des mesures pour l'ensemble des photos analysées. [Dans la statistique finale nous avons ajouté 6 Λ^0_β , dont 5 ont un proton à l'arrêt, et qui ont été produits par des π^- de 1 GeV/c lors de la première expérience réalisée avec la chambre à liquide lourd (1)].

CHAPITRE III

Contamination du lot de Λ^0_β

En plus des sources de bruit de fond que nous avons signalées au chapitre précédent (paires d'électrons, réactions de neutrons lents, $\Lambda^0 \pi \mu e$ et $K^0_\beta^-$) des interactions de particules neutres énergiques (K^0 , Λ^0 , neutrons etc...) peuvent simuler des Λ^0_β . Cela se produit lorsque la réaction donne pour produits secondaires un proton (et des particules neutres non détectées) plus un π^0 qui se désintègre sous forme de paire de Dalitz dont le positron s'annihile immédiatement.

Nous allons calculer maintenant la contamination de notre lot de Λ^0_β en déterminant le nombre de faux événements qui peuvent échapper aux critères (5) à (12).

I°) Paires d'électrons

D'après les critères choisis, seules peuvent contribuer les paires dont l'angle d'ouverture est supérieur à 10° et pour lesquelles le positron s'annihile en vol avant d'avoir parcouru 1cm ou bien sort de la chambre sans que sa nature électronique puisse être mise en évidence. Cette dernière catégorie de paires ne donne aucune contribution appréciable car nous allons voir

(en calculant la contamination par les $K^0_{\beta^-}$) que, pour tous les V^0_{β} du lot final dont la branche positive ne s'arrête pas, l'ionisation de celle-ci permet d'affirmer qu'il s'agit d'un proton.

Dans notre lot nous n'avons que 4 Λ_{β} dont la longueur l_+ du proton est inférieure à 1cm (fig.15)

l_+ cm	Energie de l'électron (MeV)	θ degrés
0,8	60	13
0,6	106	43
0,8	136	125
0,8	159	19

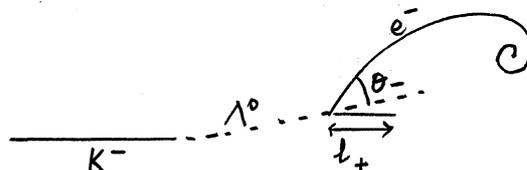


Fig. 15

Raisonnablement seuls le premier et le dernier de ces événements pourraient être des paires d'électrons, car la probabilité, pour une paire d'électrons, que l'électron négatif (12) soit émis avec l'angle θ_- et l'énergie E_- est égale à

$$\frac{3}{8} \frac{1}{1 - \cos \theta_-} \times \left(\frac{m_e c^2}{E_-} \right)^2$$

Pour qu'une paire d'électron puisse se confondre avec un Λ_{β} acceptable par les critères (3) et (5):

- il faut que le positron s'annihile entre 0,5 et 1cm, sans donner de γ visible (un dépouillement spécial donne pour cette circonstance une probabilité 5×10^{-3})

- il faut en outre que l'ionisation du positron ne se distingue en rien de celle d'un proton à l'arrêt

(Il résulte de l'examen des Λ_{β} dont le proton s'arrête, que la probabilité pour que l'ionisation du premier centimètre de l'électron ne diffère de celle du dernier centimètre du proton sur aucune des 3 vues, est égale à $0,08 \pm 0,05$)

- il faut que l'angle d'ouverture de la paire soit supérieur à 10° (Probabilité $0,5 \times 10^{-3}$)
- il faut enfin que la paire d'électrons pointe sur une interaction située à moins de 20cm.

Le dépouillement de l'ensemble des photos montre qu'il y a en moyenne une paire d'électrons associée à chaque interaction de K^- , et 3 interactions de K^- par photo.

Le nombre de faux Λ_β provenant des paires d'électrons est donc égal à

$$3 \times 2,185 \cdot 10^5 \times 0,5 \cdot 10^{-3} \times 8 \cdot 10^{-2} \times 5 \cdot 10^{-3} = 0,13$$

2°) Electrons provenant de noyaux instables

Nous avons vu que si des noyaux de B_5^{12} sont produits, ils peuvent se désintégrer en donnant des électrons dont l'énergie atteint au maximum 13 Mev. Nous ne savons évidemment pas combien de réactions produisant B_5^{12} ont eu lieu dans l'ensemble des photos.

Dans notre lot de Λ_β nous avons dix événements pour lesquels l'énergie de l'électron est inférieure à 40 Mev. Pour chacun de ces événements nous connaissons l'erreur σ_e sur le moment p_e de l'électron ; la différence x entre p_e et 13 Mev/c permet de calculer la probabilité que p_e soit compatible avec 13 Mev/c.

p_e	σ_e	x	$\frac{x}{\sigma_e}$	Probabilité de $\frac{x}{\sigma_e}$
20	5	7	1,4	0,08
23	6	10	1,7	0,05
30	9	17	1,9	0,03
37	9	24	2,7	0,005
30	8	17	2,1	0,02
35	8	22	2,8	0,003
36	10	23	2,3	0,01
33	10	20	2,0	0,02
37	14	24	1,7	0,05

Probabilité

totale

0,268

En conclusion le nombre d'évènements du lot final de Λ_β dont le moment de l'électron pourrait en fait être ≤ 13 Mev/c est de l'ordre de 0,30. Donc le nombre d'évènements de bruit de fond ne dépasse certainement pas 0,30.

$$3^\circ) K_L^0 \rightarrow \pi^+ + e^- + \nu$$

Le tableau I (fig.14) montre que pour l'ensemble des évènements des laboratoires CERN, Bergen et Ecole Polytechnique (tous analysés à l'Ecole Polytechnique) sur 70 V_β^0 initiaux 13 ne donnent pas de moment de Λ inférieur à 1 Gev/c, 31 sont éliminés par les critères (10) et (11) ou ont un π^+ évident, enfin 17 sont éliminés par les autres critères. Il ne reste donc que 9 V_β^0 . Une mesure de l'ionisation faite sur les secondaires positifs de ces V_β^0 permet d'écarter l'hypothèse π^+ avec une probabilité de l'ordre de 90 %. Ceci permet d'affirmer que la contamination de notre lot en K_L^0 est de l'ordre de 10 % x 9 \simeq 1 évènement. La faible contamination de K_β^0 est confirmée par le fait qu'aucun des K_β^0 trouvés au dépouillement ne pourrait être considéré comme $\Lambda^0 \rightarrow \bar{P} + e^+ + \nu$ satisfaisant à tous les critères transposés pour le anti- Λ_β^0 .

4°) Evènements $\Lambda \pi \mu e$

Rappelons que dans cette série d'expériences le dépouillement n'avait pas pour seul but la recherche des Λ_β^0 , mais celle d'autres évènements, en particulier les désintégrations $\Lambda^0 \rightarrow P + \mu^- + \bar{\nu}$ (La plupart des évènements de cette dernière famille trouvés au dépouillement sont, en fait, des désintégrations normales de Λ^0 en proton et π^- , mais celui-ci se désintègre en vol,

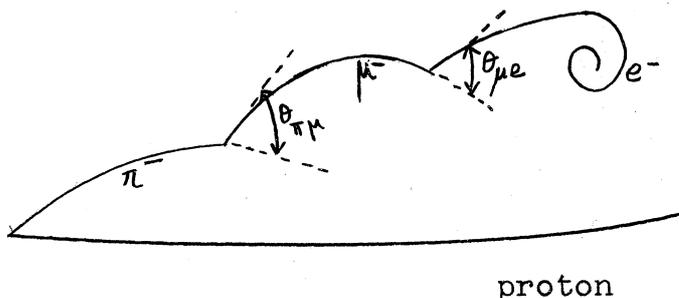


Fig. 16

donnant un μ^- qui peut s'arrêter dans la chambre (fig.16)

Nous avons examiné cent de ces évènements pour lesquels

$\theta_{\pi \mu} < 15^\circ$. En utilisant le rapport $\frac{\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-}{V_\beta^0}$ (déterminé lors de l'étude des Λ^0 normaux) nous avons calculé

que l'ensemble de nos photos contenait :

375 $\mu e (\pm 10\%)$ avec $\theta_{\pi\mu} < 15^\circ$ et 205 $\mu e (\pm 10\%)$ avec $15^\circ < \theta_{\pi\mu} < 20^\circ$

Nous avons également examiné les changements d'ionisation aux coudes et nous en avons déduit la probabilité $P(I)$ qu'il y ait à un coude un changement d'ionisation sur I vues ($0 \leq I \leq 3$)

I	0	1	2	3
P(I)	0,07	0,08	0,10	0,75

Dans la suite de ce paragraphe nous désignerons (pour abréger l'écriture) par $P(A < x)$ la probabilité que la valeur du paramètre expérimental A soit inférieure à x , et par $N(\theta_{\pi\mu} < \theta)$ le nombre de μe dont l'angle $\theta_{\pi\mu}$ est inférieur à θ . Avec ces notations nous avons pour l'énergie E de l'électron final :

$$P(E < 10) = 1,5\% \text{ , et } P(\theta_{\mu e} < \theta) = \frac{1 - \cos \theta}{2} \text{ (puisque le } \mu^- \text{ se désintègre au repos)}$$

Le nombre des évènements qui échappent aux 2 critères (7) est alors :

$$\text{d'une part } \begin{cases} P(E > 10) \times N(\theta_{\pi\mu} < 15^\circ) P(\theta_{\mu e} < 15^\circ) P(I < 3) \\ \text{soit } 0,985 \times 375 \times 0,015 \times 0,25 = 1,5 \end{cases}$$

$$\text{d'autre part } \begin{cases} P(E > 10) [N(\theta_{\pi\mu} < 20^\circ) P(\theta_{\mu e} < 20^\circ) - N(\theta_{\pi\mu} < 15^\circ) P(\theta_{\mu e} < 15^\circ)] P(I=0) \\ \text{soit } 0,985 \times [580 \times 0,03 - 375 \times 0,015] \times 0,07 = 0,8 \end{cases}$$

Le nombre des évènements qui échappent aux 2 critères (8) est de même :

$$\text{d'une part } \left\{ \begin{array}{l} P(E < 10) P(\theta_{\mu e} < 90) N(\theta_{\pi\mu} < 15) P(I < 3) \\ \text{soit } 0,015 \times 0,5 \times 375 \times 0,25 = 0,7 \end{array} \right.$$

$$\text{d'autre part } \left\{ \begin{array}{l} P(E < 10) P(\theta_{\mu e} < 90) [N(\theta_{\pi\mu} < 20) - N(\theta_{\pi\mu} < 15)] P(I = 0) \\ \text{soit } 0,015 \times 0,5 \times 205 \times 0,07 = 0,1 \end{array} \right.$$

Nous avons donc finalement dans notre lot de Λ_β 3 événements $\Lambda\pi\mu e$ qui ont échappé aux critères.

5°) Interactions de particules neutres énergiques (K^0 , Λ^0 etc.)

Nous avons fait un dépouillement spécial pour rechercher des événements du type suivant (fig.17)

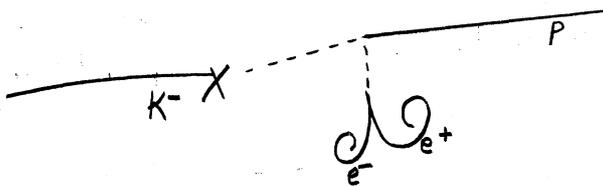


Fig. 17

où l'on ne voit qu'une seule paire d'électrons pointant sur l'extrémité du proton.

Le nombre de ces événements est inférieur à un pour cent photos.

D'autre part la probabilité pour qu'un π^0 donne une paire de Dalitz est $\frac{1}{80}$, et pour une paire de 100 Mev, la probabilité que le positron ait un parcours inférieur à 0,2cm (énergie < 0,5 Mev) est $\frac{0,5}{100}$. Nous en déduisons aisément le nombre de faux Λ_β ainsi produits :

$$218500 \times \frac{1}{100} \times \frac{0,5}{100} \times \frac{1}{80} = 0,14$$

Tous les autres bruits de fond que nous avons envisagés mais qui ne sont pas décrits ici sont négligeables.

En résumé :

Parmi toutes les sources de bruits de fond possibles, la contribution la plus importante est apportée par les $\Lambda\pi\mu e$; et cette contamination n'est que 3 % du lot total de Λ_β . Chacun

des autres bruits de fond que nous avons envisagé ne donne qu'une contribution qui est au plus de l'ordre de 1 %. C'est-à-dire que notre exigence, exprimée au début de ce chapitre, d'un lot très pur de $\Lambda^0\beta$ est pleinement satisfaite. Nous pourrions si nous le voulons, tenir compte par la suite des faibles contaminations que nous venons de calculer, mais les corrections correspondantes seront toujours très inférieures aux erreurs statistiques.

CHAPITRE IV

Pondération des $\Lambda\beta$

On s'attend naturellement à ce que la probabilité de détection varie d'un $\Lambda\beta$ à l'autre avec l'énergie de ses produits de désintégration, ainsi qu'avec la ligne de vol du Λ^0 et la position du point de désintégration dans la chambre. Du fait que le $\Lambda\beta$ est identifié par son électron, c'est la configuration de ce dernier qui aura la plus grosse influence sur l'efficacité de détection, donc qui apportera la plus grosse contribution au poids statistique de chaque événement. Un autre facteur (apportant d'ailleurs une contribution beaucoup plus faible) est la longueur du proton : car les protons les plus courts ont moins de chance que les autres d'être éliminés pour interaction avant 10cm. Les effets des autres coupures seront corrigés ultérieurement d'une façon globale.

1°) Efficacité de détection de l'électron

Ce calcul a été effectué par une méthode de Monte-Carlo à l'aide d'un programme spécial (13). Pour cela un certain nombre N (ajustable à volonté) de configurations de la trace de l'électron dans la chambre, sont reconstituées par segments

compte tenu du scattering multiple et des pertes d'énergie; un certain nombre de tests prennent place après la reconstitution de chaque segment de trajectoire. Les deux grandes étapes du calcul sont les suivantes :

a) A partir des coordonnées du point de désintégration O du Λ^0 et du vecteur quantité de mouvement \vec{p}_0 de l'électron en ce point, le programme reconstitue un segment dl de trajectoire en calculant la courbure due au champ magnétique et la perte d'énergie par ionisation (13) puis il choisit au hasard une valeur de l'angle moyen de scattering multiple et une valeur de la perte d'énergie par Bremsstrahlung. La probabilité que l'électron d'énergie initiale E_0 perde l'énergie k sur une distance dl est donnée par W.Heitler (14) sous la forme suivante :

$$w(y) dy = \frac{e^{-y} y^{(bl-1)}}{\Gamma(bl)} dy$$

$$\text{avec } \begin{cases} y = \text{Log} \left(1 - \frac{k}{E_0} \right) \\ b = \text{constante inversement proportionnelle à la} \\ \text{longueur de radiation X.} \end{cases}$$

la machine utilise une table de la fonction

$$f(k) = \int_0^{\frac{k}{E_0}} w(y) dy$$

Ainsi est reconstitué le dernier point O' du segment dl de la trajectoire, avec la quantité de mouvement $\vec{p}_{O'}$ de l'électron en ce point, et la projection du rayon vecteur $\vec{OO'}$ sur la glace avant de la chambre à bulles.

b) Le second stade du déroulement du programme est constitué par une série de tests :

1^{er} test: l'électron est-il sorti de la chambre ?

Réponses : $\begin{cases} \text{oui} \rightarrow \text{électron non identifiable} \\ \text{non} \rightarrow \text{second test.} \end{cases}$

Nombre d'évènements

Facteur de pondération

visibilité de l'électron
et
interactions du proton

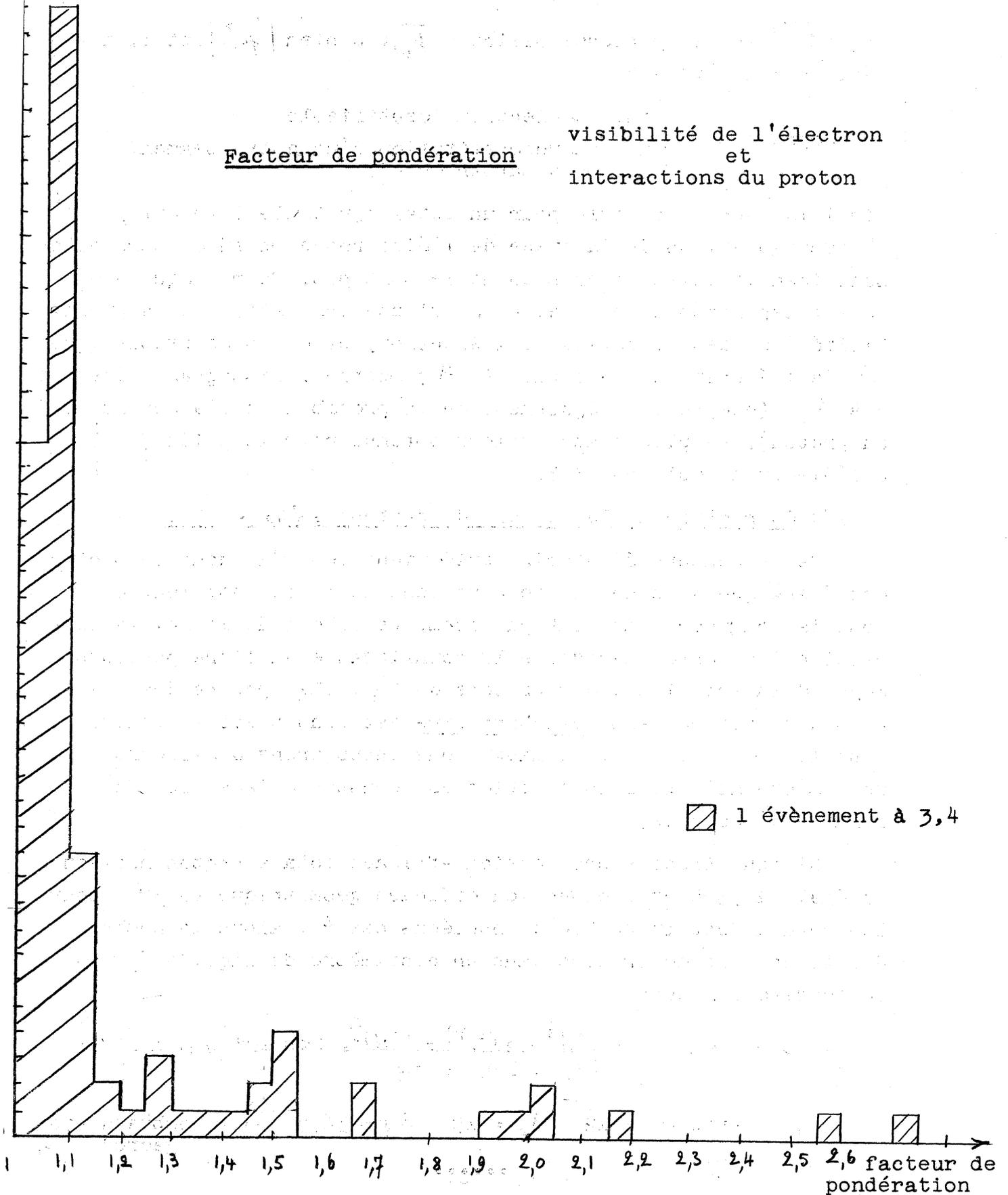


Fig. 1.8

2^{test}; \vec{OO}' est-il perpendiculaire à \vec{p}_0' (ou bien $|\vec{p}_0'|$ est-il inférieur à 5 Mev/c) ?

Réponses : $\left\{ \begin{array}{l} \text{oui} \rightarrow \text{électron identifiable} \\ \text{non} \rightarrow \text{reconstitution d'un autre segment} \\ \text{à partir de } O' \end{array} \right.$

Ainsi la machine calcule pour un total, ajustable à volonté, de N configurations de la trace de l'électron combien d'entre elles sont identifiables et combien ne le sont pas. Pour chaque Λ_β du lot expérimental nous avons ainsi une évaluation de la probabilité P d'identification de l'électron, et du poids statistique $\frac{1}{P}$ de l'évènement. La figure (8) montre l'histogramme des poids Λ_β (compte tenu également de la probabilité d'acceptabilité du proton). La plus grande valeur obtenue pour le poids $\frac{1}{P}$ dû à l'électron seul, est 3,3.

2°) Correction de la coupure de protons à $l_{int} < 10\text{cm}$

Cette coupure défavorise évidemment les Λ_β^0 dont le proton est énergique au bénéfice de ceux dont le proton est lent et dont la longueur n'atteint pas 10cm. Le calcul de la faible correction à apporter nécessite la connaissance du libre parcours moyen d'interaction L des protons de Λ_β^0 . (Le spectre des énergies des protons dans le laboratoire est sensiblement le même pour les Λ_β^0 et les Λ^0 normaux. Nous supposerons d'ailleurs que la probabilité d'interaction est constante dans tout ce domaine d'énergies).

Si nous prenons une section efficace totale proton nucléon σ égale à 35mb et une section efficace géométrique en $A^{\frac{2}{3}}$ pour les noyaux dont le nombre de nucléons est A , alors le nombre d'interactions de protons dans un centimètre de liquide C_2F_5 cl de densité 1,2 sera :

$$\frac{1}{L} = \sigma \times 1,2 \times \mathcal{N} \frac{2(A_c)^{\frac{2}{3}} + 5(A_F)^{\frac{2}{3}} + (A_{cl})^{\frac{2}{3}}}{2A_c + 5A_F + A_{cl}} = 0,011 \text{ cm}^{-1} \text{ d'où } L = 92 \text{ cm}$$

(avec $A_c = 12$ $A_F = 19$ $A_{cl} = 36,5$ \mathcal{N} = nombre d'Avogadro)

Ce calcul est évidemment assez schématique, et il doit être confirmé par une estimation expérimentale. Cette estimation a été faite à l'aide des Λ^0_β et des Λ^0 normaux qui donnent pour L les valeurs respectives 204cm et 72cm. Ceci porte à croire que la dernière valeur est trop faible d'une erreur standard (L théorique ~ 90 cm). Nous prendrons alors pour valeur du libre parcours moyen la valeur moyenne

$$L = 136\text{cm.}$$

qui correspond à la probabilité $P(l)$ de n'observer aucune interaction entre 0 et l centimètre, donnée par

$$P(l) = \exp\left(-\frac{l}{L}\right) \simeq 1 - \frac{l}{L} \quad (\text{pour } l \leq 10)$$

Le tableau suivant donne le facteur de pondération k_p de chaque Λ_β en fonction de la longueur l_+ du proton

l_+ (cm)	≥ 10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	< 1
k_p	1,07	1,07	1,06	1,05	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1,01	1,00

3°) Effet des autres coupures

- Les coupures sur la ligne de vol du Λ et la longueur potentielle de la ligne de vol après le point de désintégration ne nécessitent aucune correction.

- Nous avons vu que le critère sur l'angle d'ouverture des V^0_β élimine moins de 1 % des événements.

- La coupure des protons de longueur inférieure à 0,5cm donne un facteur de correction à peu près constant d'un bout à l'autre du spectre des moments des Λ^0 , et par conséquent peut être négligée. Les autres coupures ($\Lambda \pi \mu e$, moment transverse des protons, énergie des électrons) seront corrigées globalement.

En résumé

Nous pouvons noter que l'efficacité de détection des électrons au dépouillement est excellente (supérieure à 85 %), et que le poids statistique d'un évènement donné ne dépasse pas 3. Nous verrons ultérieurement que le poids statistique d'un électron de Λ_β est déterminé essentiellement par sa position dans la chambre, et que la détection des électrons au dépouillement n'introduit effectivement aucun biais significatif dans les spectres relatifs au système du Λ^0 au repos.

La pondération des protons donne des corrections qui ne dépassent pas 7 % pour la coupure $l_{int} < 10\text{cm}$.

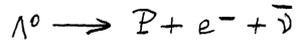
Les autres coupures seront corrigées globalement sur les spectres expérimentaux et les valeurs moyennes. Nous verrons que ces corrections sont encore très faibles.

Bilan de la recherche des Λ_β^0

Pour 218 500 photos examinées, nous avons retenu 200 V_β^0 . Après analyse ces V_β^0 donnent un lot de 103 Λ_β^0 non polarisés, et pour 85 % d'entre eux le proton s'arrête dans la chambre. La contamination en $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ dont le π^- se désintègre en vol est estimée à 3 évènements, les autres bruits de fond ont une contribution inférieure à 1 % du nombre total de Λ_β^0 . L'efficacité du "scanning" 86 % et l'efficacité de détection des électrons 85 % nous permettent de n'attendre que de faibles biais expérimentaux. Pour tous ces Λ_β^0 nous disposons de la série complète des valeurs des moments et des distributions angulaires du proton de l'électron et du neutrino dans le système du Λ^0 au repos.

C -

FORME DE L'INTERACTION RESPONSABLE DE LA DESINTEGRATION



C'est la première fois depuis la découverte expérimentale du premier évènement Λ_β , et la mesure du taux de branchement $\frac{\Lambda^0 \longrightarrow P + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \longrightarrow \text{Nucleon} + \pi}$, que l'on est en possession d'une centaine de ces évènements, reconnus par identification directe de l'électron, et entièrement mesurés. Or, dans l'état actuel de la théorie des interactions fortes, il n'est pas possible de calculer les renormalisations dues à ces interactions dans la désintégration Λ_β ; ceci, joint à la faiblesse du taux de branchement mesuré expérimentalement, jette un doute sur la validité de la théorie V-A des interactions faibles pour décrire les désintégrations leptoniques des hyperons. Le seul moyen d'éclairer la question est donc, actuellement, une étude phénoménologique de l'interaction qui produit la désintégration Λ_β . La constitution de notre lot de Λ_β doit nous permettre de mener à bien une certaine partie de ce programme.

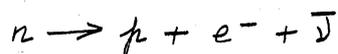
Dans le prochain chapitre nous allons résumer les grandes lignes de la théorie V-A des interactions faibles pour les particules d'étrangeté zéro; puis nous verrons comment se pose le problème des désintégrations leptoniques des particules étranges: en particulier celui de la désintégration Λ_β . Les chapitres suivants seront consacrés à la description de la méthode d'analyse expérimentale ainsi qu'à l'exposé des résultats qu'elle permet d'obtenir en ce qui concerne le mécanisme de la désintégration Λ_β .

CHAPITRE V

Introduction à l'étude du mécanisme de la désintégration β

Dans ce chapitre nous allons rappeler les résultats de l'étude expérimentale de la radioactivité β , conduisant à la théorie $V-A$. Nous verrons comment celle-ci permet également de décrire les désintégrations des η ainsi que la désintégration des μ et leur capture par les noyaux. Les théoriciens ont été conduits ainsi à écrire l'hamiltonien des interactions faibles sous la forme du produit de deux courants; et une analogie avec l'électromagnétisme permet d'expliquer, pour une partie de ce courant, pourquoi il n'y a pas de renormalisation par les interactions fortes. Nous rappellerons ensuite comment l'hamiltonien des interactions faibles des particules étranges peut aussi se mettre sous la forme du produit de deux courants; mais nous verrons que l'analogie avec l'électromagnétisme ne se justifie plus pour les interactions qui changent l'étrangeté. Enfin nous rassemblerons les diverses formes d'hamiltoniens du type de Fermi pour lesquels on trouve dans la littérature théorique des prévisions contrôlables par l'expérience concernant la désintégration β .

1°) Radioactivité β du neutron



Fermi a proposé pour cette interaction un hamiltonien linéaire par rapport aux spineurs des particules mises en jeu; la densité d'hamiltonien la plus générale s'écrivant :

$$h = \sum_{i=1}^5 \left\{ c_i \bar{\psi}_p \gamma_i \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_i \psi_\nu + c'_i \bar{\psi}_p \gamma_i \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_5 \psi_\nu \right\} + \text{hermitique conjuguée}$$

$$\text{avec } \left\{ \begin{array}{lllll} O_1 = 1 & O_2 = \gamma_\mu & O_3 = -i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu) & O_4 = i \gamma_\mu \gamma_5 & O_5 = \gamma_5 \\ (S) & (V) & (T) & (A) & (P) \end{array} \right.$$

les C_i et C'_i sont des coefficients complexes constants.

Nous écrirons h sous la forme (plus condensée) suivante :

$$h = \sum_{i=1}^5 C_i \left\{ \bar{\Psi}_p O_i \psi_n \bar{\Psi}_e O_i \left(1 + \frac{C'_i}{C_i} \gamma_5 \right) \psi_\nu \right\} + h.c.$$

a) Limite non relativiste

Les nucléons mis en jeu dans la radioactivité β ne sont pas relativistes, c'est-à-dire que les spineurs de Dirac à 4 composantes ψ_p et ψ_n peuvent se réduire à leurs "grandes composantes" U_p et U_n (lesquelles sont des spineurs à 2 composantes de Pauli). Dans ce cas, le terme (P) n'apporte pas de contribution à l'hamiltonien h . Les termes (S) et (V) donnent la contribution $U_p^+ U_n$, tandis que les termes (T) et (A) donnent la contribution $U_p^+ \sigma_k U_n$. Le cas où la contribution des termes (S) et (V) est effective correspond aux transitions où les états de spin nucléaire initial et final sont inchangés, c'est-à-dire que le spin \vec{S} transmis aux leptons est nul: "transitions de Fermi" F. La contribution des termes (T) et (A) correspond par contre au cas où le spin transféré aux leptons est $\vec{S} = 1$: "transitions de Gamov-Teller" G.T. (Dans ce cas, la projection sur un axe, de la différence de spin $\Delta I = I_f - I_i$ entre les nucléons initial et final, prend les valeurs 0, + 1 ou - 1).

b) Polarisation longitudinale des électrons

La mesure de cette polarisation a été effectuée par Frauenfelder pour les transitions G.T. (en observant l'asymétrie droite-gauche dans la diffusion d'électrons de désintégration du C_0^{60} par une cible d'or) et par Grodzins et Sunyar (15) pour les transitions F. (en mesurant la polarisation circulaire des γ de Bremsstrahlung émis par des électrons provenant de la

désintégration de C^{34}). Pour ces deux types de transitions, et pour les transitions mixtes, le rapport $\frac{\text{spin avant-spin arrière}}{\text{spin avant+spin arrière}}$ est égal à $\pm \frac{v_e}{c}$ suivant le signe des électrons de vitesse v_e .

Ce résultat se traduit par le fait que ψ_e ne doit figurer dans l'hamiltonien h que par la combinaison $(1 + \gamma_5) \psi_e$, ce qui exige les relations suivantes entre les coefficients C et C' :

$$\frac{C'_i}{C_i} = +1 \text{ pour (V) et (A) } (i = 2 \text{ et } 4)$$

$$\frac{C'_i}{C_i} = -1 \text{ pour (S) et (T) } (i = 1 \text{ et } 3)$$

c) Corrélation angulaire électron-neutrino, et polarisation du neutrino

Dans les transitions F, électron et neutrino sont émis avec des spins antiparallèles tandis qu'ils sont émis avec des spins parallèles dans les transitions G.T. Il résulte de la polarisation longitudinale des électrons que, si le neutrino a une polarisation longitudinale, il sera émis préférentiellement dans une direction bien déterminée par rapport à la direction d'émission de l'électron. On peut montrer de façon générale que la corrélation électron-neutrino est proportionnelle à $1 + a \frac{v_e}{c} \cos \theta_{e\nu}$ avec :

$$a_F = \frac{|c_V|^2 - |c_S|^2}{|c_V|^2 + |c_S|^2} \quad \text{pour les transitions de Fermi}$$

$$a_{G.T.} = \frac{1}{3} \frac{|c_T|^2 - |c_A|^2}{|c_T|^2 + |c_A|^2} \quad \text{pour les transitions de Gamov-Teller}$$

$\theta_{e\nu}$ étant l'angle entre les directions d'émission de l'électron et du neutrino.

e) Asymétrie des électrons et des neutrinos dans la désintégration de neutrons polarisés

D'après ce que nous venons de voir, la densité d'hamiltonien se réduit à :

$$h = c_v \bar{\psi}_p \gamma_\mu \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu + c_A \bar{\psi}_p i \gamma_\mu \gamma_5 \psi_n \bar{\psi}_e i \gamma_\mu \gamma_5 (1 + \gamma_5) \psi_\nu + \text{hermitique conjuguée}$$

soit encore
$$h = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (c_v - c_A \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu$$

Les corrélations angulaires entre le moment de l'antineutrino $\vec{\nu}$ ou celui de l'électron e avec le spin \vec{J} du neutron sont de la forme :

$$\omega_e = 1 + \alpha \cos(\varphi_e \vec{J}) \quad \omega_\nu = 1 + \beta \cos(\varphi_\nu \vec{J})$$

J. Jackson, S. Treiman et H. Wyld (18) ont calculé les coefficients α et β pour le cas où l'antineutrino est complètement polarisé à droite, où h est invariant par l'opération T et où le rapport $\left| \frac{c_A}{c_v} \right|$ est de l'ordre de 1,2. Leurs conclusions sont les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha = -1 \text{ et } \beta = +0,07 \text{ si } c_v \text{ et } c_A \text{ sont de même signe} \\ \alpha = -0,07 \text{ et } \beta = +1 \text{ si } c_v \text{ et } c_A \text{ sont de signes contraire.} \end{array} \right.$$

Telegdi et ses collaborateurs (18) ont mesuré l'asymétrie des $\vec{\nu}$ émis par des neutrons thermiques dont les spins étaient orientés par diffusion sur une cible de cobalt aimanté; les résultats sont $\alpha = -0,09 \pm 0,03$ et $\beta = 0,88 \pm 0,15$, c'est-à-dire que $c_v \approx -c_A$. La forme finale de l'hamiltonien de la désintégration $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ est donc :

$$[V-1] \quad h = \frac{G\beta}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + i,2 \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\nu + \text{hermitique conjuguée.}$$

2°) Interactions faibles des particules d'étrangeté=0

a) Désintégration des μ

Une étude expérimentale, tout à fait analogue à celle de la radioactivité β , montre que l'hamiltonien doit s'écrire également sous la forme :

$$[V-2] \quad h = \frac{G_{\mu}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi_{\mu} \bar{\psi}_e \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu} + \text{hermitique conjugué}$$

de plus: les valeurs expérimentales de G_{μ} et G_{β} sont très voisines à quelques centièmes près (18a)

b) Capture des μ

Par analogie avec la radioactivité β , on postule que l'hamiltonien est

$$[V-3] \quad h = \frac{G_{\mu}}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_p \gamma_{\alpha} (1 + \lambda \gamma_5) \psi_n \bar{\psi}_{\mu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) \psi_{\nu} + \text{hermitique conjugué}$$

et l'expérience confirme cette hypothèse.

c) Désintégrations des π

Les désintégrations $\pi^{-} \rightarrow \mu^{-} + \bar{\nu}$ et $\pi^{-} \rightarrow e^{-} + \bar{\nu}$ peuvent être considérées comme résultant des interactions (V-1) et (V-3), et des interactions fortes suivant les schémas :



L'étude des désintégrations des π , suivant ce schéma, donne les mêmes résultats que l'étude phénoménologique; de plus elle permet de calculer le taux de branchement $\frac{\pi \rightarrow e + \nu}{\pi \rightarrow \mu + \nu}$, et la valeur obtenue est en accord avec la valeur trouvée expérimentalement ($\approx 1,3 \cdot 10^{-4}$)

d) Interaction courant x courant

Nous voyons immédiatement qu'un hamiltonien du type

$$h = \frac{G^0}{\sqrt{2}} (J_\alpha^0 + J_\alpha^l)(J_\alpha^0 + J_\alpha^l)^\dagger + \text{hermitique conjugué}$$

avec $J_\alpha^0 \equiv \bar{\Psi}_p \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \Psi_n = J_\alpha^{0(V)} + J_\alpha^{0(A)}$

$$J_\alpha^l \equiv \bar{\Psi}_l \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \Psi_l \quad (l = \mu \text{ ou } e)$$

$$G^0 \equiv G^\mu$$

contient comme cas particuliers les hamiltoniens (V-1) (V-2) et (V-3), donc permet de décrire toutes les interactions faibles connues entre particules d'étrangeté 0. En fait, pour les particules à interactions fortes, la constante G^0 doit être renormalisée : effectivement pour la partie vecteur-axial de l'hamiltonien de la radioactivité β nous avons $G_\beta^A \approx 1,2 G^0$, mais pour la partie vectorielle il n'y a pas de renormalisation : $G_\beta^V = G^0$. Grossièrement parlant on s'attendrait plutôt à ce que les interactions fortes réduisent la "charge faible" G_0 , du fait que, par le jeu d'émissions virtuelles de π^- ensuite réabsorbés, le neutron vit une partie de son temps à l'état de proton. R.Feynman et M.Gell-Mann (2) ont trouvé une explication à l'absence de renormalisation pour la partie vectorielle, dans l'analogie formelle entre l'interaction faible vectorielle $\frac{G^0}{\sqrt{2}} J_\mu^{0(V)} \bar{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_\nu$ des nucléons nus avec les leptons, et l'interaction électromagnétique des protons nus avec les photons : $e j_\mu^{\text{électrique}} \times A_\mu$. Lorsqu'il s'agit d'un proton physique, le courant $j_\mu^{\text{électrique}}$ comporte des courants dus aux particules virtuelles entourant le proton. Or nous savons que la charge électrique n'est pas renormalisée par les interactions fortes, et que cette particularité peut s'expliquer (si l'on suppose que toutes les particules nues ont la même charge électrique) par la conservation du courant électri-

que total : $\partial_\mu j_\mu^{\text{électrique}} = 0$. En première approximation on néglige les particules virtuelles autres que les π (19) et on définit l'isovecteur

$$\vec{J}_\mu = \bar{\Psi} \gamma_\mu \vec{\tau} \Psi + \left[\Phi_\pi^* \vec{\tau} \cdot \vec{0}_\mu \Phi_\pi - (\partial_\mu \Phi_\pi)^* \vec{\tau} \Phi_\pi \right]$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Psi \text{ isospineur représentant les nucléons} \\ \Phi \text{ isospineur représentant les mésons } \pi \end{array} \right.$$

$j_\mu^{\text{électrique}}$ est alors la somme de $J_{\mu 3}$ et d'un isoscalaire, donc $\partial_\mu j_\mu^{\text{électrique}} = 0$ implique $\partial_\mu \vec{J}_\mu = 0$ car les interactions fortes sont invariantes dans l'espace du spin isotropique. D'autre part : le courant faible $J_\mu^{(v)}$ est proportionnel à $J_{\mu 1} + i J_{\mu 2}$ donc $\partial_\mu J_\mu^{(v)} = 0$ et par suite la charge faible G_0 est conservée par les interactions fortes, comme c'est le cas pour la charge électrique : $G_\beta^V = G_0$. La forme la plus générale du courant $\langle \Phi | J_\mu^{(v)} | N \rangle$ comportant les particules virtuelles est (par raison d'invariance de Lorentz)

$$\bar{\Psi}_p (f_1 \gamma_\mu + f_2 \sigma_{\mu\nu} k_\nu + f_3 k_\mu) \Psi_n$$

- le courant pseudovectoriel correspondant étant :

$$\bar{\Psi}_p (g_1 \gamma_\mu + g_2 \sigma_{\mu\nu} + g_3 k_\mu) \gamma_5 \Psi_n$$

(où k_μ est le quadrivecteur moment de transfert, et où les f_i et g_i sont des scalaires, fonctions de k^2). Les propriétés de symétrie par l'opération G des nucléons et des mésons π exigent $f_2 = g_3 = 0$. D'autre part le moment de transfert k_μ est faible dans la radioactivité β ; cela explique que l'interaction phénoménologique est correctement décrite lorsque l'on ne garde que les termes f_1 et g_1 , qui sont alors sensiblement constants.

3°) Particules d'étrangeté $S \neq 0$

a) Interaction courant x courant

Expérimentalement, il semble que les transitions $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = +1$ et $|\Delta S| \leq 1$ soient prépondérantes (20).

Dans ces conditions on peut écrire l'hamiltonien des interactions faibles sous la forme :

$$h = \frac{G^0}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+ + \text{hermitique conjugué}$$

$$\text{avec } J_\mu = J_\mu^0 + J_\mu^1 + J_\mu^l$$

J_μ^l est le courant des leptons précédemment défini; et au courant précédent J_μ^0 on doit ajouter maintenant les courants entre particules de même étrangereté ($\Delta S = 0$). J_μ^1 est le courant qui change l'étrangereté : il contient des termes du genre $\bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_\lambda$. Il est possible de maintenir la théorie du Courant Vectoriel Conservé (C.V.C) pour la nouvelle forme de J_μ^0

b) Désintégration Λ_B

$$h = \frac{G^0}{\sqrt{2}} J_\mu^1 (J_\mu^l)^+ + \text{h.c.}$$

A cause des interactions fortes entre proton et lambda, l'hamiltonien réel de l'interaction faible comportera le terme J_μ^1 de la forme $J_\mu^1 = A'_\mu + V'_\mu$ avec, comme dans le cas de proton-neutron,

$$V'_\mu = \bar{\psi}_p [f_1 \gamma_\mu + f_2 \sigma_{\mu\nu} k_\nu + f_3 k_\mu] \psi_\lambda$$

$$A'_\mu = \bar{\psi}_p [g_1 \gamma_\mu + g_2 \sigma_{\mu\nu} k_\nu + g_3 k_\mu] \gamma_5 \psi_\lambda$$

Cependant P et Λ n'appartenant pas au même multiplet isotopique, l'analogie précédente entre interaction faible et interaction électromagnétique ne se justifie plus. Pour la même raison les constantes f_2 et g_3 peuvent maintenant être non nulles. Enfin le moment de transfert entre P et Λ peut atteindre 163 Mev/c. La situation est donc beaucoup plus complexe qu'elle ne l'était pour la radioactivité β nucléaire.

Si, par raison de simplicité, on suppose que $f_2 = g_2 = f_3 = g_3 = 0$ et que f_1 et g_1 sont constants et égaux à 1 comme dans la radioactivité β , cette théorie prévoit pour le taux de branchement (2)

$$\frac{\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \nu}{\Lambda \rightarrow \text{Nucleon} + \pi}$$

environ $1,5 \cdot 10^{-2}$ tandis que la valeur trouvée expérimentalement est $\approx 0,8 \cdot 10^{-3}$ (Voir chapitre X).

Nous avons admis que les interactions fortes augmentaient la constante pseudovectorielle pour la radioactivité β des noyaux : $G_\beta^A = 1,26_0$ il faudrait admettre maintenant que cette constante est diminuée par un facteur 4 ou 5 pour la désintégration β du Λ^0 . Il se peut aussi bien que la théorie soit incorrecte pour décrire cette désintégration (par exemple que la constante G^0 des interactions faibles pour les particules nues ne soit pas universelle).

La situation précédente pour Λ_β se retrouve pour les désintégrations leptoniques de toutes les particules étranges ainsi que l'a montré L.Okun' (21)

4°) Différentes formes possibles d'hamiltonien pour la désintégration Λ_β

Pour les raisons que nous venons de voir, il est très utile de faire une étude phénoménologique de l'hamiltonien de la désintégration Λ_β en partant de la forme générale de Fermi. C'est le procédé qui a été suivi pour l'étude de la radioactivité β du nucléon : nous l'avons résumé au premier paragraphe de ce chapitre. Nous ne pourrions d'ailleurs pas faire une étude aussi complète, en particulier parce que nous ne disposons pas de Λ^0 polarisés. ($\alpha P = 0,08 \pm 0,20$).

Plusieurs études théoriques ont été consacrées aux prédictions des divers modèles d'hamiltonien de Fermi pour la désintégration Λ_β : les plus récentes ont été publiées par V.Shekhter (22) D.R.Hamington (23) et L.Edgard (24). Les deux premiers auteurs ont étudié l'interaction sous la forme courant x courant avec les 6 facteurs de formes f_i et g_i ; le troisième a envisagé de plus les hypothèses d'hamiltoniens de types Scalaire (S) et Tenseur (T), Dans ce cas les éléments M de matrice de transition

calculés sont :

$$(J) \text{ Courant } \times \text{ Courant } M_J \equiv \bar{\Psi}_p \left[f_1 \gamma_\mu + \frac{f_2}{m_\lambda} \sigma_{\mu\nu} k_\nu + \frac{if_3}{m_\lambda} k_\mu + (g_1 \gamma_\mu + \frac{g_2}{m_\lambda} \sigma_{\mu\nu} k_\nu - \frac{ig_3}{m_\lambda} k_\mu) \gamma_5 \right] \Psi_\lambda \bar{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \Psi_e$$

$$(S) M_S \equiv \bar{\Psi}_p (1 + \gamma_5) \Psi_\lambda \bar{\Psi}_e (1 + \gamma_5) \Psi_e$$

$$(T) M_T \equiv \bar{\Psi}_p \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma_5) \Psi_\lambda \bar{\Psi}_e \sigma_{\mu\nu} (1 + \gamma_5) \Psi_e$$

} formules réduites

$$\left\{ \begin{array}{l} k \equiv p_\lambda - p_p \text{ est le quadrimoment de transfert} \\ \text{les } f_i \text{ et } g_i \text{ sont des scalaires sans dimension} \\ \text{fonctions de } k^2 \end{array} \right.$$

a) Spectre du proton

L. Egardt a calculé ensuite la probabilité de transition $\frac{d\Gamma(E)}{dE}$ pour l'interaction $\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ en fonction de l'énergie E du proton émis. Les résultats sont (24)

$$(J) \frac{d\Gamma(E)}{dE} = \text{Constante} \times \sqrt{E^2 - m^2} \left\{ \begin{array}{l} 2 m_\lambda \left[E(E_0 - E) + \frac{1}{3} (E^2 - m^2) \right] (|F_1|^2 + |G_1|^2) - 2 m_\lambda m (E_0 - E) (|F_1|^2 + |G_1|^2) \\ + \frac{1}{3} (E^2 - m^2) \left[|F_2|^2 (E + m) + |G_2|^2 (E - m) \right] \\ + \frac{2}{3} (E^2 - m^2) \left[\text{Re}' F_1 F_2^* (m_\lambda + m) - \text{Re}' G_1 G_2^* (m_\lambda - m) \right] \\ + \frac{m_e^2}{m_\lambda} \left[\text{Re}' F_1 F_3^* (m_\lambda - m) (E + m) - \text{Re}' G_1 G_3^* (m_\lambda + m) (E - m) \right] \\ + \frac{m_e^2}{m_\lambda} (m_\lambda - E) \left[\text{Re}' F_2 F_3^* (E + m) + \text{Re}' G_2 G_3^* (E - m) \right] \\ + \frac{m_e^2}{m_\lambda} (E_0 - E) \left[|F_3|^2 (E + m) + |G_3|^2 (E - m) \right] \end{array} \right\}$$

Il est important de noter que les facteurs de forme F_i et G_i sont différents des facteurs de forme f_i et g_i qui sont utilisés habituellement.

Dans la désintégration β du Λ^0 les termes F_3 et G_3 ont une contribution affaiblie par le facteur $\frac{m_e}{m_\Lambda}$. Cette propriété ne subsiste pas dans la désintégration Λ_μ où le facteur $\frac{m_\mu}{m_\Lambda}$ est beaucoup plus important : la rareté des événements Λ_μ observés (39) montre que les facteurs de forme F_3 et G_3 peuvent être négligés dans la désintégration Λ_β . Il en est de même pour les facteurs de forme f_3 et g_3 qui ne figurent que dans F_3 et G_3 .

Si l'on suppose que seuls F_1 et G_1 sont différents de zéro et qu'ils ne dépendent pas de k^2 , nous voyons (d'après la forme explicite des F_i et G_i) que cela revient à supposer que parmi les f_i et g_i seuls f_1 et g_1 sont $\neq 0$, c'est-à-dire que l'hamiltonien est du type V et A comme pour la radioactivité β nucléaire. C'est pour cette raison que nous désignerons par (V, A) l'hamiltonien où seuls F_1 et G_1 sont non nuls.

Par contre les coefficients des facteurs de formes f_2 (ou g_2) font intervenir des combinaisons de ceux des facteurs de forme F_1 et G_1 (ou F_2 et G_2).

En résumé, l'expression précédente de $\frac{d\Gamma(E)}{dE}$ permet de dessiner la forme du spectre de l'énergie cinétique T_p^* du proton dans le cas où seul un des facteurs f_1, g_1, f_2 ou g_2 est nul.

$$(V, A) \frac{d\Gamma(E)}{dE} = c^2 \sqrt{E^2 - m^2} \left\{ 2m_\Lambda \left[E(E_0 - m) + \frac{1}{3}(E^2 - m^2) \right] \left[|F_1|^2 + |G_1|^2 - 2m_\Lambda m (E_0 - E) (|F_1|^2 + |G_1|^2) \right] \right\}$$

$$f_2 \text{ pur } \frac{d\Gamma(E)}{dE} = c^2 \sqrt{E^2 - m^2} \left\{ \left[3(E_0 - E)(E - m) - (E^2 - m^2) \right] \left(1 + \frac{m}{m_\Lambda} \right)^2 + 2(E^2 - m^2) \frac{E + m}{m_\Lambda} \right\}$$

$$g_2 \text{ pur } \frac{d\Gamma(E)}{dE} = c^2 \sqrt{E^2 - m^2} \left\{ \left[3(E_0 - E)(E + m) - (E^2 - m^2) \right] \left(1 - \frac{m}{m_\Lambda} \right)^2 + 2(E^2 - m^2) \frac{E - m}{m_\Lambda} \right\}$$

$$S \text{ pur } \frac{d\Gamma(E)}{dE} = c^2 \sqrt{E^2 - m^2} E (E_0 - E)$$

Egard à a , de plus, calculé les deux expressions

$$T \text{ pur } \frac{d\Gamma(E)}{dE} = c^2 \sqrt{E^2 - m^2} \left[E (E_0 - E) + \frac{2}{3} (E^2 - m^2) \right]$$

Energie cinétique du proton

—— Spectre Théorique (L.Edgardt)
 - - - - " Parasite
 " Résultant

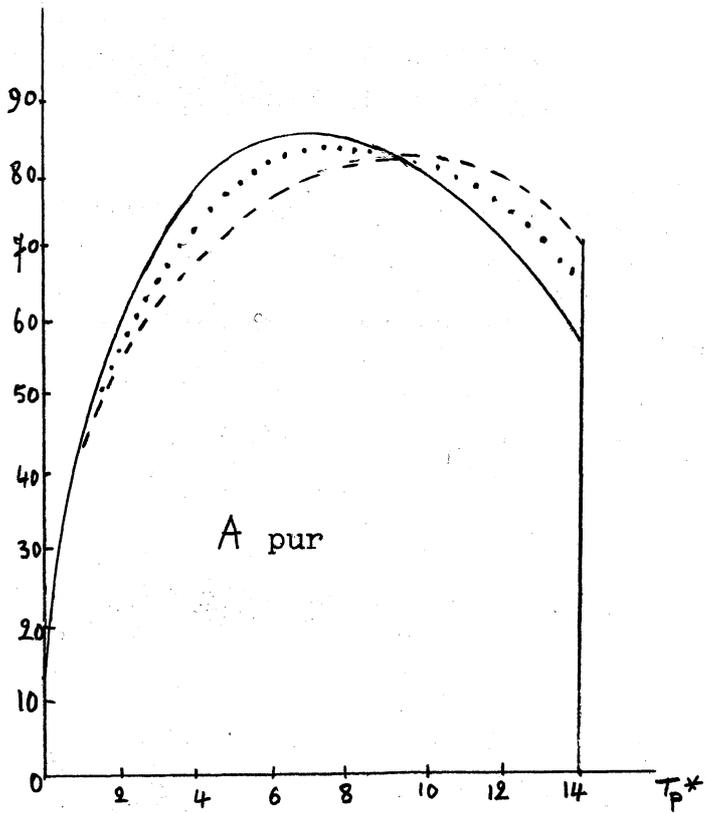


Fig.19

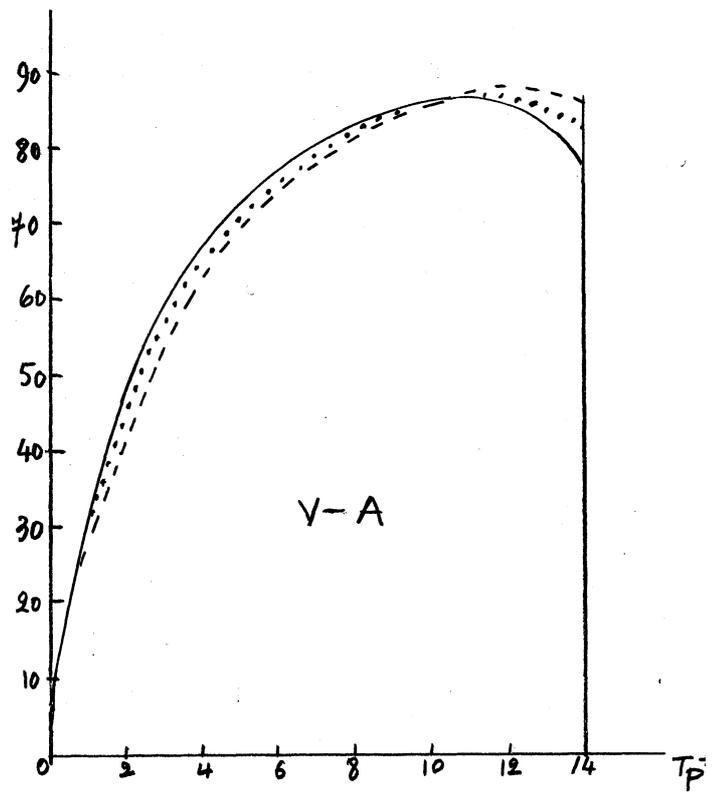


Fig.20

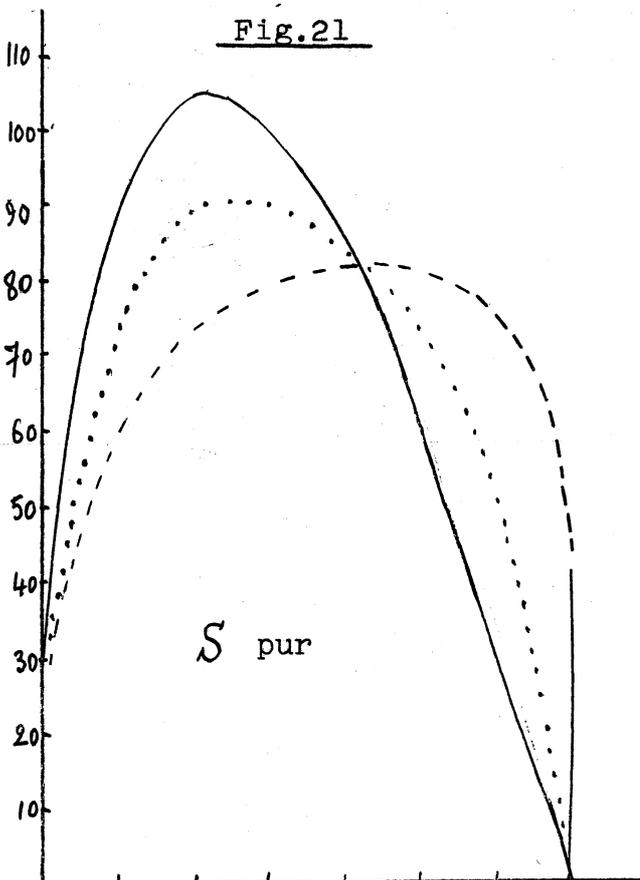


Fig.21

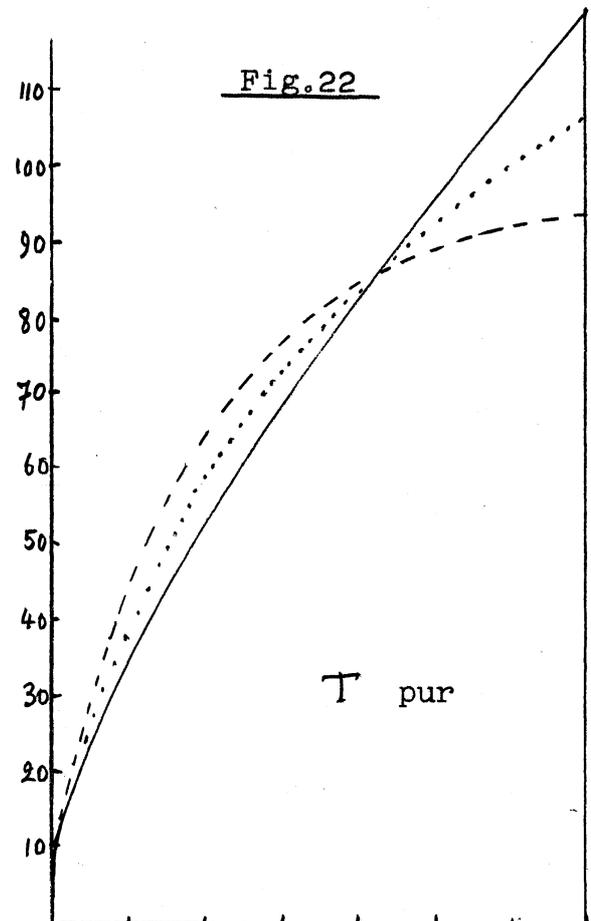


Fig.22

Energie cinétique du proton

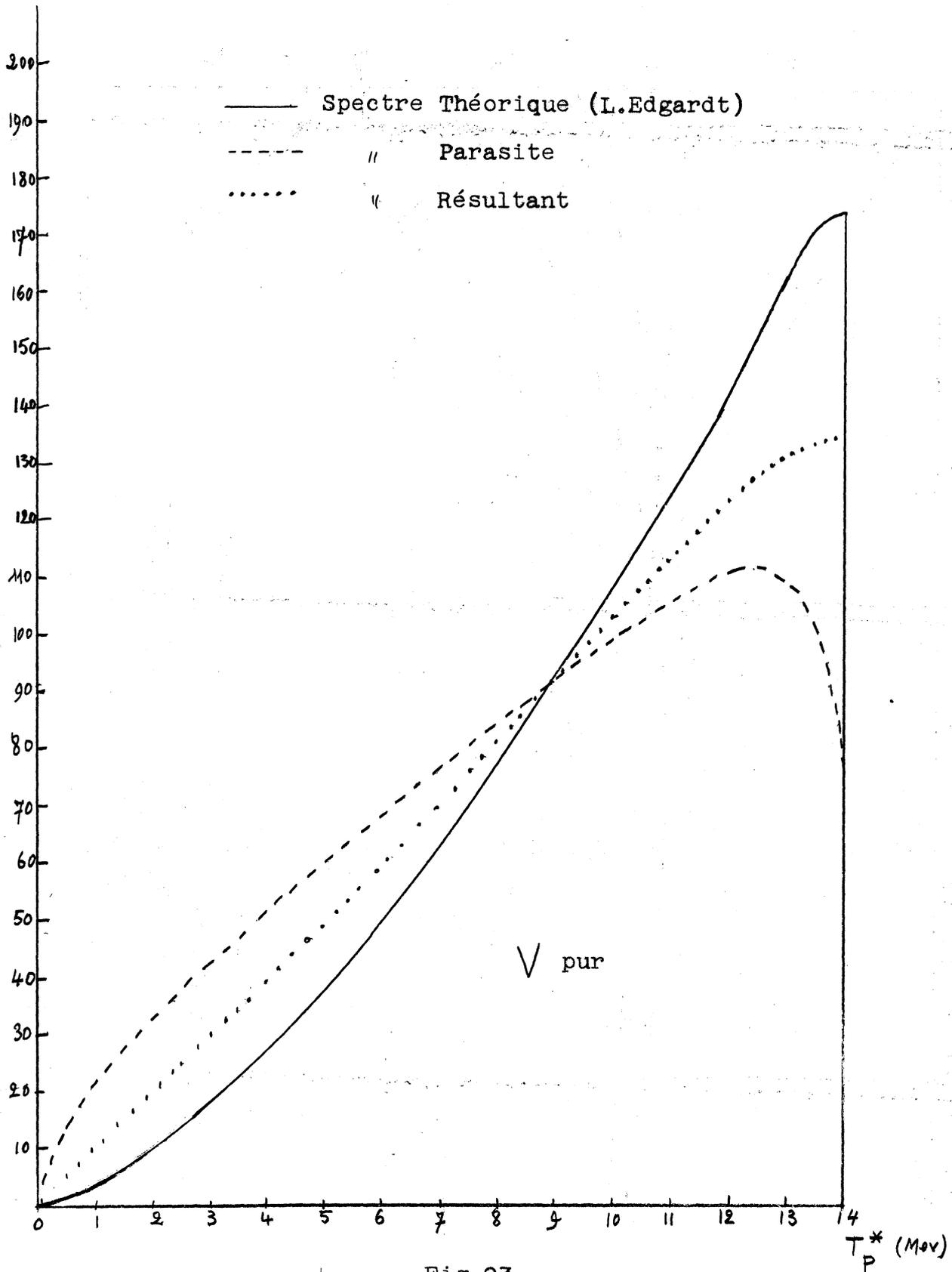


Fig.23

Evènements

Correlation angulaire $e - \bar{y}$

Spectres Théoriques purs

{ L. Edgardt (V, A, V-A)
R. Vinh-Mau (S, T)

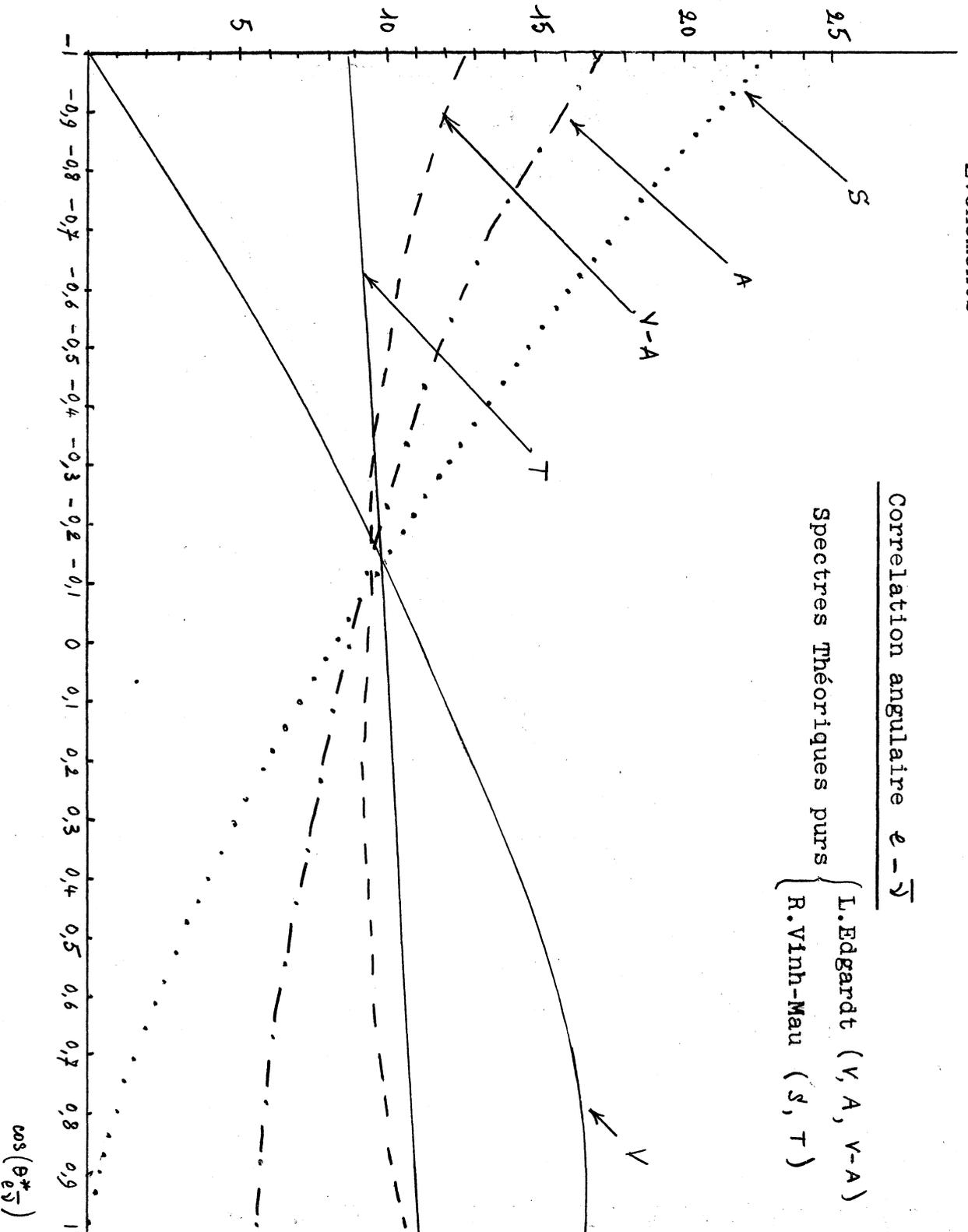


FIG. 24

Dans le cas qui nous intéresse, ces spectres doivent être normalisés pour un même nombre d'évènements Λ_{β} : c'est ce qui a été fait sur les figures (19 à 23) (les spectres de f_2 et g_2 ne sont pas représentés car nous ne les utiliserons pas sous cette forme).

b) Spectre des leptons

Le spectre de l'énergie E_l des leptons est beaucoup moins sensible à la forme du couplage que celui du proton. L'expression donnée par D. Harrington pour ce spectre est :

$$\frac{d\Gamma(E_l)}{dE_l} = \text{constant} \times \frac{x^2(1-x)^2}{(1-2Rx)^3} (1+\lambda x) \quad \text{avec} \begin{cases} R = \frac{E_l^{\text{maximum}}}{m^2 E_l} \\ x = \frac{m^2 E_l}{E_l^{\text{maximum}}} \end{cases}$$

seul λ dépend de la forme du couplage, ses différentes valeurs sont données ci-dessous :

Interaction	V	A	V-A	S	T
λ	- 0,6	- 0,4	- 0,3	- 0,3	- 0,5

Les 100 évènements que nous possédons ne permettent pas de déceler des différences aussi faibles : il faudrait pour cela une statistique beaucoup plus importante.

c) Corrélation angulaire électron-neutrino

La probabilité d'émission d'une paire électron-neutrino sous l'angle $\theta_{e\bar{\nu}}$ peut être déduite de l'expression donnée par D. Harrington (23) pour le taux de désintégration, avec l'hamiltonien courant x courant. Le spectre correspondant pour les interactions des types S et T a été calculé par R.Vinh.Mau (25) . La figure (24) montre que ces spectres de corrélation angulaire, sont également sensibles à la forme du couplage. Ils sont obtenus par une méthode tout à fait analogue à celle qui nous a fourni les spectres d'énergie du proton, par exemple; nous n'en dirons donc pas plus.

En résumé: l'aspect des spectres théoriques normalisés de l'énergie du proton et de la corrélation angulaire électron-neutri no montre que l'étude des spectres expérimentaux correspondants doit permettre de dire si l'interaction dominante est V pur, A pur ou S pur; nous voyons a priori qu'il sera difficile de faire une discrimination entre A pur et un mélange de V et A d'une part, aussi bien qu'entre T pur et un mélange de S et T d'autre part. Bien entendu l'absence de polarisation des Λ^0 nous empêchera de distinguer entre les interactions (S,T) et (V,A).

CHAPITRE VI

Cinématique de la désintégration Λ^0

Dans ce chapitre nous allons exposer en détail le problème de la détermination des moments et des directions d'émission du proton, du neutrino et de l'électron dans le système du Λ^0 au repos, à partir des moments et des directions d'émission du proton et de l'électron mesurés dans le système du laboratoire. Nous verrons en particulier que ce problème admet parfois deux solutions entre lesquelles il est impossible de choisir dans les conditions de cette expérience. Nous verrons alors le principe de la méthode qui permet d'obtenir quand même des spectres comparables avec les données théoriques.

I°) Reconstruction des événements dans le centre de masse du Λ^0

Notations { e, p, ν désignent respectivement l'électron, le proton et le neutrino.
 $\uparrow_A, \vec{r}_A, E_A, \theta_A$ représentent respectivement, pour la particule A dans le système du laboratoire : le quadrivecteur impulsion-énergie, le vecteur

impulsion à 3 dimensions, l'énergie, et l'angle d'émission par rapport à la ligne de vol du Λ^0 . Les mêmes lettres affectées d'un * désignent les mêmes quantités dans le système du centre de masse du Λ^0 ; les 2 systèmes étant reliés par l'identité:

$$p_A^* \cdot p_B^* \equiv E_A^* E_B^* - \vec{p}_A^* \cdot \vec{p}_B^* = p_A \cdot p_B$$

a) Valeurs maximum des énergies dans le système du Λ^0

L'égalité $p_\Lambda^* - p_e^* = p_p^* + p_\nu^*$ équivaut à $m_\Lambda^2 + m_e^2 - 2m_\Lambda E_e^* = m_p^2 + 2 \left(E_p^* E_\nu^* - \vec{p}_p^* \cdot \vec{p}_\nu^* \right)$.

d'où $m_e \leq E_e^* \leq \frac{m_\Lambda^2 + m_e^2 - m_p^2}{2 m_\Lambda} = E_e^{*max} = 163,08 \text{ MeV}$

De même $E_\nu^{*max} = 163 \text{ MeV}$ et $E_p^{*max} = 952,27 \text{ MeV}$ correspondant à l'énergie cinétique $T_p^{*max} = 14,06 \text{ MeV}$.

b) Energie du neutrino dans le système du Λ^0

L'égalité $p_\Lambda^* - p_e^* = p_p^* + p_\nu^*$ équivaut à $m_\Lambda^2 - 2m_\Lambda E_\nu^* = m_p^2 + m_e^2 + 2 \left(E_p^* E_e^* - \vec{p}_p^* \cdot \vec{p}_e^* \right)$

donc $2 m_\Lambda E_\nu^* = m_\Lambda^2 - \left(m_p^2 + m_e^2 \right) - 2 \left(E_p E_e - \vec{p}_p \cdot \vec{p}_e \right)$

En désignant par θ l'angle d'ouverture du V_β^0 dans la chambre et en négligeant la masse de l'électron :

$$2 m_\Lambda E_\nu^* = m_\Lambda^2 - \left(m_p^2 + m_e^2 \right) - 2 E_e \left(E_p - \left| \vec{p}_p \right| \cos \theta \right)$$

L'énergie E_ν^* ainsi calculée à partir des mesures faites dans le laboratoire ne sera évidemment acceptable que si elle satisfait (après une optimisation éventuelle) à l'inégalité $0 \leq E_\nu^* \leq 163 \text{ MeV}$

e) Calcul de la vitesse β du Λ^0 (en unités $c = 1$)

$$\beta = \frac{|\vec{p}_\Lambda|}{E_\Lambda} \quad 0 \leq \beta \leq 1$$

Par transformation de Lorentz on a :

$$|\vec{h}_p^*| \cos \theta_p^* + |\vec{h}_e^*| \cos \theta_e^* = \frac{|\vec{h}_p| \cos \theta_p + |\vec{h}_e| \cos \theta_e - \beta(E_p + E_e)}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

De même puisque $m_\Lambda = E_p^* + E_e^* + E_j^*$, $E_p + E_e = \frac{m_\Lambda - E_j^* + \beta(|\vec{h}_p^*| \cos \theta_p^* + |\vec{h}_e^*| \cos \theta_e^*)}{\sqrt{1-\beta^2}}$

cette équation, compte tenu de la précédente, se réduit, après multiplication par $\frac{1-\beta^2}{E_p + E_e}$ à :

$$1 = \frac{m_\Lambda - E_j^*}{E_p + E_e} \sqrt{1-\beta^2} + \beta \frac{|\vec{h}_p| \cos \theta_p + |\vec{h}_e| \cos \theta_e}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Finalement β est déterminé par les conditions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f(\beta) = 0 \\ \frac{1-\beta b}{a} > 0 \\ 0 \leq \beta \leq 1 \end{array} \right.$$

avec les notations : $a \equiv \frac{m_\Lambda - E_j^*}{E_p + E_e}$ $b \equiv \frac{|\vec{h}_p| \cos \theta_p + |\vec{h}_e| \cos \theta_e}{E_p + E_e}$

$$f(\beta) \equiv \beta^2 (a^2 + b^2) - 2\beta b + 1 - a^2.$$

Nous voyons que l'on a toujours $a > 0$ et $b < 1$.

Le discriminant de l'équation qui détermine β est $\Delta = a^2(a^2 + b^2 - 1)$. 2 cas peuvent alors se présenter suivant que l'on a $\Delta < 0 (a^2 + b^2 < 1)$ ou $\Delta \geq 0$.

① $a^2 + b^2 \geq 1$ - Dans ce cas, on peut être en présence d'un vrai Λ_β mais pour lequel les erreurs de mesure rendent la solution imaginaire : il y a lieu de modifier alors les données initiales compte tenu des erreurs, jusqu'à ce qu'on obtienne une racine réelle. Cette modification est faite systématiquement par le programme de cinématique. Si la valeur de $\chi^2 = \sum \frac{(\Delta x_i)^2}{\sigma_i^2}$ entre les données initiales et leurs valeurs optimisées a une probabilité tr

faible : nous avons un faux évènement ... ou un Λ_β mal mesuré.

② $a^2 + b^2 \geq 1$ Alors $\neq (+1) = (b-1)^2 > 0$ donc $+1$ est extérieur aux racines, et pour leur produit $\eta \equiv \frac{1-a^2}{a^2+b^2}$ nous avons

$\eta \leq 1 - a^2 < +1$ donc les 2 racines β sont inférieures à $+1$

D'autre part, b étant toujours > 0 , la somme des racines $\frac{b}{a^2+b^2}$ l'est aussi et par suite :

une des racines est toujours positive

Le cas où une des racines serait négative correspond à $a > 1$ c'est-à-dire à une configuration très particulière dans le laboratoire. Nous n'avons pas observé d'évènement de ce type : ni dans le lot expérimental, ni parmi les Λ_β fictifs créés par Méthode Monte-Carlo.

Par conséquent : dès que nous avons une racine, il y en a toujours une autre, toutes les deux étant acceptables car les conditions $\frac{1-\beta b}{a} > 0$ et $0 \leq \beta \leq 1$ sont automatiquement satisfaites.

Pour chacune de ces racines β nous avons un moment du Λ^0 dans le système du laboratoire, et les énergies de l'électron et du proton :

$$\left| \begin{array}{l} E_e^* = E_e \frac{1 - \beta \cos \theta_e}{\sqrt{1 - \beta^2}} \\ E_p^* = m_\Lambda^* - (E_e^* + E_e^*) \end{array} \right.$$

Une difficulté majeure se présente ici, car nous n'avons pratiquement aucun moyen de savoir lequel des deux moments trouvés pour le Λ^0 correspond à l'évènement observé : le liquide lourd et la haute énergie des K^- rendent très difficile le bilan d'énergie à la production, aussi bien que l'histogramme de l'angle à la production du Λ^0 en fonction du moment du Λ^0 (par exemple).

2°) Principe de la méthode de comparaison des données théoriques et expérimentales

Il existe une possibilité de contourner cette difficulté, mais en contre partie on doit renoncer à utiliser une partie de l'information. Cette possibilité est basée sur la remarque suivante : Il résulte des propriétés de la transformation de Lorentz que si l'on projette les vecteurs impulsions de l'électron et du proton mesurés dans le laboratoire, sur un plan perpendiculaire à la ligne de vol du Λ^0 (plan transverse) la configuration obtenue est la même dans les systèmes du centre de masse et du laboratoire. Donc la configuration du proton de l'électron et du neutrino dans le centre de masse en projection sur le plan transverse, est déterminée sans ambiguïté. Il suffira de transformer les spectres théoriques du moment du proton dans le centre de masse, par exemple, en spectres théoriques du moment du proton projeté sur le plan transverse. Cette méthode a l'inconvénient de ne pas utiliser l'information sur l'électron.

Pour utiliser le maximum de l'information, (en particulier la mesure de l'électron) sans pour autant chercher à faire un choix, difficilement précis, d'une des solutions : nous avons tenté d'utiliser l'ensemble des deux solutions. Nous allons voir, par la méthode de Monte-Carlo, que le spectre expérimental pur n'est pas trop déformé par cette opération (fig. 19 à 23) et la même méthode de Monte-Carlo nous servira à transformer exactement de la même façon les spectres prédits par la théorie, afin de les rendre comparables aux spectres expérimentaux.

Dans les deux chapitres qui suivent nous allons analyser les résultats expérimentaux successivement par les deux méthodes que nous venons de signaler : projection sur le plan transverse, et utilisation globale des deux solutions.

CHAPITRE VII

Spectres projetés sur le plan transverse

Nous allons analyser d'abord les projections des moments des protons sur le plan transverse. Il est important de noter que les résultats que nous obtiendrons ainsi sont indépendants de l'information provenant de la mesure des électrons; (celle-ci étant avec une erreur moyenne de 30 % la moins précise de nos mesures). Par contre la détermination de $\cos(\theta_e^* \rightarrow)$ projeté nécessite la mesure des électrons : nous n'étudierons pas la corrélation angulaire électron-neutrino dans le plan transverse. En outre, d'éventuels effets systématiques dus à l'optimisation effectuée par le programme de cinématique n'interviennent pas non plus sur le spectre du moment transverse du proton. (Mais nous vérifierons, par ailleurs, que ces effets systématiques sont très faibles).

Nous commencerons par examiner rapidement les diverses prédictions théoriques relatives à la forme du spectre et à sa valeur moyenne. Nous justifierons ensuite la méthode expérimentale par l'absence d'erreur systématique dans la mesure du moment transverse μ_t . Enfin nous calculerons à l'aide de spectres expérimentaux les probabilités que chaque type simple de couplage V, A, V-A, S, T, f_2 et g_2 soit seul en cause, et nous calculerons une première valeur de $\left| \frac{C_V}{C_A} \right|$ pour une interaction du type V \pm A, où les seuls facteurs de formes non nuls C_V et C_A sont supposés constants.

I°) Prédictions théoriques

Egardt a calculé la probabilité $\frac{d\Gamma(E)}{dE}$ de désintégration β

du Λ^0 en fonction de l'énergie totale E du proton dans le centre de masse du Λ^0 ; il est possible d'en déduire facilement la probabilité de désintégration en fonction du moment p_t du proton :

$$\frac{dN(p_t)}{dp_t}$$

Les protons de moment transverse p_t , ont, dans le centre de masse du Λ , un moment p^* compris entre p_t et $p_t^{max} = 163 \text{ Mev}/A$ une valeur déterminée de p^* dans cet intervalle correspond un angle θ^* défini par $p_t = p^* \sin \theta^*$, et à la variation dp_t correspond $d\theta^*$ défini par $d\theta^* = \frac{\partial \theta^*}{\partial p_t} dp_t = \frac{1}{p^* \cos \theta^*} dp_t$.

Le nombre d'évènements de moment p^* qui donnent un moment transverse p_t est proportionnel à $\sin \theta^* d\theta^* = \frac{p_t}{p^*} \frac{\partial \theta^*}{\partial p_t} dp_t$. Nous en déduisons la probabilité de désintégration en fonction de p_t :

$$\frac{dN(p_t)}{dp_t} = p_t \int_{p_t}^{p_t^{max}} \left[\frac{dN(p)}{dp} \right]_{\text{Egardt}} \frac{dp}{p^2 \sqrt{1 - \left(\frac{p_t}{p}\right)^2}}$$

Nous pouvons alors tracer les courbes $\frac{dN}{dp_t}(p_t)$ normalisées au nombre des évènements expérimentaux (voir figures 25-26) et calculer la valeur moyenne de p_t dans chaque hypothèse d'interaction par la formule :

$$\langle p_t \rangle = \int_0^{p_t^{max}} p_t dN(p_t) \times \frac{1}{\int_0^{p_t^{max}} dN(p_t)}$$

Nous trouvons ainsi les résultats suivants :

Type d'interaction	V pur	A pur	V-A	S	T	f_2	g_2
$\langle p_t \rangle$ (MeV/c)	105,64	88,57	92,65	80,96	97,63	92,20	77,6

(V et A correspondent respectivement à F_1 et G_1 , dans les notations d'Egardt).

Moment transverse du proton

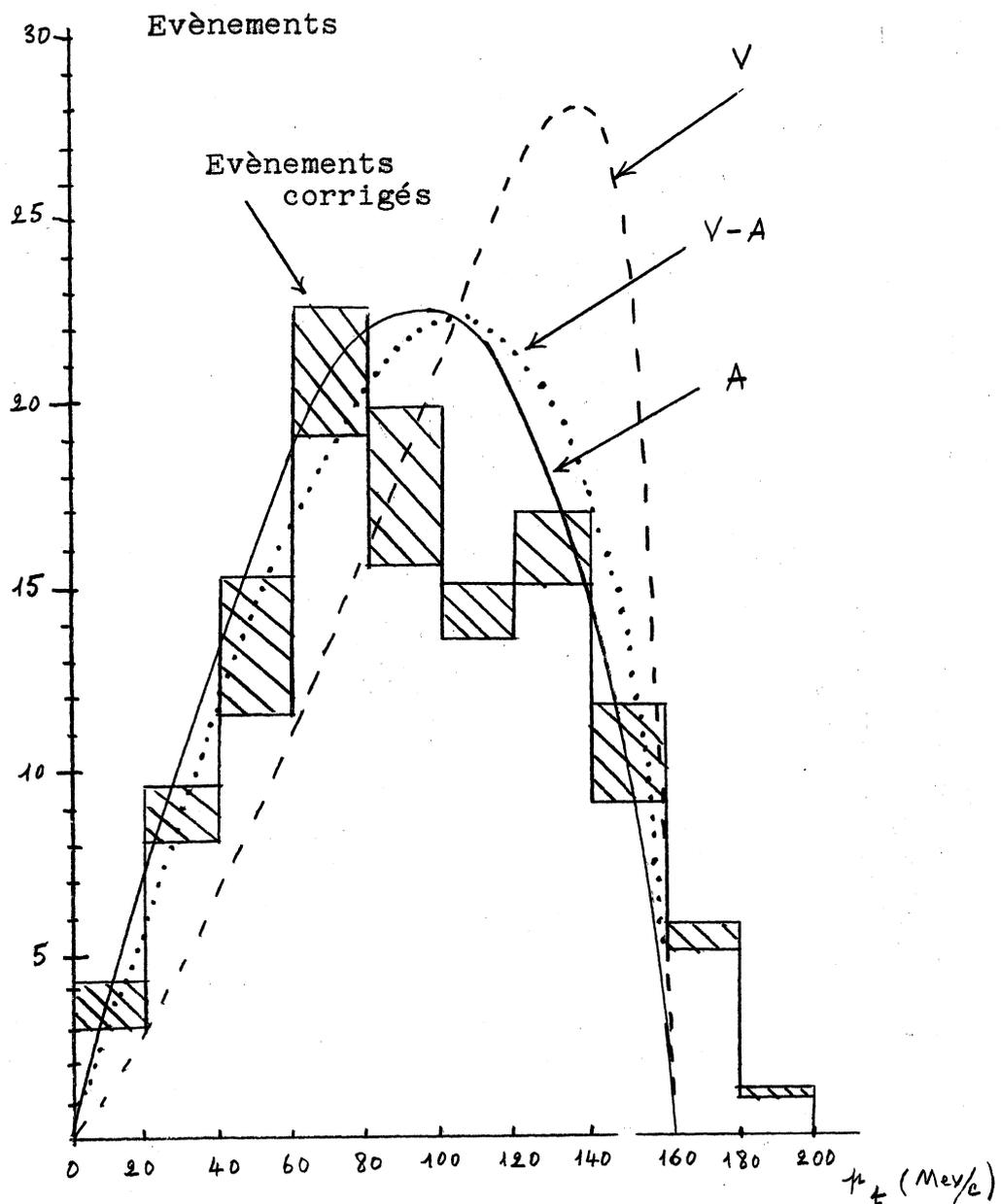


Fig.25

Moment transverse du Proton

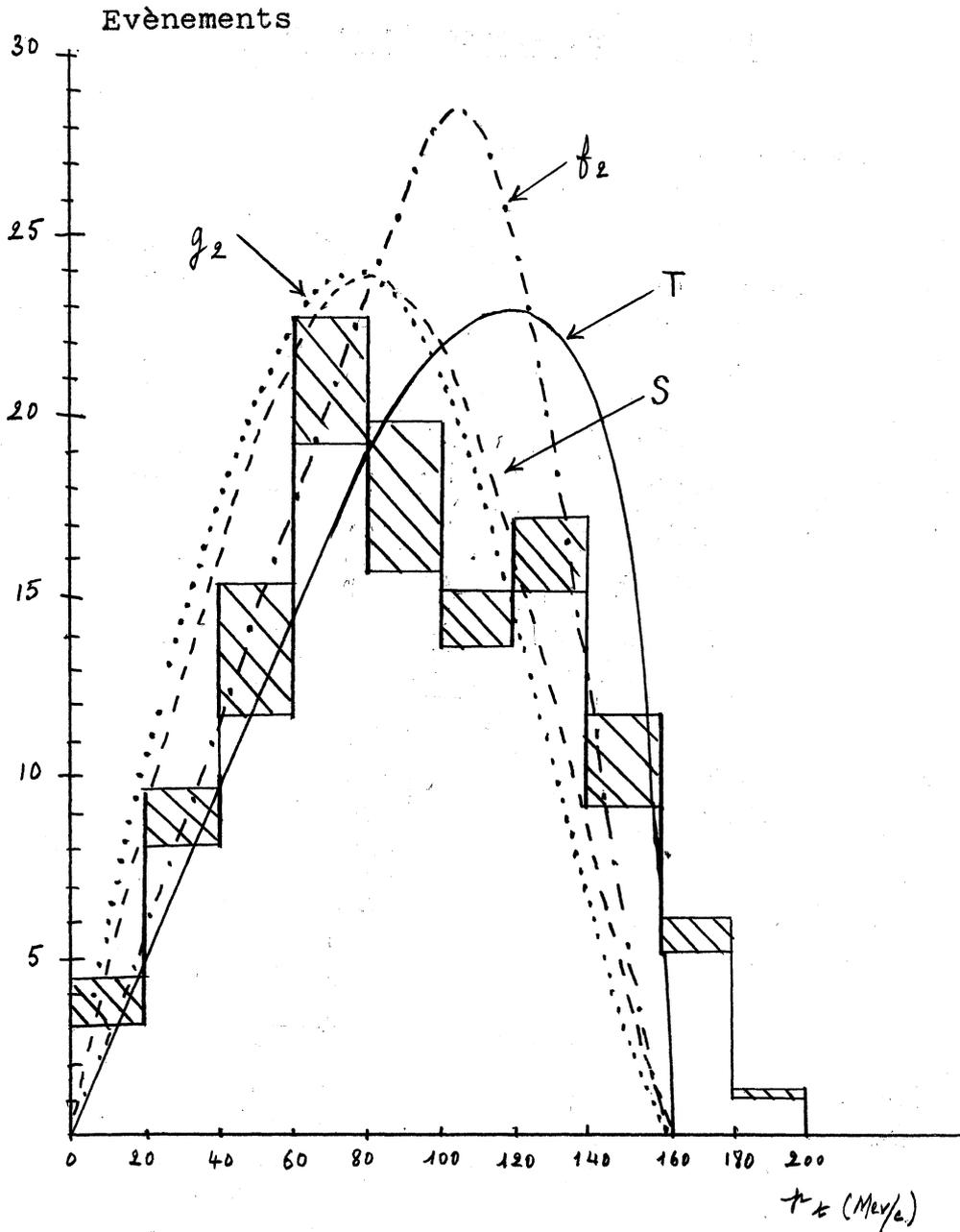


Fig.26

Dans l'interaction courant x courant on peut même calculer la valeur moyenne de p_t pour une combinaison linéaire quelconque de V et de A, en fonction de $\left| \frac{C_V}{C_A} \right| = x$. En effet, la probabilité de désintégration donnée par Egardt peut s'écrire, à une constante près, et en fonction de p_t :

$$dN(p_t) = |G_1|^2 dN_A(p_t) + |F_1|^2 dN_V(p_t) \quad (G_1 = C_A \quad F_1 = C_V)$$

$$\text{alors } \langle p_t \rangle_{V,A} = \frac{|G_1|^2 \int_0^{p_t \text{ max}} p_t dN_A(p_t) + |F_1|^2 \int_0^{p_t \text{ max}} p_t dN_V(p_t)}{|G_1|^2 \int_0^{p_t \text{ max}} dN_A(p_t) + |F_1|^2 \int_0^{p_t \text{ max}} dN_V(p_t)}$$

$$\langle p_t \rangle_{V,A} = \frac{\langle p_t \rangle_A + k' x^2 \langle p_t \rangle_V}{1 + k' x^2} \quad \text{avec } k' = \frac{\int_0^{p_t \text{ max}} dN_V(p_t)}{\int_0^{p_t \text{ max}} dN_A(p_t)}$$

Désignons par $\langle p_t \rangle$ la valeur moyenne expérimentale, la formule suivante :

$$x^2 = k \frac{\langle p_t \rangle - \langle p_t \rangle_A}{\langle p_t \rangle_V - \langle p_t \rangle}$$

$$\text{avec } k = \frac{\langle p_t \rangle_V - \langle p_t \rangle_{V-A}}{\langle p_t \rangle_{V-A} - \langle p_t \rangle_A} = 3,15$$

permet de calculer $\left| \frac{C_V}{C_A} \right|$ dans l'hypothèse où l'interaction est un mélange de V et A. Nous aurions une formule analogue pour le cas où l'interaction est un mélange de S et T.

2°) Moments transverses des protons dans la désintégration



Cette étude va nous permettre de vérifier si les mesures expérimentales déforment le spectre du moment transverse du proton.

En effet, dans la désintégration du Λ , l'angle θ_p entre la direction du proton dans le système du laboratoire et la

ligne de vol du Λ sera en moyenne très petit: de l'ordre de 7° ; c'est-à-dire de l'ordre de grandeur de l'erreur sur cet angle: 4° . (Cela résulte du fait que les particules accompagnant le proton dans la désintégration du Λ sont des particules légères). Dans ces conditions les erreurs de mesure peuvent introduire une déformation systématique du spectre.

Dans la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$, le moment du proton a une valeur unique dans le système du centre de masse $\mu^* = 99,21$ Mev/c. Le spectre théorique du moment transverse μ_t du proton est donné par :

$$\frac{dN}{d\mu_t} = \frac{1}{2\mu^*} \frac{\mu_t}{\sqrt{\mu^{*2} - \mu_t^2}}$$

dont nous déduisons la valeur moyenne théorique $\langle \mu_t \rangle_{\pi^-}$ pour la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$.

$$\langle \mu_t \rangle_{\pi^-} = \frac{\pi}{4} \mu^* = 78 \text{ Mev}/c.$$

Notre test de la validité de la mesure du moment transverse du proton consiste à comparer pour la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ les valeurs moyennes théorique et expérimentale de μ_t .

Cette valeur expérimentale de μ_t a été déterminée à partir de notre lot de référence de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ (Cf. Ch. IX) et d'un lot de Λ^0 associés aux Ξ^- trouvés dans une expérience parallèle. Ces Λ^0 ont été soumis aux mêmes coupures que les Λ_B ; et de plus nous avons dû introduire une coupure sur la longueur minimum des π^- (Cf. Ch. IX) correspondant à un moment minimum de 75 Mev/c dans le laboratoire. Cette coupure et celle que nous avons faite pour la longueur des protons (0,5cm) modifient les distributions expérimentales du moment transverse, car les événements pour lesquels θ^* est inférieur à un certain angle φ_{π^-} , ou supérieur à φ_P (fig. 27) auront respectivement le moment du π^- , ou du proton, dans le laboratoire inférieur aux valeurs minimum.

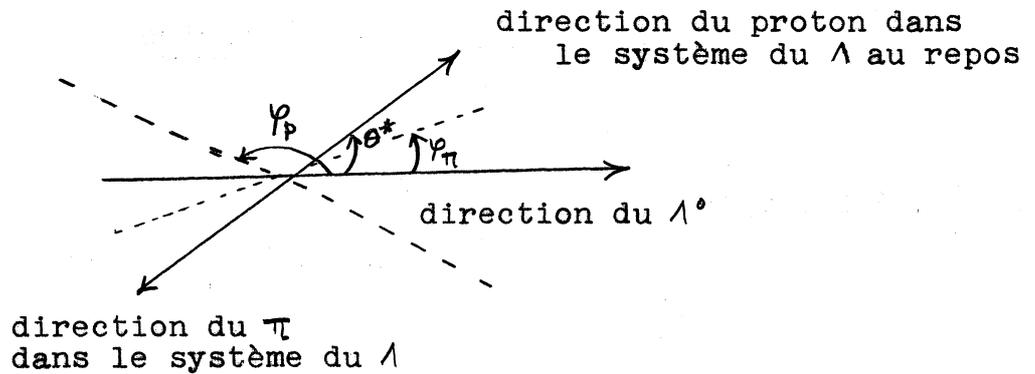


Fig.27

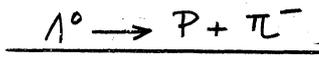
Le tableau ci-dessous donne les angles φ_π et φ_p en fonction du moment p_Λ du Λ^0 dans le laboratoire :

p_Λ (MeV/c)	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
φ_π (degrés)	40	48	49	48,5	46,5	44	41	38	
φ_p (degrés)	110	160	180	180	180	180	180	180	180

Nous pouvons négliger l'effet de la coupure sur les protons qui ne joue que pour les Λ de moment ≤ 300 MeV/c eux-mêmes très peu nombreux dans le spectre expérimental (fig.31). Pour les π^- , nous pouvons prendre une valeur moyenne $\varphi_\pi = 45^\circ$. La proportion des évènements coupés est alors $\frac{1 - \cos \varphi}{2}$. Compte tenu de l'élimination de ces évènements, la valeur moyenne théorique de p_t sera 83 MeV/c.

Expérimentalement, pour $145 \Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ (fig.28) nous avons trouvé :

$$\langle p_t \rangle_\pi = 85 \pm 2,5 \text{ MeV/c}$$



Moment transverse du proton

Nombre d'évènements

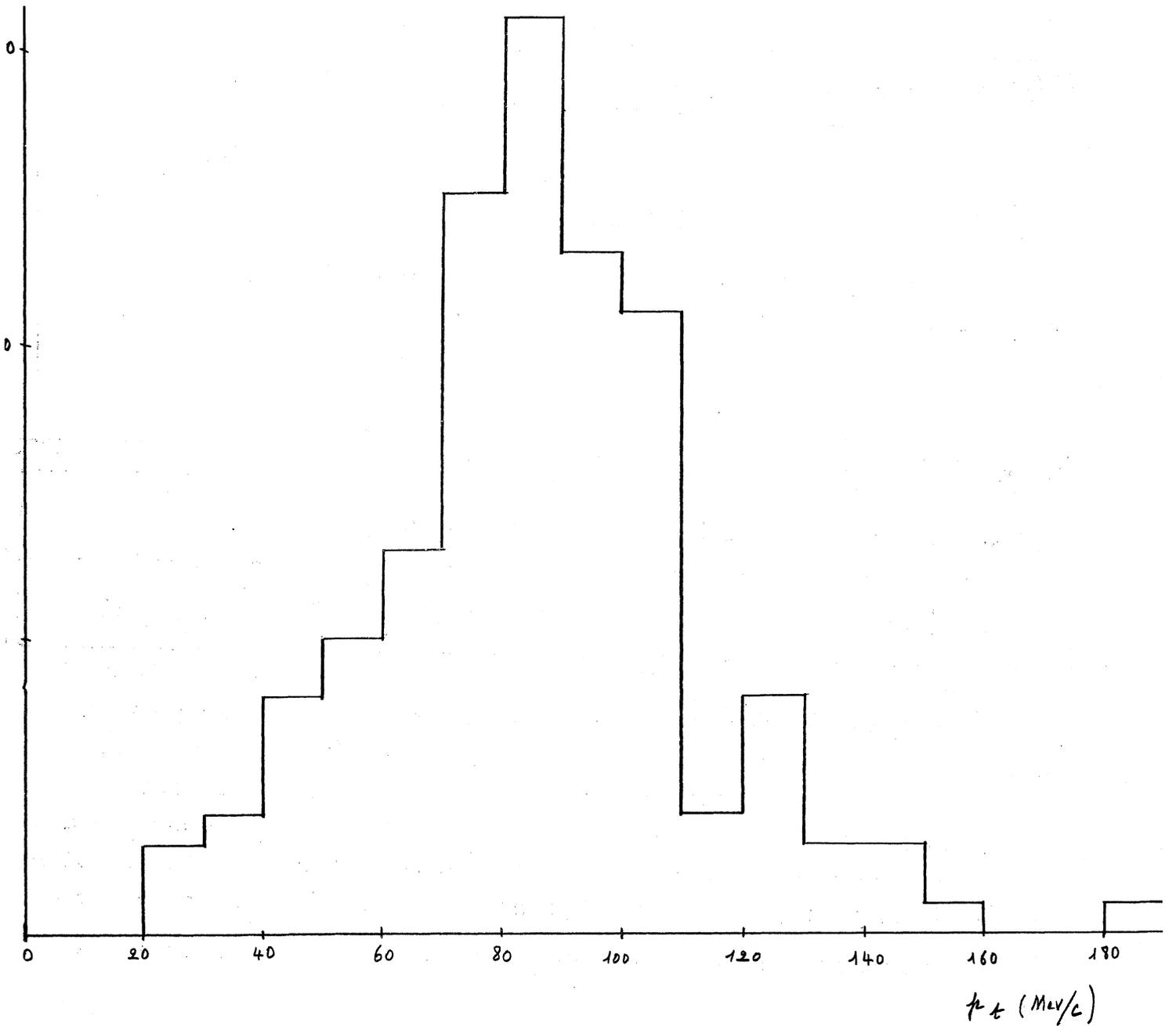


Fig.28

l'erreur expérimentale moyenne sur une mesure de p_t étant 30 Mev/c. Ce résultat est compatible dans la limite d'un écart standard avec la valeur théorique 83 Mev/c.

Conclusion

La coupure précédente concernant les π^- n'a évidemment pas d'analogue dans le cas des Λ_β : il est donc légitime de considérer que le spectre expérimental des moments transverses des protons de Λ_β n'est pas affecté d'erreur systématique notable due aux grandes erreurs relatives sur θ_p . Nous pouvons passer maintenant à l'étude du moment transverse des protons de Λ_β .

3°) Moments transverses des protons de Λ_β

a) Forme du spectre expérimental de p_t .

Les figures (25 - 26) montrent le spectre expérimental de p_t ainsi que les spectres théoriques déduits des formules d'Egardt pour les interactions V pur, A pur, V-A, S pur, T pur, f_2 pur et g_2 pur. Pour faire une comparaison nous avons partagé le spectre expérimental en 4 classes contenant un nombre égal d'évènements: dans la i^e classe on peut comparer les nombres n_{obs}^i et n^i d'évènements respectivement "observés" et "prévus par la théorie". Nous avons ainsi une distribution de

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^4 \frac{(n_{obs}^i - n^i)^2}{n^i}$$

pour chaque hypothèse d'interaction. La distribution de probabilité P de χ^2 pour 3 degrés de liberté donne alors les résultats suivants :

Interactions	A pur	V-A	V pur	S pur	T pur	f_2 pur	g_2 pur
χ^2	2,8	2,1	30,5	21,4	6,3	7,2	> 20
$P(\chi^2)$	45 %	55 %	< 1 %	< 1 %	10 %	8 %	< 1 %

Nous voyons déjà que les interactions V pur, S pur et g_2 pur sont exclues. Nous avons par contre les possibilités d'un mélange de V et A ou de S et T, ou même de A pur; T pur et f_2 pur sont moins probables.

b) Valeur moyenne expérimentale de μ_t des Λ_β

Pour déterminer cette valeur à partir du spectre expérimental plusieurs corrections doivent être faites : à cause de la contamination en $\Lambda\pi\mu e$, et à cause des coupures.

- Effet des $\Lambda\pi\mu e$.

Compte tenu des facteurs de pondération nous avons $N_1 = 121,8 \Lambda_\beta$ expérimentaux dans notre lot. Nous avons calculé (Chapitre V) que nous avons 3 $\Lambda\pi\mu e$; soit $N_2 = 3,54 \Lambda\pi\mu e$ si l'on adopte la pondération moyenne 1,18. Le moment transverse moyen des $\Lambda\pi\mu e$ est le moment théorique : 78 Mev/c, (car même si le π^- a une énergie très faible dans le laboratoire, l'électron final sera détecté).

La somme expérimentale des moments transverses des protons de Λ_β est $S_1 = 11\,142,74$ Mev/c. D'où la valeur moyenne de μ_t :

$$\text{sans correction : } \frac{11\,142,74}{121,79} = 91,4 \text{ Mev/c}$$

$$\text{avec correction : } \frac{11\,142,74 - 3,54 \times 78}{121,79 - 3,54} = 91,8$$

$$\langle \mu_t \rangle = (91,8 \pm 4) \text{ Mev/c (erreur statistique seulement)}$$

- Coupure à 2 écarts standard sur μ_t au-delà de 163 Mev/c.

Dans l'histogramme expérimental, nous avons 7 événements entre 163 Mev/c et $163 + 2$ écarts standard. Nous en déduisons que 2,3 % du total de ces événements ont un moment supérieur à $163 \text{ Mev/c} + 2$ écarts standard : soit 0,32 événements qui en fait ont été rejetés, et dont le moment moyen est 229 Mev/c.

La somme des moments transverses expérimentaux doit être

augmentée par conséquent de

$$229 \times 0,32 = 73,5 \text{ Mev/c.}$$

alors $\langle p_t \rangle = \frac{10866,74 + 73,5}{118,25} = 92,5$, soit une correction de $+ 0,7 \text{ Mev/c.}$

- Moments transverses négatifs

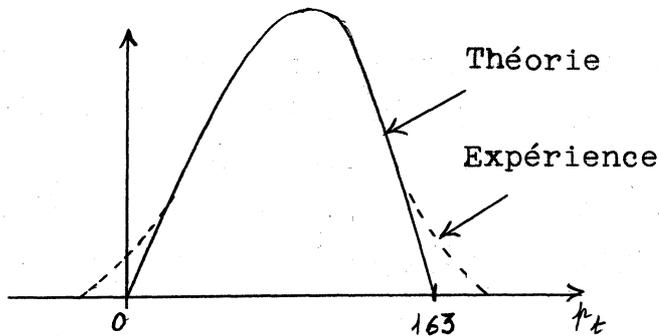


Fig.29

Par suite des erreurs de mesure, un certain nombre d'évènements ont un moment $> 163 \text{ Mev/c}$ ou < 0 (fig.29). En fait, au voisinage de $p_t = 0$ on ne sait pas reconnaître expérimentalement si le p_t mesuré est positif ou négatif : donc tous les moments transverses négatifs sont rejetés dans la région $p_t > 0$.

Dans toutes les hypothèses de couplage faible, les parties du spectre théorique de p_t voisines de 0 et de 163 Mev/c sont sensiblement symétriques l'une de l'autre. En supposant rigoureuse cette propriété, nous trouvons que la somme expérimentale des moments transverses doit être diminuée de 47,3 Mev/c. (Valeur moyenne des moments qui, en fait, sont négatifs). Ce qui nous donne : $\langle p_t \rangle = \frac{10940,24 - 47,3}{118,25} = 92,2$, soit une correction de $- 0,3 \text{ Mev/c.}$

- Coupeure des électrons d'énergie inférieure à 20 Mev

Pour les Λ^0_β dont l'électron a dans le laboratoire une énergie inférieure à 20 Mev, la valeur moyenne du moment transverse est 125,6 Mev/c. La proportion de ces évènements dans le lot de Λ_β est 4 %. (Cela résulte d'un calcul de Monte Carlo où les Λ_β créés ont été "mutilés" pour tenir compte des incertitudes des mesures).

Alors $\langle p_t \rangle = \frac{10\,892,94 + 4 \times 1,18 \times 125,6}{4 \times 1,18 + 118,25} = 93,4$, soit une correction de 1,2 Mev/c.

A l'erreur statistique 4 Mev/c sur $\langle p_t \rangle$ il convient d'ajouter l'erreur due à la mesure sur chaque valeur de p_t , soit 30 Mev/c; L'erreur totale sur $\langle p_t \rangle$ devient ainsi égale à 5 Mev/c. Finalement nous avons :

$$\langle p_t \rangle = (93 \pm 5) \text{ Mev/c.}$$

et les corrections sur $\langle p_t \rangle$ ne dépassent pas 1,5 Mev/c, c'est-à-dire 2 %. Cette valeur de $\langle p_t \rangle$ comparée avec les valeurs théoriques exclut les interactions V pur, S pur, ainsi que g_2 pur à plus de 2 écarts standard, donc avec une probabilité supérieure à 95 %. De plus à l'aide de la formule établie ci-dessus :

$$\chi^2 = k \times \frac{\langle p_t \rangle_{\text{Expérimentale}} - \langle p_t \rangle_A}{\langle p_t \rangle_V - \langle p_t \rangle_{\text{Expérimentale}}}$$

nous obtenons, dans l'hypothèse où l'interaction est de type V \pm A une première valeur de $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$.

$$\left| \frac{c_V}{c_A} \right| = 1 \begin{matrix} +0,9 \\ -1 \end{matrix} \text{ pour un écart standard sur } \langle p_t \rangle \begin{pmatrix} +2,8 \\ -1 \end{pmatrix} \text{ pour 2 écarts standard.}$$

Cette méthode très simple exempte de l'ambiguïté des deux solutions nous a permis d'écartier la possibilité d'interactions de types V pur, S pur, ou même g_2 pur, et cela sans tenir compte des résultats de mesure des électrons. Dans la désintégration $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ f_2 est le "magnétisme faible", g_2 est le terme correspondant du courant pseudovectoriel (g_2 est d'ailleurs nul à cause de la symétrie par G). Dans le cas du Λ_β il n'y a aucune relation entre f_2 et les moments magnétiques ^{des} baryons, et de plus il n'y a aucune raison pour que g_2 soit nul. Nous venons de voir cependant que f_2 et g_2 n'apportent pas de contribution prépondérante dans la

désintégration Λ_β . Par la suite nous ne nous intéresserons plus aux couplages à prédominance f_2 pur ou g_2 pur.

CHAPITRE VIII

Energie cinétique du proton et corrélation angulaire électron-neutrino dans l'espace

Dans ce chapitre nous allons décrire la façon dont nous avons traité les spectres théoriques pour les rendre comparables aux spectres expérimentaux. Nous montrerons ensuite que la mesure des électrons, leur détection, et les "fits" réalisés par le programme de cinématique ne perturbent pas l'information contenue dans les événements expérimentaux; après quoi nous analyserons les résultats des mesures de Λ_β en les comparant aux spectres théoriques préalablement transformés.

1°) Adaptation des spectres théoriques en vue de la confrontation avec les données de l'expérience

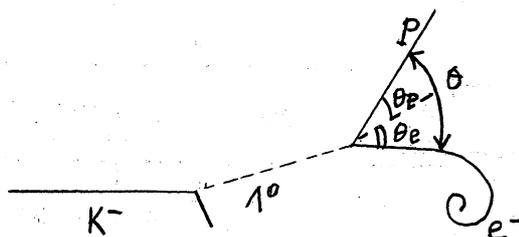


Fig.30

La situation expérimentale est la suivante : aux quantités \vec{p}_p , \vec{p}_e , θ_p , θ_e et θ (fig.25) correspondent en général 2 solutions, (données par le programme de cinématique) pour le moment du Λ , auxquelles sont rattachés deux systèmes de valeurs pour les paramètres T_p^* et $\cos\theta_e^*$ de la désintégration

dans le système du Λ au repos. Ne sachant pas choisir entre ces 2 solutions, nous les avons gardées toutes les deux.

C'est-à-dire qu'au spectre expérimental "vrai" de T_{μ}^* (ou de $\cos \theta_{e\gamma}^*$) tel qu'on l'obtiendrait si l'on savait choisir la solution convenable, (par exemple par cinématique à la production du Λ) s'est ajouté un autre spectre : celui de la seconde solution, "solution parasite" T_p^* (ou $\cos \theta_{e\gamma}^*$). C'est seulement la somme, de ces deux spectres expérimentaux vrai et parasite, (somme que nous appellerons "spectre expérimental résultant") qui nous est accessible expérimentalement.

Il nous faut maintenant déterminer les "spectres théoriques résultants" dans chaque hypothèse de couplage possible V, A, V-A, S, et T. A cet effet nous reproduisons exactement, pour les spectres théoriques, la situation expérimentale, à l'aide d'une méthode de Monte-Carlo. Cette méthode procède en 5 étapes successives que nous allons décrire maintenant. La donnée fondamentale de base, nécessaire pour effectuer le calcul de Monte-Carlo est celle du spectre des moments des Λ^0 produits dans la chambre à bulles. Ce spectre (fig. 31) résulte de l'analyse des Λ^0 normaux de notre lot de référence. Naturellement ce spectre a été affecté de corrections pour compenser l'effet des coupures. En fait, la seule correction importante correspond à la coupure des π^- de faible moment (Voir partie D), le facteur de correction k est à peu près constant sur toute l'étendue du spectre comme le montre le tableau suivant :

$p_{\Lambda} (Mev/c)$	150	200	300	400	500	600	700	800	900
k	1,0	1,18	1,20	1,21	1,21	1,20	1,18	1,16	1,13

Nous avons d'ailleurs vérifié qu'un spectre de forme sensiblement différente utilisé pour la même méthode Monte-Carlo ne déformait pas les "spectres résultants" de façon appréciable. Cette dernière remarque justifie pleinement la méthode utilisée que nous allons maintenant décrire dans ses phases successives:

Nombre
d'évènements

Spectre des Moments des Λ

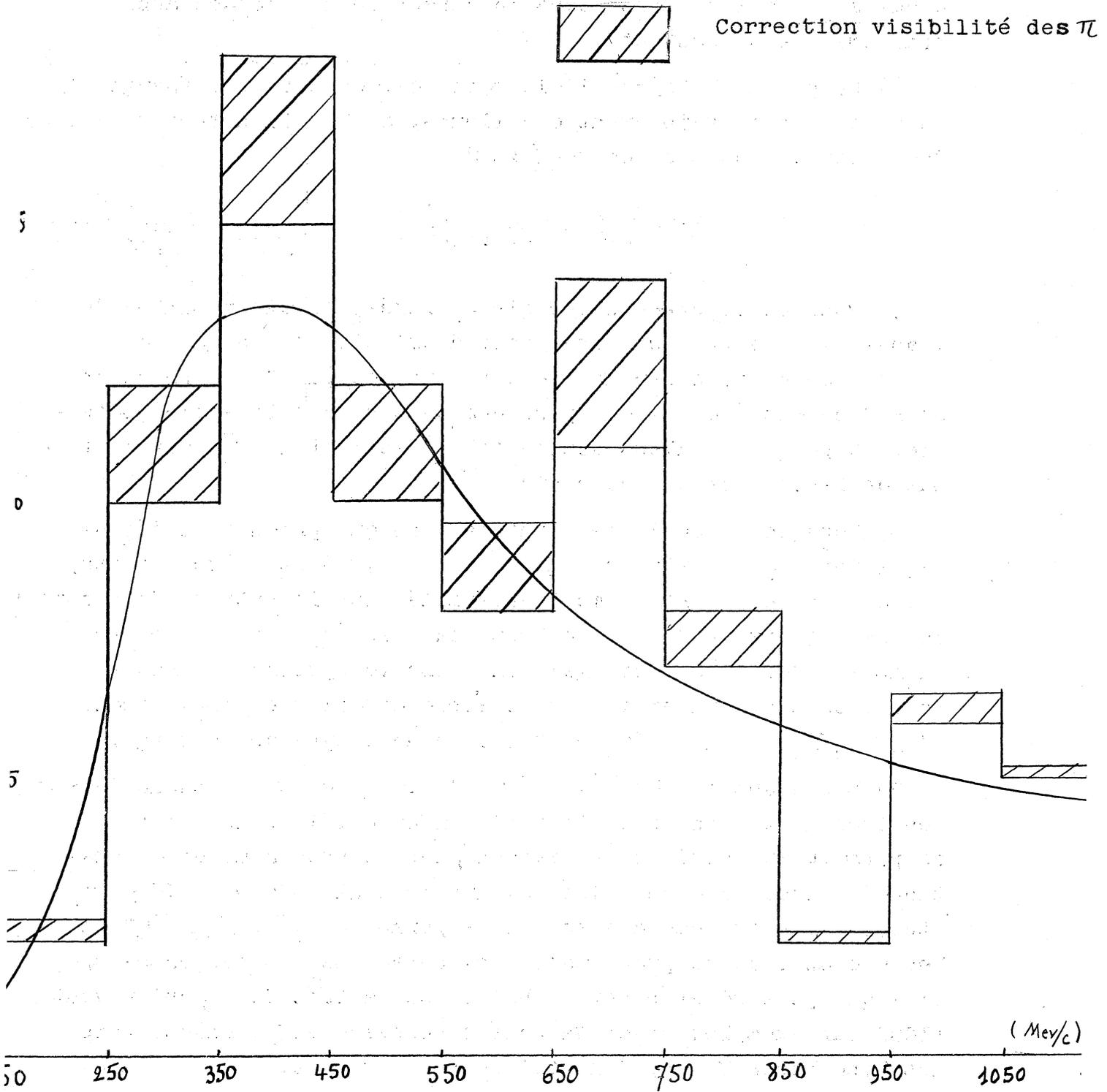


Fig.31

1) Dans le centre de masse du Λ^0 la direction d'émission de l'électron est isotrope, (Λ^0 non polarisés) la probabilité d'émission de l'électron, dans la direction \vec{U}_e^* donnée arbitrairement est constante.

2) La probabilité que l'électron soit émis avec l'énergie E_e^* ne dépend, très faiblement d'ailleurs, que de la nature (V, A etc de l'interaction mise en jeu (23-25)

$$P(E_e^*) = C \frac{x^2(1-x)^2}{(1-2Rx)^3} (1+\lambda x) \quad \text{avec } x = \frac{E_e^*}{E_e^* \text{ Maximum}}$$

3) Pour un électron d'énergie E_e^* fixée, la distribution de l'angle $\theta_{e\bar{\nu}}^*$ entre les directions d'émission \vec{U}_e^* et $\vec{U}_{\bar{\nu}}^*$ de l'électron et du neutrino a été déterminée par D.R.Harrington et R.Vinh-Mau (Réf.citées) pour chaque type d'interaction possible; et pour une valeur donnée de $\theta_{e\bar{\nu}}^*$, le vecteur $\vec{U}_{\bar{\nu}}^*$ est distribué de façon isotrope autour de \vec{U}_e^* .

4) Lorsque le choix de l'interaction qui produit la désintégration Λ_β et celui de μ_λ , \vec{U}_e^* , E_e^* , $\theta_{e\bar{\nu}}^*$ et $\vec{U}_{\bar{\nu}}^*$ sont faits, l'évènement est parfaitement déterminé dans le système du centre de masse (c'est-à-dire qu'on peut calculer T_p^* et $\theta_{e\bar{\nu}}^*$, par exemple), donc il l'est également dans le système du laboratoire; en particulier, il est possible de calculer directement $|\vec{p}_p|$, $|\vec{p}_e|$, θ_p , θ_e et θ pour chaque type de couplage.

5) Les quantités $|\vec{p}_p|$, $|\vec{p}_e|$, θ_p , θ_e et θ de chacun de ces évènements sont ensuite traitées (comme s'il s'agissait de paramètres mesurés effectivement) par le programme de cinématique, lequel en déduit les valeurs initiales de μ_λ , $\theta_{e\bar{\nu}}^*$, T_p^* etc... et le système des "solutions parasites" $\overline{\mu}_\lambda$, $\overline{\theta}_{e\bar{\nu}}^*$, \overline{T}_p^* etc.. Les 5 étapes de ce processus sont exécutées par un programme spécial qui peut répéter cette chaîne pour autant de Λ_β qu'on veut (1000 par exemple), et en faisant successivement, à chaque fois, les hypothèses V, A, V-A et T pour l'interaction.

Les figures (19 à 23) montrent (pour chaque type d'interac-

tion) en même temps que le spectre théorique de T_p^* tel que nous l'avons construit à partir des formules de L. Edgardt, le spectre de la solution parasite $\overline{T_p^*}$ correspondante. On peut voir que le spectre de $\overline{T_p^*}$ est peu différent de celui de T_p^* (cette situation étant analogue pour $\overline{\cos \theta_{e\nu}^*}$ et $\cos \theta_{e\nu}^*$). C'est-à-dire que l'information expérimentale n'est pas noyée dans les spectres expérimentaux résultants.

En faisant la moyenne des spectres vrais déduits des formules d'Edgardt, et des spectres parasites obtenus par Monte-Carlo nous obtenons les spectres "résultants théoriques" tracés en pointillé sur les figures (19 à 23); ces spectres doivent être normalisés au nombre des λ_β expérimentaux (122 compte-tenu de la pondération). Nous avons rassemblé dans le tableau suivant les valeurs moyennes des spectres résultants théoriques pour T_p^* et $\cos \theta_{e\nu}^*$; nous y avons fait figurer en plus, à titre de comparaison, les valeurs moyennes théoriques de T_p^* et $\cos \theta_{e\nu}^*$ telles que nous les avons calculées avec les formules théoriques

Interaction	V	A	V-A	S	T
$\langle T_p^* \rangle$ (MeV)	9,19	7,60	8,05	6,63	8,24
$\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle$	0,159	-0,142	-0,050	-0,281	0,007
T_p^* (Théorique)	9,76	7,51	7,98	5,88	8,50
$\cos \theta_{e\nu}^*$ (Théorique)	0,277	-0,172	-0,033	-0,392	0,044

A l'aide des valeurs expérimentales $\langle T_p^* \rangle_{Exp.}$ et $\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{Exp.}$ nous pouvons calculer le rapport $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$ dans le cas d'une interaction de la forme $V \pm A$

$$\left| \frac{C_V}{C_A} \right|^2 = l \frac{\langle T_P^* \rangle_{Exp} - \langle T_P^* \rangle_A}{\langle T_P^* \rangle_V - \langle T_P^* \rangle_{Exp}} \quad \left| \frac{C_V}{C_A} \right|^2 = m \frac{\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{Exp} - \langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_A}{\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle - \langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{Exp}}$$

La méthode utilisée dans le cas du spectre de μ_L permet de calculer ici encore les constantes l et m à partir des valeurs moyennes théoriques résultantes pour V-A, soit : $l = 2,55$
 $m = 2,27$

2°) Correction des effets systématiques dans les spectres expérimentaux

Les 3 principales sources possibles d'erreurs systématiques sont :

- la détection de l'électron au dépouillement
en effet, les électrons de grande énergie ont une probabilité plus élevée de sortir de la chambre sans spiraler : c'est-à-dire sans être identifiés.
- la mesure de l'électron
la perte d'énergie par "Bremsstrahlung" est corrigée en fait par une méthode approximative, qui ne donne de résultats exacts qu'en moyenne
- les erreurs expérimentales
celles-ci ont pour conséquence que le programme doit réaliser des optimisations pour 30 % des évènements expérimentaux environ.
- Nous n'attendons pas d'effet systématique important dû à la contamination du lot de Λ_β , puisque celle-ci est très faible ainsi que nous l'avons déjà vu.

Ce programme comportera 2 parties. Nous allons d'abord, à l'aide des spectres de leptons, montrer qu'il n'y a pas d'erreur systématique notable provenant de la détection et des mesures de nos Λ_β . Dans la seconde partie nous évaluerons, les petites corrections (inférieures à 1 %) que l'on peut faire sur les

spectres de T_p^* et de $\cos \theta_e^*$ avant de les confronter avec les prédictions théoriques.

a) Spectres des leptons

Nous avons vu (ch.V) que les spectres des énergies des leptons dans le système du Λ au repos sont très peu sensibles à la forme de l'interaction qui produit la désintégration du Λ . Les spectres expérimentaux des leptons vont donc nous fournir un bon test de l'absence de biais expérimentaux : en tout état de choses ils devront être identiques aux spectres d'espace des phases. Les figures (32-33) montrent les spectres expérimentaux des énergies de l'électron et du neutrino superposés aux spectres théoriques correspondants. (C'est seulement pour le neutrino que nous avons une énergie déterminée sans ambiguïté; mais en fait nous pouvons considérer qu'il en est de même pour l'électron car, dans tous les événements observés, les deux solutions E_e^{*1} et E_e^{*2} données par le programme de cinématique différent de quantités négligeables (~ 3 Mev/c) par rapport à l'incertitude due aux erreurs de mesures).

Nous avons calculé les distributions de χ^2 entre les spectres théoriques et les histogrammes expérimentaux : nous trouvons que ceux-ci sont compatibles avec une probabilité 15 %. Outre le fait que cette probabilité n'est quand même pas très élevée, les spectres montrent une dépression nette aux énergies moyennes, plus nettement marquée dans le spectre du neutrino. Avant de tenter d'attribuer cet effet à la perte systématique d'électrons de grande énergie (nous avons quand même une efficacité de détection moyenne de 85 %) il faut remarquer que l'erreur dans la mesure de l'énergie de ces électrons est de l'ordre de 30 %. Cela entraîne en conséquence que l'erreur absolue est beaucoup plus forte pour les électrons de grande énergie que pour ceux de basse énergie. On s'attend alors à ce que, dans le centre de masse du Λ , l'erreur sur l'énergie soit faible aux faibles énergies du spectre de l'électron et grande aux grandes énergies; la

Energies des leptons

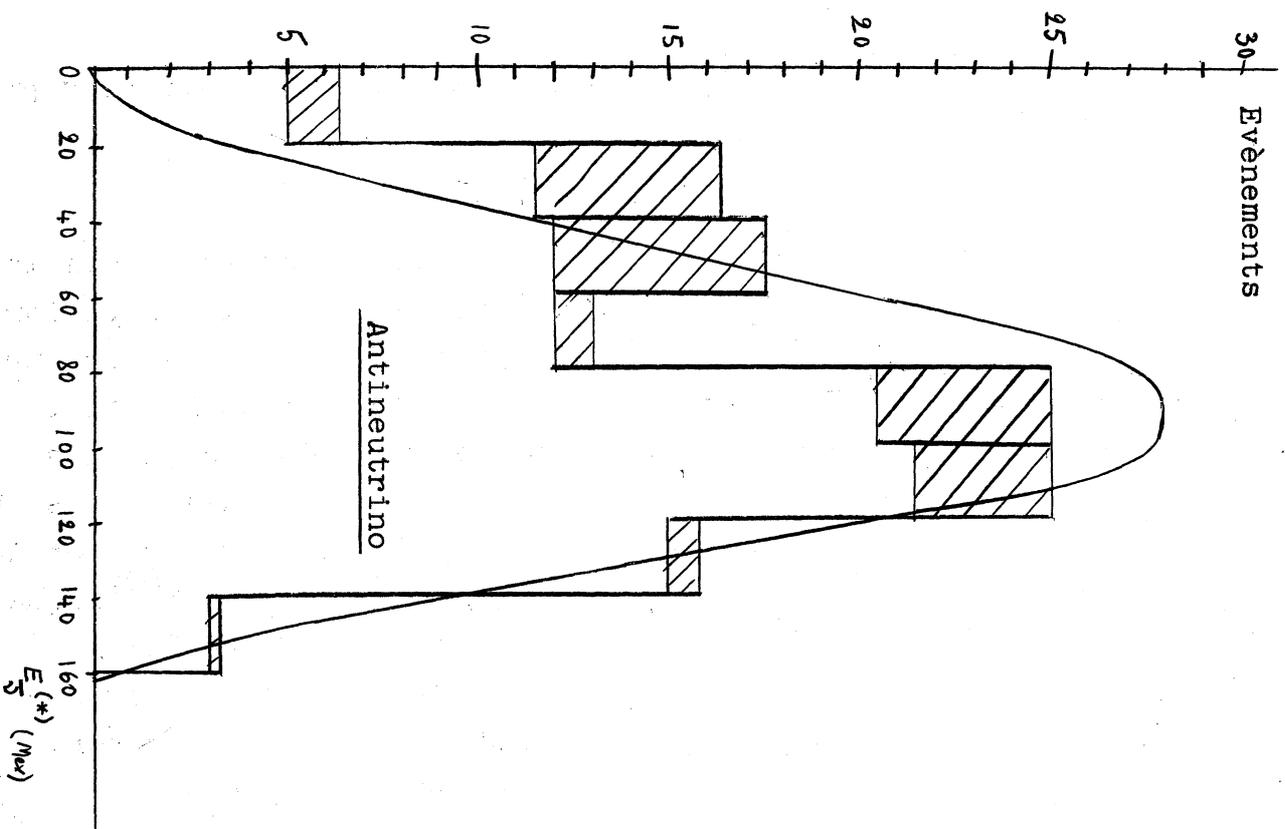


FIG. 32

Energies des leptons

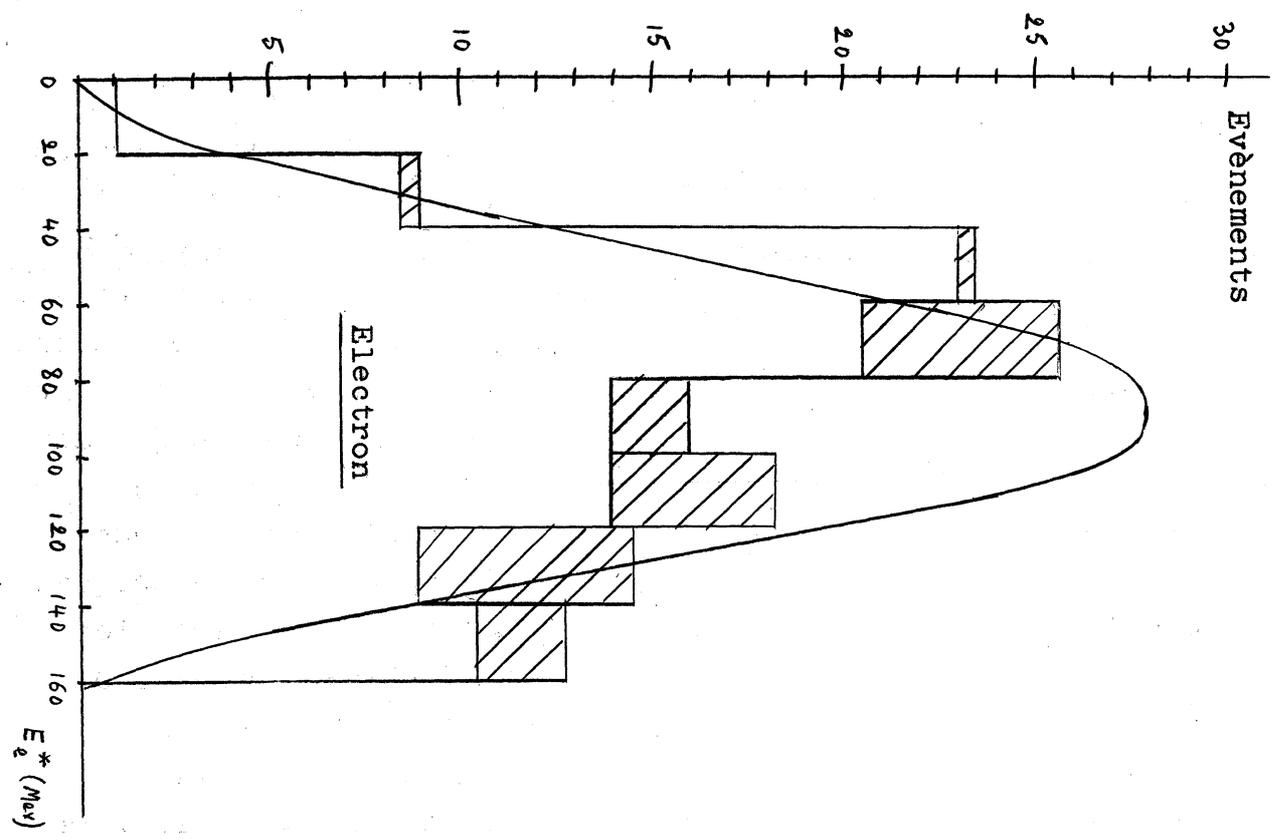


FIG. 33

situation inverse se présentant pour le spectre du neutrino. Nous remarquons effectivement (fig.32) que c'est dans la région des grandes énergies que le spectre expérimental du neutrino s'accorde parfaitement avec le spectre théorique, cet accord se présentant par contre aux basses énergies pour celui de l'électron (fig.33). De fait, si l'on trace un idéogramme avec des erreurs gaussiennes, nous pouvons constater que les spectres théorique et expérimental sont parfaitement en accord (fig.34). La distribution de χ^2 entre ces 2 spectres correspond à une probabilité de 57 %. Nous allons voir maintenant que la dépression observée dans le spectre brut des leptons ne peut pas être due à une autre cause. Parmi les résultats des calculs de Monte-Carlo que nous avons décrits au paragraphe précédent, nous disposons, en particulier, de l'histogramme théorique des énergies des électrons : celui-ci ne diffère pas notablement dans les cas V, A et V-A. La figure (35) montre les histogrammes théorique (pour l'interaction V-A) et expérimental des énergies des électrons dans le laboratoire. Nous voyons que ces deux histogrammes sont compatibles : en particulier il n'y a pas de perte systématique d'électrons de haute énergie, la déformation des spectres bruts des leptons ne peut donc être expliquée ni par la perte d'électrons de grande énergie, ni par la coupure à 20 Mev.

Enfin, reste la contamination de 3 % en $\Lambda \pi \mu e$. Un calcul basé sur vingt évènements $\Lambda \pi \mu e$ dans lesquels nous avons mesuré la trace négative, comme s'il s'agissait d'un seul et même électron, montre que la valeur moyenne de l'énergie des "neutrinos" de tels évènements est de l'ordre de 75 Mev. C'est-à-dire que le retrait de 3 évènements d'énergie 75 Mev pour le neutrino accentuerait plutôt la différence de l'histogramme expérimental brut avec l'histogramme théorique.

La dissymétrie des erreurs absolues entre les deux extrémités des spectres en énergie des leptons est donc la seule explication des différences observées entre les histogrammes

Nombre d'évènements

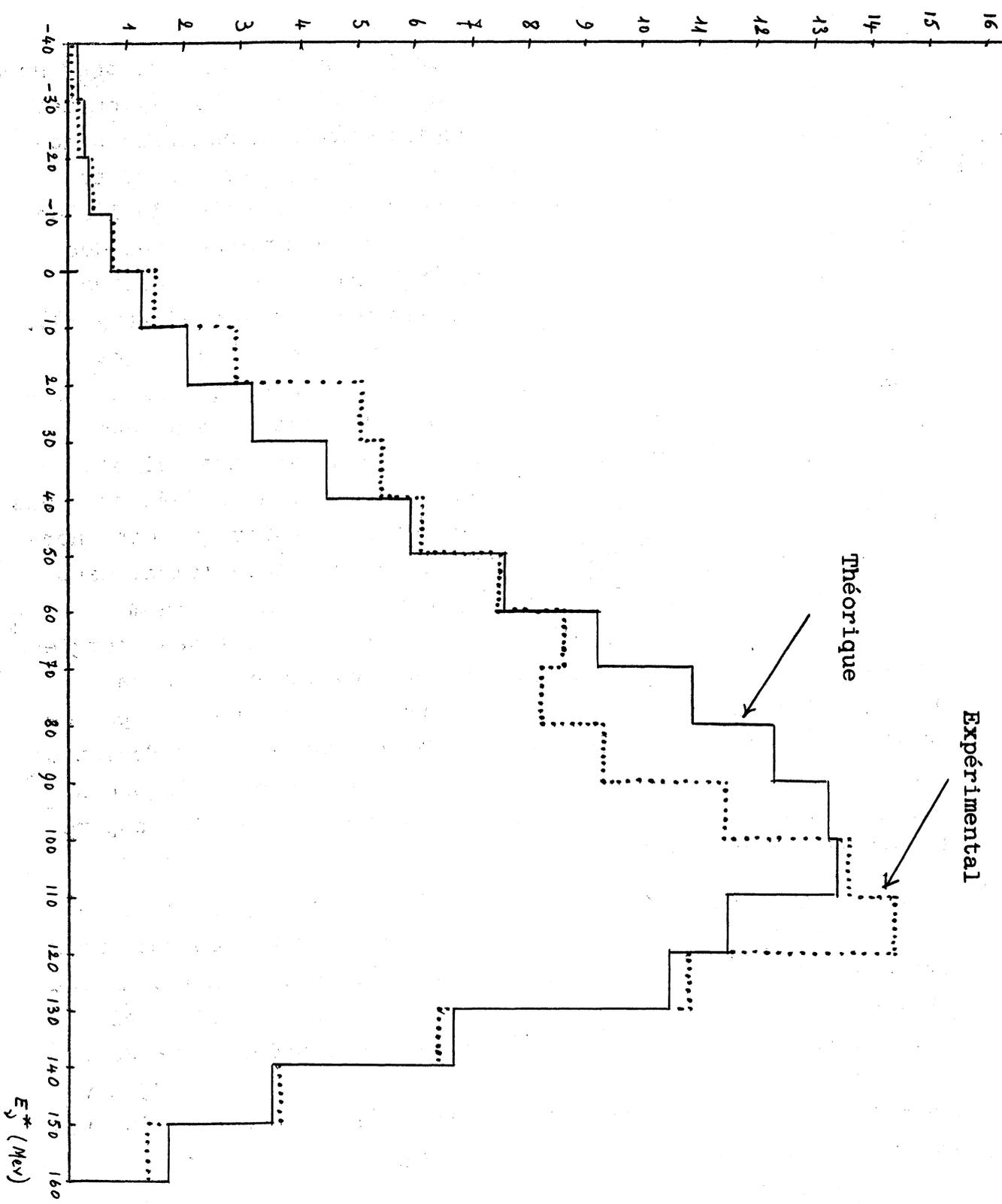


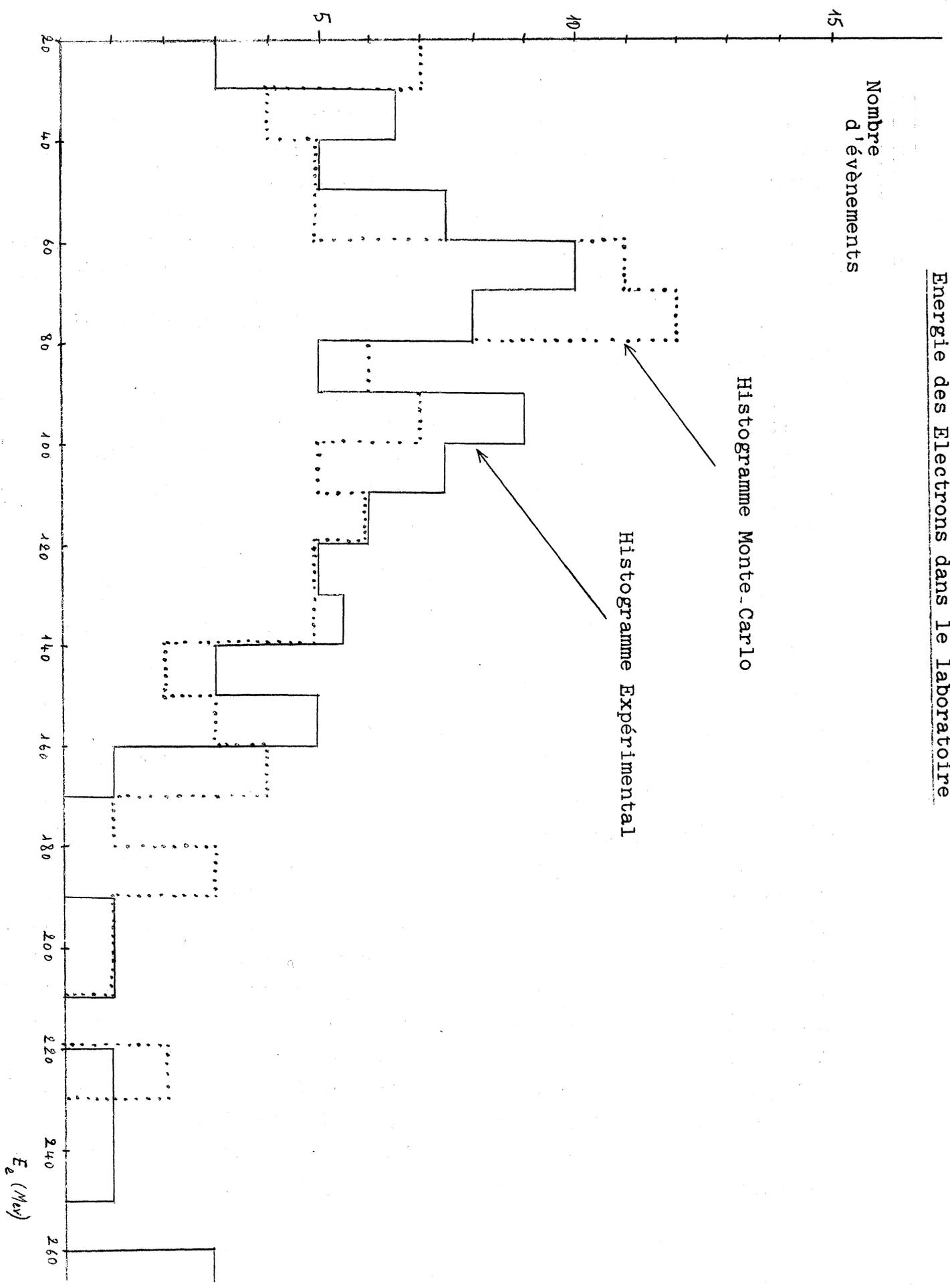
FIG. 34

Energie des Electrons dans le Laboratoire

Nombre
d'évènements

Histogramme Monte-Carlo

Histogramme Experimental



théoriques et expérimentaux. Cette affirmation est justifiée car un idéogramme tracé avec des erreurs gaussiennes montre que les 2 distributions sont en accord : notre lot de Λ^0_β est exempt de déformation systématique du spectre des leptons. Nous n'avons donc pas introduit de perturbation notable de l'information expérimentale, tant au scanning que dans les mesures.

b) Energie cinétique du proton et corrélation angulaire électron-neutrino

Nous venons de voir à l'aide du spectre des énergies des leptons dans le système du Λ au repos, et de celui de l'énergie de l'électron dans le laboratoire, que la détection et la mesure de l'électron n'introduisaient pas d'effet systématique important.

Il reste à s'assurer que les erreurs de mesure ne perturbent pas l'information contenue dans les spectres de l'énergie cinétique du proton et de la corrélation angulaire électron-neutrino. Cela nécessite que, dans le cas de désintégrations

Λ_β produites dans la chambre, par l'une des interactions purement V, A, V-A, S ou T, connue a priori : nous comparons les spectres "résultants expérimentaux" de T_p^* et $\cos\theta_{e\nu}^*$ après mesure et calcul par le programme de cinématique, aux spectres "résultants théoriques" correspondants.

Dans les conditions de cette expérience, le moment du proton dans le laboratoire est déterminé la plupart du temps (85 %) par son parcours, c'est-à-dire qu'il est connu à 2 % près. Les flèches des électrons, mesurés par la méthode Behr-Mittner, sont connues à 30 % près. L'angle θ_p du proton avec la ligne de vol du Λ^0 est déterminé avec une erreur moyenne de l'ordre de 4° ; d'autre part une variation d'une erreur standard sur l'angle θ_e de l'électron avec la ligne de vol du Λ produit une variation négligeable de T_p^* de $\cos\theta_{e\nu}^*$, et de tous les paramètres dans le centre de masse du Λ . Nous pouvons donc, en pratique, considérer que l'erreur sur l'angle θ_e est négligeable :

dans ce cas, la variation de l'angle d'ouverture θ du $V^0\beta$ suit en moyenne celle de l'angle θ_p .

Par la méthode de Monte Carlo nous avons créé un lot de $\Lambda^0\beta$ "parfaits", c'est-à-dire dont tous les paramètres sont connus exactement sans aucune erreur de mesure, dans le centre de masse comme dans le laboratoire. Soient $\mu_p^0, \mu_e^0, \theta_p^0, \theta_e^0, \theta^0$ les paramètres de l'un de ces Λ^0 dans le système du laboratoire, et supposons que nous observions dans la chambre à bulles des réalisations expérimentales de cet événement : la distribution expérimentale de μ_p sera approximativement gaussienne, de valeur moyenne μ_p^0 et d'écart standard 2 %. Nous aurons des distributions analogues pour la flèche f_e qui détermine le moment μ_e de l'électron ainsi que pour les angles θ_p et θ . Cette situation expérimentale peut être reproduite exactement par la méthode de Monte-Carlo. Nous avons choisi parmi les $\Lambda^0\beta$ parfaits créés, un lot "idéal", de façon à respecter la forme des spectres de μ_p^* , μ_e^* , T_p^* , $\cos\theta_{ev}^*$ et f_λ . A chaque $\Lambda^0\beta$ "idéal" de paramètres initiaux $\mu_p^0, \mu_e^0, \theta_p^0, \theta_e^0, \theta^0$ nous pouvons associer, par exemple, 10 $\Lambda^0\beta$ "expérimentaux" définis par 10 choix de valeurs équiprobables dans des distributions gaussiennes de μ_p, f_e, θ_p centrées sur μ_p^0, f_p^0 et θ_p^0 . Ces choix faits, le programme de cinématique recalcule les paramètres du centre de masse à partir de chaque jeu des valeurs $\mu_p, \mu_e, \theta_p, \theta_e$ et θ . Finalement pour chaque valeur "idéale" x d'un paramètre du centre de masse (T_p^* ou $\cos\theta_{ev}^*$ par exemple) nous avons obtenu une série de n de ses réalisations "expérimentales" : $x_1, x_2 \dots x_n$ dont la valeur moyenne est $\langle x \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$. Dans le cas d'une expérience véritable, la valeur que nous trouverions pour x serait l'un des x_i avec l'erreur $\Delta x = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2}$. Nous :

pouvons alors calculer pour chaque valeur idéale de x l'erreur systématique moyenne $\mathcal{E} = x - \langle x \rangle$. L'erreur sur \mathcal{E} est l'erreur sur $\langle x \rangle$ c'est-à-dire $\frac{\Delta x}{\sqrt{n-1}} = \Delta \mathcal{E}$.

Nous donnons dans le tableau suivant quelques valeurs de ε et $\Delta\varepsilon$ pour T_P^* et $\cos \theta_{e\nu}^*$.

T_P^*	ε	$\Delta\varepsilon$	$\cos \theta_{e\nu}^*$	ε	$\Delta\varepsilon$
1,1	-0,9	0,4	-0,869	-0,311	0,153
3,1	-2,4	1,3	-0,866	-0,013	0,032
3,3	-1,4	0,9	-0,863	-0,022	0,047
3,8	-2,1	1,1	-0,849	-0,240	0,119
3,9	-0,6	1,1	-0,840	-0,085	0,097
4,8	-0,3	0,8	-0,781	-0,020	0,037
6,1	-0,2	0,7	-0,764	-0,159	0,109
5,1	1,0	0,8	-0,765	-0,140	0,109
6,6	0,0	0,6	-0,359	-0,074	0,109
6,6	-0,6	0,6	-0,229	+0,002	0,134
7,7	-0,4	1,4	-0,215	+0,031	0,102
8,1	-1,5	0,7	-0,202	+0,016	0,094
8,4	-0,4	0,7	-0,167	-0,093	0,191
9,6	0,1	0,5	0,003	-0,019	0,064
9,9	0,1	1,1	0,022	-0,226	0,104
10,1	0,0	0,4	0,115	-0,013	0,089
10,3	-0,1	0,4	0,261	+0,096	0,186
11,4	0,3	0,5	0,500	+0,319	0,180
11,5	1,2	0,8	0,527	+0,050	0,079
11,7	0,6	0,4	0,592	+0,052	0,068
11,8	0,3	0,5	0,596	+0,088	0,094
13,4	1,1	0,7	0,877	+0,209	0,094
13,7	1,0	0,4	0,932	+0,239	0,107
14,2	1,8	0,4	1,000	+0,401	0,119

Nous voyons que les erreurs systématiques sont faibles devant les incertitudes dues aux mesures : lesquelles sont égales respectivement à 2,3 Mev et 0,376. pour T_P^* et pour $\cos \theta_{e\nu}^*$.

3°) Analyse des valeurs moyennes expérimentales et des spectres dans le système du Λ au repos

Nous suivrons exactement le même plan pour l'énergie cinétique du proton et la corrélation angulaire électron-neutrino. Nous calculerons d'abord la valeur moyenne qui nous donnera la valeur de $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$ pour une interaction de la forme $V \pm A$; puis nous évaluerons la probabilité de la distribution de χ^2 entre le spectre expérimental et les divers spectres théoriques possibles.

Energie cinétique du proton

Comme dans le cas du moment transverse, la moyenne expérimentale brute doit être corrigée de l'effet de la contamination en $\Lambda \pi \mu e$ et de celui des coupures.

La somme des énergies T_P^* des protons dans le centre de masse du Λ , calculée sur les événements pondérés (1/2 pour ceux dont une des solutions correspond à $\mu_\Lambda > 1 \text{ Gev/c}$, en plus de la pondération pour détection de l'électron et interactions du proton) est :

$$\sum T_P^* = 2010 \text{ Mev} \quad \text{pour } 2 \times 121,8 \text{ événements pondérés}$$

d'où la valeur moyenne brute

$$\langle T_P^* \rangle = \frac{21010}{243,6} = 8,25 \text{ Mev avec l'erreur statistique } 0,26 \text{ Mev}$$

Si maintenant nous calculons la moyenne en corrigeant chaque événement de l'erreur systématique calculée au paragraphe précédent nous obtenons :

$$\langle T_P^* \rangle = \frac{1950,8}{243,6} = 8,01 \text{ Mev (soit une correction de } 0,24 \text{ Mev)}$$

a) Effet des $\Lambda \pi \mu e$

Pour 20 évènements $\Lambda \pi \mu e$ traités par le programme de cinématique en mesurant l'ensemble $\pi \mu e$ comme un seul et même électron, nous avons obtenu pour valeurs moyennes de T_p^* et $\cos \theta_{e^*}$, 7 Mev et 0,245 respectivement. Compte tenu de la pondération, le nombre de $\Lambda \pi \mu e$ dans le lot de $\Lambda \beta$ s'élève à 3,5.

La nouvelle valeur moyenne est alors :

$$\langle T_p^* \rangle = \frac{1950,8 - 2 \times 3,5 \times 7}{243,6 - 2 \times 3,5} = \frac{1901,8}{236,6} = 8,04 \text{ Mev} \quad (\text{soit une correction de } 0,03 \text{ Mev})$$

b) Coupure à 2 écarts du moment transverse maximum :

Nous avons vu, lors du calcul de $\langle p_t \rangle$, que nous avons 0,32 évènement de moment transverse supérieur à $p_t = (163 \text{ Mev}/c + 2 \text{ écart standard})$, le moment transverse moyen étant 229 Mev/c. Pour ces évènements, le moment du proton p_p^* dans le centre de masse est voisin de 163 Mev/c, et c'est l'erreur sur θ_p mesuré dans le laboratoire qui donne une valeur trop grande de p_t . La correction sur p_p^* est $\Delta p_p^* = 163 \times 0,32 \text{ Mev}/c$. La correction sur T_p^* est

$$\Delta T^* = \frac{p_p^*}{M} dp_p^* \quad (M = 938,2 \text{ Mev})$$

$$\Delta T^* = \frac{163}{938} \times 163 \times 0,32 = 9,07 \text{ Mev.}$$

Nous en déduisons la valeur moyenne :

$$\langle T_p^* \rangle = \frac{1901,8 + 9,07}{236,6 + 0,32} = \frac{1910,9}{236,9} = 8,06 \text{ Mev} \quad (\text{soit une correc-}$$

tion de 0,02 Mev).

c) coupure des électrons d'énergie $< 20 \text{ Mev}$.

Pour les évènements ainsi éliminés, l'énergie cinétique moyenne du proton est égale à 12 Mev. Nous en déduisons la valeur moyenne :

$$\langle T_P^* \rangle = \frac{1910,9 + 12 \times 4 \cdot 10^{-2} \times 236,9}{236,9 + 4 \cdot 10^{-2} \times 236,9} = \frac{2024,8}{246,4} = 8,22 \text{ Mev}$$

(soit une correction de 0,16 Mev)

Finalement, compte tenu de l'erreur statistique 0,26 Mev et de l'incertitude moyenne sur une mesure nous avons :

$$\langle T_P^* \rangle = (8,2 \pm 0,36) \text{ Mev}$$

La valeur de $\xi = \left| \frac{C_V}{C_A} \right|$ est déterminée par la formule

$$\xi^2 = 2,55 \frac{\langle T_P^* \rangle_{\text{experimental}} - \langle T_P^* \rangle_A}{\langle T_P^* \rangle_V - \langle T_P^* \rangle_{\text{experimental}}}$$

nous obtenons ainsi

$$\left| \frac{C_V}{C_A} \right| = 1,1 \pm 0,6 \quad \text{à 1 écart standard} \left(\begin{array}{l} + 1,7 \\ - 1,1 \end{array} \right. \text{ à 2 écarts standard}$$

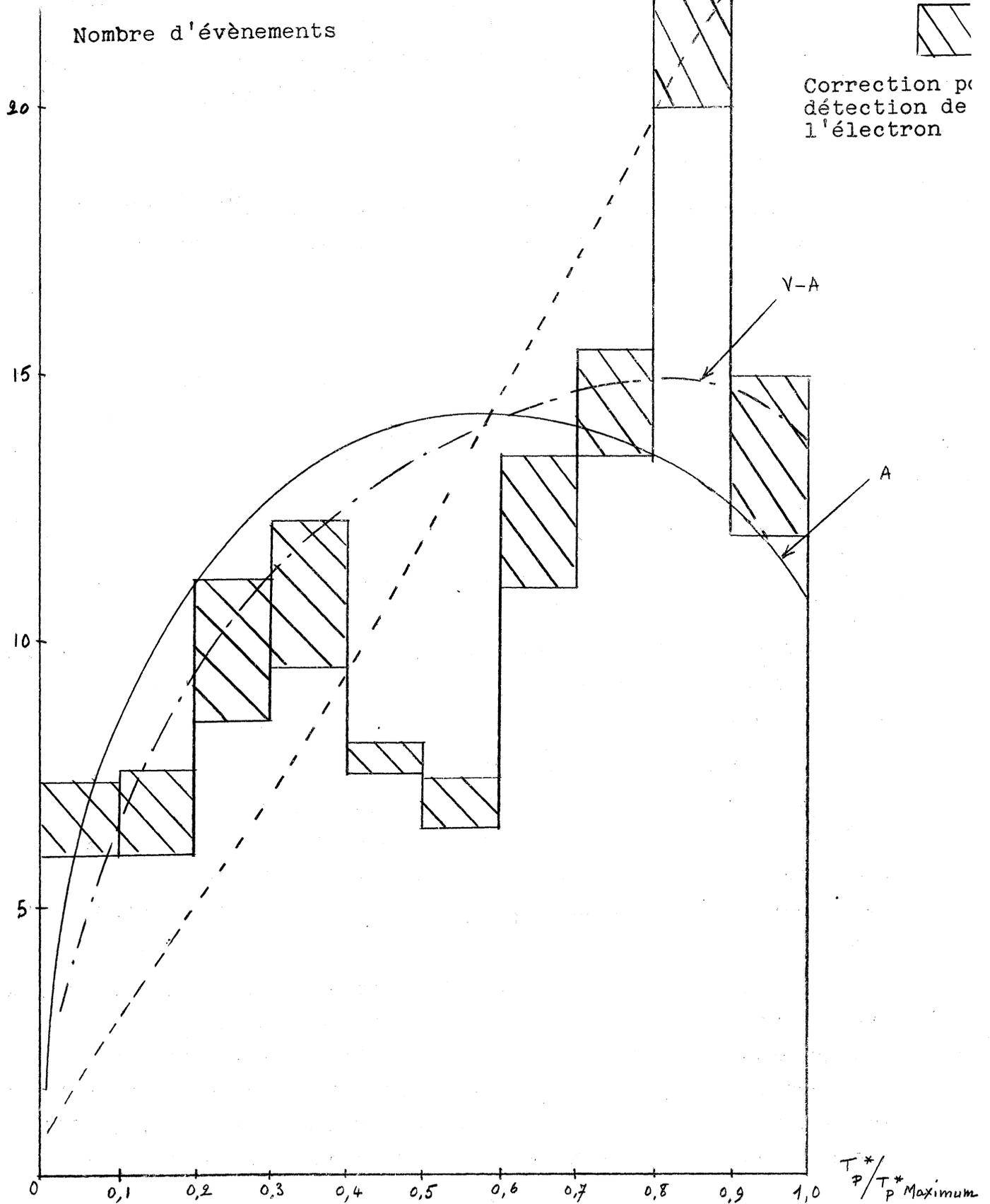
D'autre part, comme pour le spectre de μ_{π} , la valeur moyenne expérimentale trouvée est à plus de 2 écarts standard des valeurs théoriques pour les interactions S pur et V pur.

d) Distribution de χ^2

Les figures (36-37) montrent l'histogramme expérimental de T_P^* sur lequel nous avons superposé les courbes théoriques correspondant à chacune des interactions possibles. A première vue nous pouvons dire que les interactions S pur et V pur sont certainement inacceptables.

Afin de calculer les distributions de χ^2 entre l'histogramme expérimental et les courbes théoriques, nous avons tracé des idéogrammes en prenant les valeurs expérimentales des erreurs pour chaque valeur de l'énergie cinétique T_P^* et en supposant que les distributions de ces erreurs sont gaussiennes (fig. 38-39). A partir de ces histogrammes que nous avons découpés en 4 classes

Spectre de l'énergie cinétique
du proton dans le centre de masse



Energie cinétique du proton

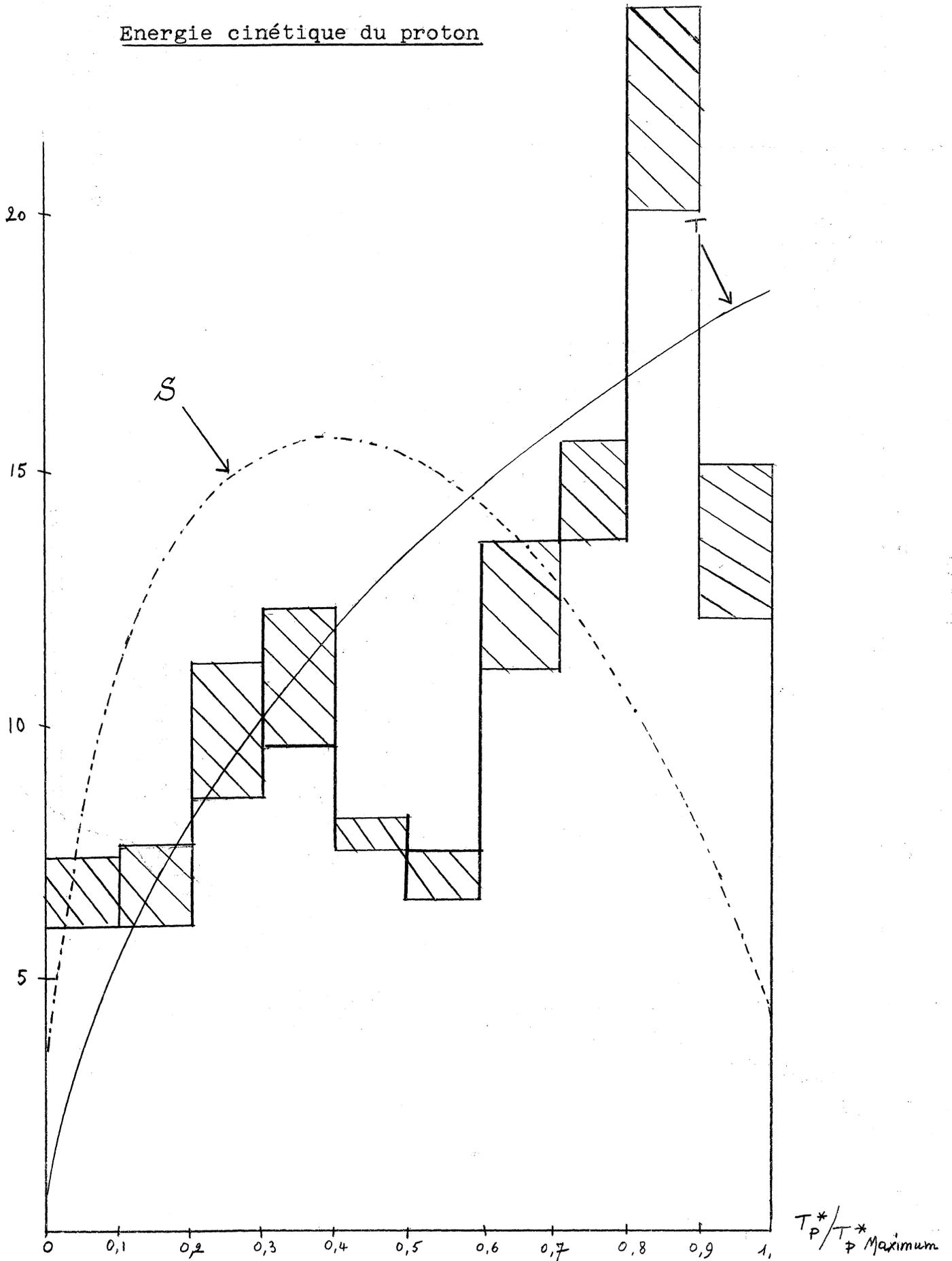


Fig.37

Energie cinétique du proton

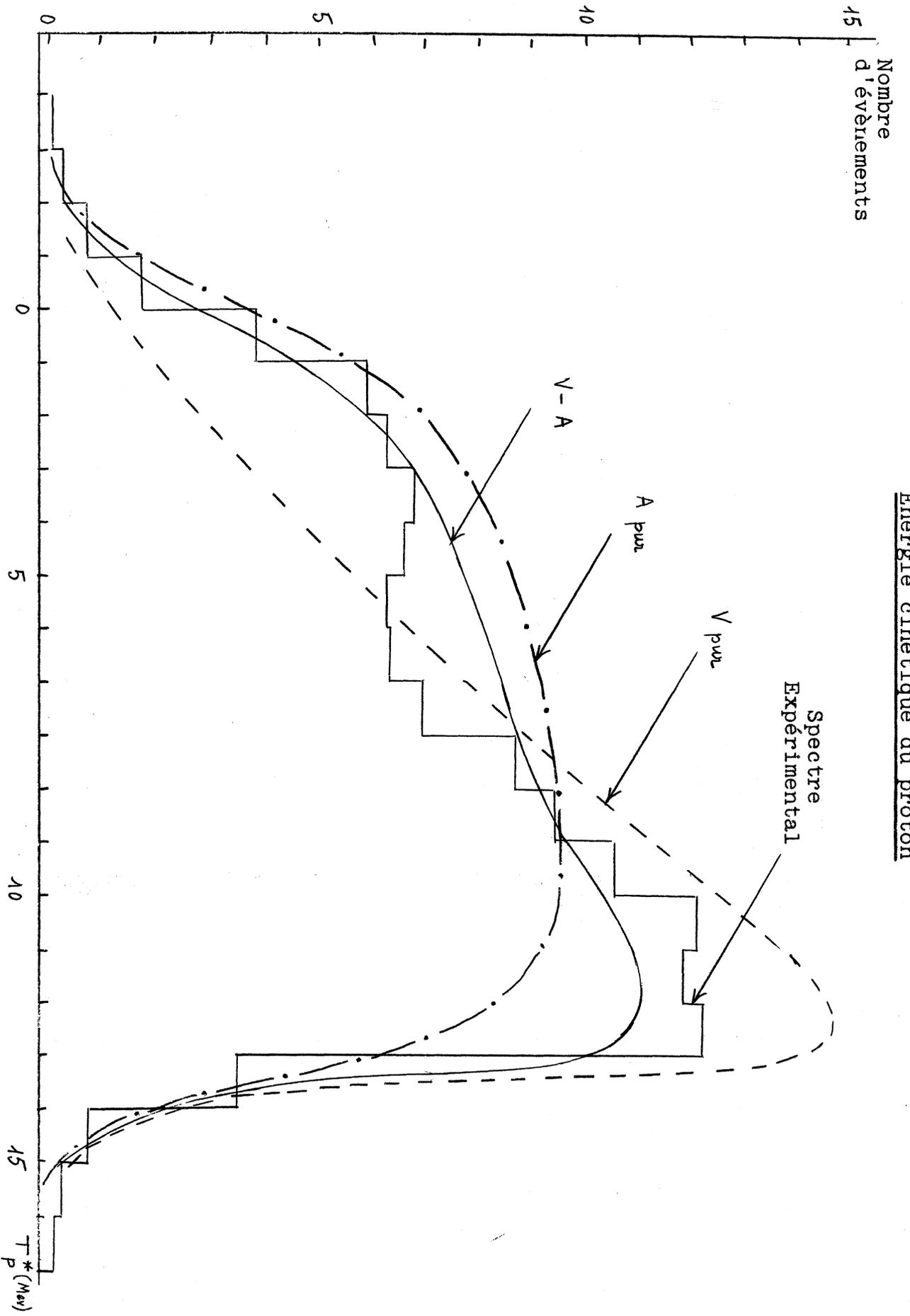
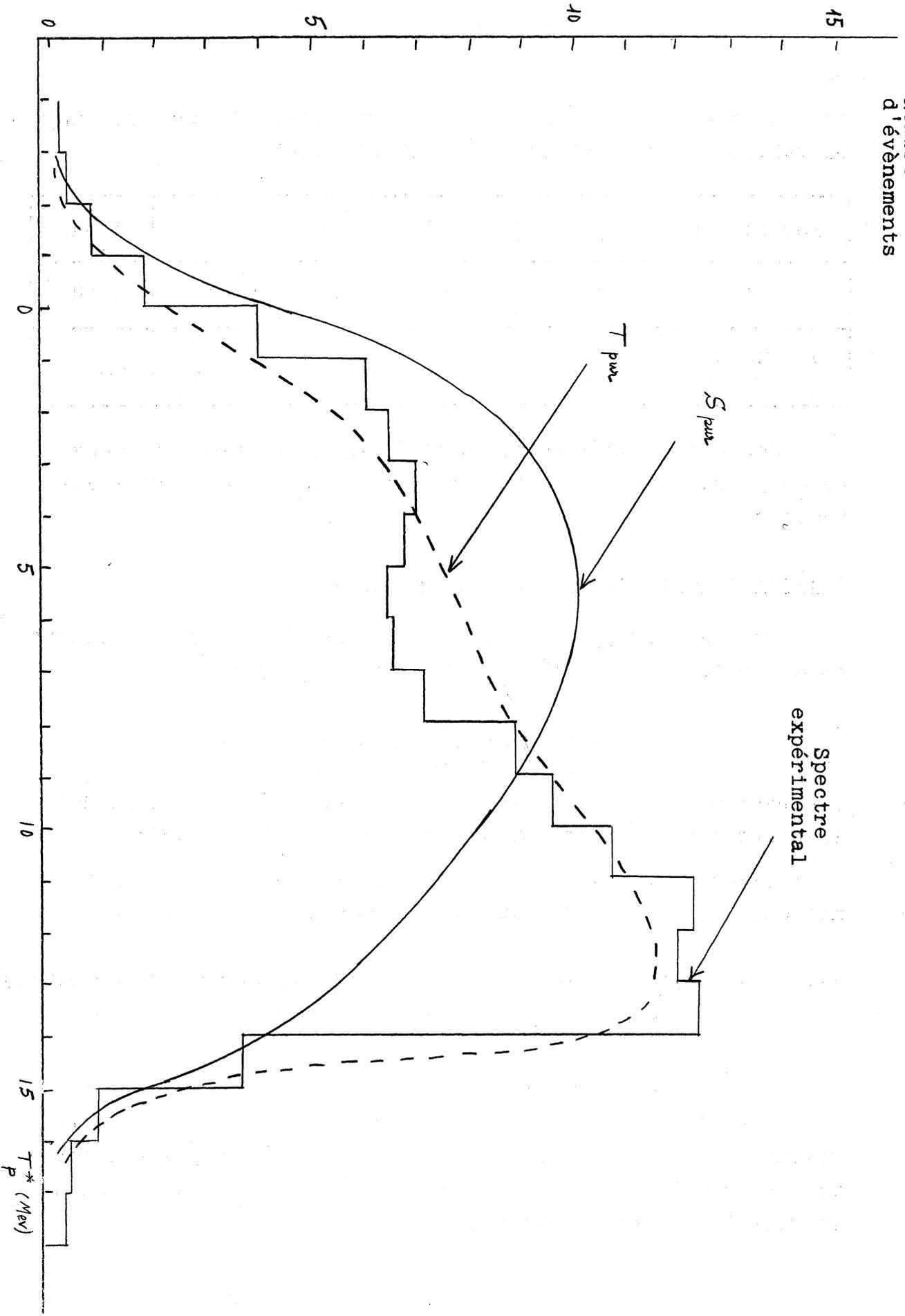


FIG. 38

Energie cinétique du Proton

Nombre
d'événements

Spectre
expérimental



contenant chacune environ 1/4 des événements du spectre expérimental, nous avons obtenu les résultats ci-dessous :

Interaction	A pur	V-A	V pur	S pur	T pur
χ^2	5,30	1,45	> 20	> 20	1,58
Probabilité de χ^2	15 %	72 %	< 1 %	< 1 %	70 %

Ces résultats confirment ceux que nous avons obtenus au chapitre VIII en considérant les moments transverses des protons.

Corrélation angulaire électron neutrino

Pour 2 x 121,8 événements pondérés, la somme des valeurs expérimentales de $\cos \theta_{e\nu}^*$ est égale à - 19,365

$$\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle = - \frac{19,365}{243,6} = - 0,080 \pm 0,081$$

L'erreur 0,081 résulte de l'erreur statistique 0,071 et de l'incertitude moyenne sur une mesure de $\cos \theta_{e\nu}^*$: 0,376.

Si nous corrigeons chaque événement de l'erreur systématique calculée au paragraphe précédent, nous obtenons

$$\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle = - \frac{15,698}{243,6} = - 0,064 \quad (\text{soit une correction de } 0,016)$$

a) Effet des $\Lambda \pi \mu e$

Pour 20 événements $\Lambda \pi \mu e$ mesurés comme des $\Lambda \beta$, la valeur moyenne de $\cos \theta_{e\nu}^*$ est égale à 0,245. En prenant cette valeur pour les 3,5 $\Lambda \pi \mu e$ du bruit de fond, nous obtenons la nouvelle valeur moyenne :

$$\langle \cos \theta_{e\gamma}^* \rangle = \frac{-15,698 - 2 \times 3,5 \times 0,245}{243,6 - 3,5 \times 2} = \frac{-17,428}{236,6} = -0,074 \quad (\text{correction } 0,01)$$

b) Coupure à 2 écarts du moment transverse maximum.

Pour les 15 évènements du spectre expérimental dont le μ_t est le plus élevé, nous avons une valeur moyenne de $\cos \theta_{e\gamma}^* \approx 0,600$. Si nous prenons cette valeur pour 0,32 évènement à plus de 2 écarts de μ_t maximum; nous obtenons :

$$\langle \cos \theta_{e\gamma}^* \rangle = \frac{-17,418 + 2 \times 0,32 \times 0,600}{236,6 + 0,64} = \frac{-17,044}{237,2} = -0,072 \quad (\text{correction } 0,002)$$

c) Evènements dont l'énergie de l'électron est inférieure à 20 Mev.

A partir des λ_β créés par Monte Carlo, nous avons trouvé que la valeur moyenne de $\cos \theta_{e\gamma}^*$ est égale à 0,093 lorsque l'énergie de l'électron est inférieure à 20 Mev. D'où la valeur moyenne finale de $\cos \theta_{e\gamma}^*$.

$$\langle \cos \theta_{e\gamma}^* \rangle = \frac{-17,044 + 4 \times 10^{-2} \times 237,2 \times 0,093}{237,2 + 4 \times 10^{-2} \times 237,2} = \frac{-16,26}{246,7} = -0,066 \quad (\text{correction } 0,006)$$

Après ces corrections, nous obtenons pour valeur moyenne

$$\langle \cos \theta_{e\gamma}^* \rangle = -0,07 \pm 0,08$$

(aucune des corrections faites n'atteint 20 % de l'erreur)

En nous reportant au tableau des valeurs moyennes théoriques, donné au début de ce chapitre, nous constatons à nouveau que la valeur expérimentale de $\langle \cos \theta_{e\gamma}^* \rangle$ est incompatible, à plus de 2 écarts standard, avec les prédictions relatives aux interactions V pur et S pur.

Dans le cas d'une interaction de type $V \pm A$, nous pouvons calculer $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$ à l'aide de la formule

$$\chi^2 = \chi^2 \frac{\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{Exp} - \langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{\Lambda}}{\langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{\Lambda} - \langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle_{Exp}}$$

Nous obtenons ainsi le rapport :

$$\left| \frac{c_V}{c_A} \right| = 0,8^{+0,7}_{-0,8} \text{ à un écart standard sur } \langle \cos \theta_{e\nu}^* \rangle \left(\begin{array}{l} +1,9 \\ -0,8 \end{array} \text{ à 2 écart standa}$$

d) Distribution de χ^2

La figure (40) montre l'histogramme expérimental de $\cos \theta_{e\nu}^*$, comparé aux spectres théoriques prévus pour les différentes formes de couplages possibles. Le calcul de la distribution de χ dans 4 bandes du spectre contenant chacune environ un quart des évènements, donne les résultats suivants :

Interaction	V	V-A	A	S	T
χ^2	> 20	1,40	4,37	> 20	4,57
Probabilité de χ^2	> 1 %	68 %	22 %	< 1 %	21 %

Résumé de l'analyse des spectres et des valeurs moyennes

Nous avons comparé les données expérimentales aux prédictions théoriques relatives aux trois formes suivantes de l'hamiltonien d'interaction : Courant x Courant, (avec 6 facteurs de forme), Scalaire et Tenseur. (Nous avons vu que dans le premier cas les facteurs de forme F_3 et G_3 n'intervenaient probablement pas)

Le spectre et la valeur moyenne du moment transverse du proton nous ont permis d'exclure la possibilité d'une interaction de type *facteur de forme* J_2 pur avec une probabilité de l'ordre

Corrélation angulaire $e-\gamma$
(dans l'espace)

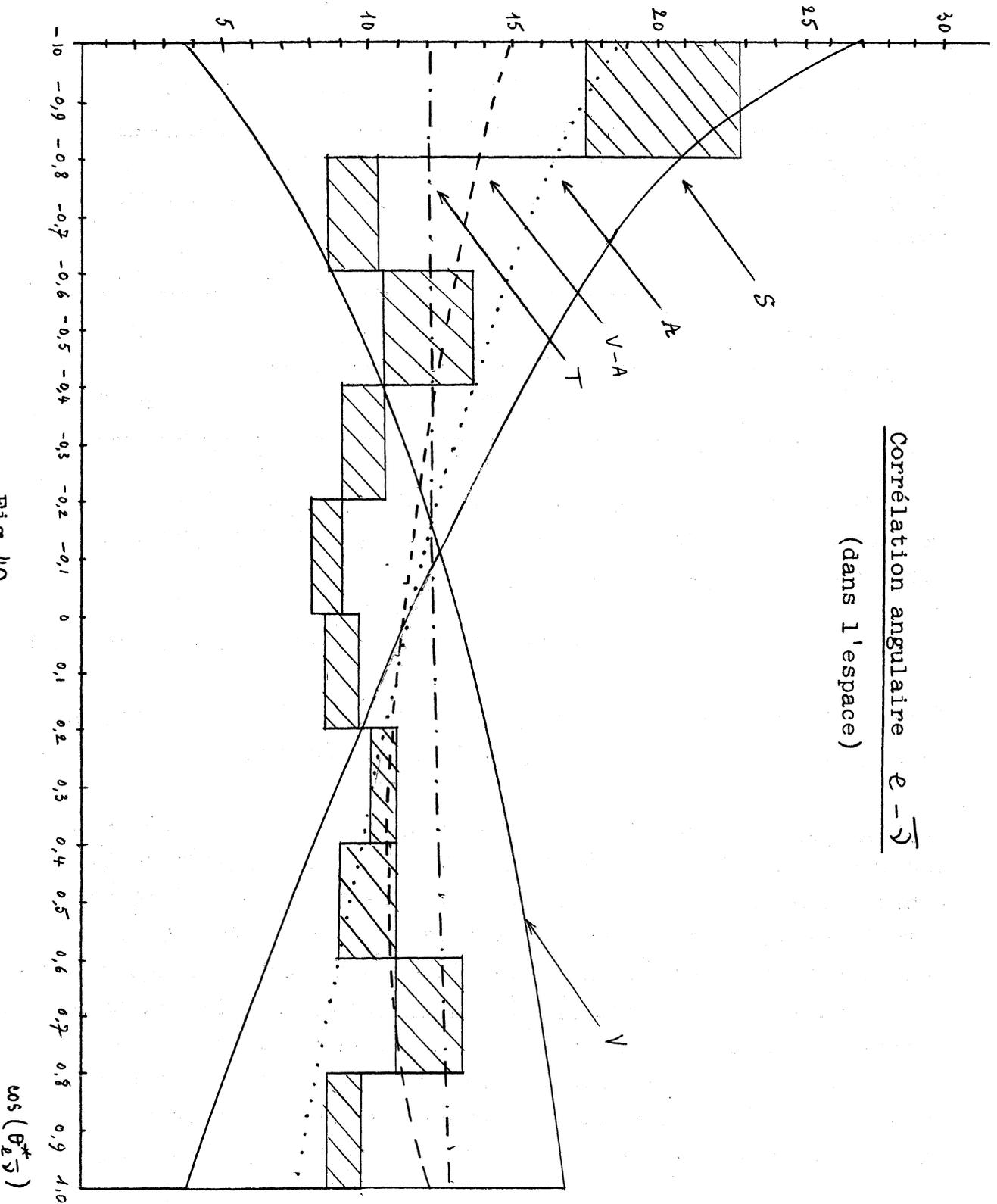


FIG. 40

$\cos(\theta_{25}^*)$

de 95 %.

Les interactions A pur, V pur, V-A, S et T ont été testées de trois manières légèrement différentes mais non indépendantes, à l'aide des spectres de μ_t , T_p^* et $\cos \theta_{e\nu}^*$, donnant pour probabilité \mathcal{P} de χ^2 les valeurs moyennes suivantes :

Interaction	V	A	V-A	S	T
	< 1 %	38 %	54 %	< 1 %	14 %

Enfin, dans le cas d'une interaction de type $V \pm A$, la valeur moyenne des trois déterminations de $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$ donne le résultat suivant :

$$\left| \frac{c_V}{c_A} \right| = 0,95 \pm 0,7 \text{ dans les limites d'un écart standard}$$

(Bien entendu, les 3 déterminations n'étant pas indépendantes nous n'avons pas réduit par $\sqrt{3}$ l'erreur moyenne).

En conclusion : les interactions de type S pur et V pur sont exclues; les interactions de type $V \pm A$ et $S \pm T$ sont compatibles ainsi que A pur et T pur; et dans le cas de l'interaction (V et A) la meilleure valeur de $\left| \frac{c_V}{c_A} \right|$ est $0,95 \pm 0,7$. Les résultats expérimentaux sont donc en accord avec une théorie où l'hamiltonien est du type (V et A) comme pour la radioactivité β . Mais nous allons voir que le taux de branchement du λ_β reste beaucoup plus faible que ce que prévoit cette théorie, si l'on garde la même constante des interactions faibles pour $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ et pour la désintégration λ_β .

D -

TAUX DE BRANCHEMENT

$$\frac{\Lambda^0 \rightarrow P + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow \text{Nucleon} + \pi}$$

La détermination expérimentale de ce rapport nécessite deux études différentes : d'abord le calcul du nombre de $\Lambda^0 \beta$ produits, compte tenu des coupures, de l'efficacité de détection, de l'efficacité du "scanning" etc... d'autre part, en vue de la normalisation, il faut déterminer le nombre de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ produits et observés dans les mêmes conditions que les $\Lambda \beta$. Nous allons décrire ces deux analyses dans les deux chapitres suivants, en commençant par la seconde.

CHAPITRE IX

Etude des Λ^0 normaux : $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$

En fait, indépendamment du calcul du taux de branchement l'analyse des Λ normaux a dû être faite parallèlement à celle des $\Lambda \beta$: nous avons eu besoin en effet de mesurer la polarisation des Λ ; et le spectre des moments des Λ dans le laboratoire nous a été indispensable pour créer des $\Lambda \beta$ par méthode Monte-Carlo (en particulier pour l'analyse des spectres de T_P^* et de $\cos \theta_{\Lambda}^*$). Enfin le spectre des moments transverses des Λ normaux nous a permis de tester l'absence d'erreurs systématiques dans le spectre expérimental de μ_t des $\Lambda \beta$.

1°) Critères de sélection des $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$

Ces critères doivent être la transposition exacte de ceux que nous avons choisis pour les $\Lambda \beta$. Nous résumons rapidement les critères imposés aux V^0 normaux :

- 2 branches de signes contraires
- Au moins une origine acceptable, mesurable sur au moins deux vues
- $0,5\text{cm} > l_{\Lambda} < 20\text{cm}$
 $0,5\text{cm} < l_{+}$ (si la trace positive s'arrête)
- Angle d'ouverture $\theta \geq 10^{\circ}$ si les 2 branches du V^0 sortent de la chambre sans interaction
- Longueur de la trace négative supérieure à 1,8cm, lorsqu'elle s'arrête dans la chambre
ce critère a pour but d'éliminer de façon précise des Λ qui seraient perdus de toute façon au scanning parce que la trace du π^{-} est trop courte
- Après mesure, élimination des V^0 qui ne peuvent pas donner de moment de Λ inférieur à 1 Gev/c
- Elimination de V^0 dont la branche positive interagit après un parcours inférieur à 10cm : $l_{int} < 10\text{cm}$
- Longueur potentielle du Λ après le point de désintégration : $l_{pot} > 10\text{cm}$.

2°) Statistique des Λ^0 normaux

Nous avons examiné avec ces critères, quatre séries de 100 photos successives sur quatre films choisis au hasard. Nous avons ensuite procédé à un second dépouillement de ces mêmes photos pour déterminer l'efficacité de détection des V^0 les résultats sont rassemblés dans le tableau ci-dessous:

Nombre de photos	Nombre de V^0	Traces de κ^{-}	Nombre de V^0 par trace de κ^{-}	Efficacité du scanning
402	424	2787	0,152	0,99

Parmi les 400 V^0 trouvés au dépouillement, un certain nombre ont été mesurés et analysés complètement. Ces V^0 analysés ont été choisis également au hasard dans l'ensemble des V^0 . Les résultats des mesures sont résumés dans le tableau ci-dessous:

V^0 mesurés	$l_{int} < 10 \text{ cm}$	$l_{\Lambda} < 0,5 \text{ cm}$	$l_{+} < 0,5 \text{ cm}$	$l_{\pi} < 1,8 \text{ cm}$	$l_{\text{phot}} < 10 \text{ cm}$	$p_{\Lambda} > 1 \text{ GeV}/c$	Etoiles neutres	K^0	Λ^0
148	13	11	8	6	2	23	13	4	68

La seule correction notable concerne la coupure des π^- courts, elle ne déforme pas le spectre de façon appréciable ainsi que nous l'avons vu précédemment (Vf. fig.31)

Après cette correction, nous pouvons calculer le rapport ρ_1 du nombre de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ acceptables avec nos critères au nombre de V^0 trouvés au scanning

$$\rho_1 = \frac{81 \pm 7,2}{148} = 0,545 \pm 0,04$$

A l'aide du nombre ρ_2 de V^0 par trace de K^- ($\rho_2 = 0,152$) et du nombre ρ_3 de traces de K^- par photos ($\rho_3 = 6,57$) nous pouvons calculer le nombre moyen ρ_4 de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ acceptables par photo:

$$\rho_4 = \rho_1 \times \rho_2 \times \rho_3 = 0,544 \pm 0,04$$

Ce même rapport ρ_4 ayant été déterminé, tout à fait indépendamment de nous, par le laboratoire de U.C.L. avec le résultat $\rho_4 = 0,536$, nous pouvons adopter la valeur moyenne pour nombre de $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$ acceptable par photo, soit :

$$\rho_4 = 0,540 \pm 0,03$$

Dans ces conditions, le nombre total de désintégrations normales $\Lambda^0 \rightarrow \text{Nucléon} + \pi^-$, auquel il faut comparer le nombre total de Λ_β observés dans l'ensemble des photos est égal à :

$$\frac{3}{2} \times \rho_4 \times 218\,498 = 176\,984 \quad (\Lambda^0 \rightarrow \text{Nucléon} + \pi) \pm 6\%$$

CHAPITRE X Taux de branchement du Λ_β

Au chapitre précédent nous avons déterminé le nombre total de Λ^0 produits dans l'ensemble des photos, et satisfaisant aux critères que nous avons définis. Dans ce chapitre il nous reste à déterminer le nombre correspondant de Λ_β : pour cela nous devons calculer plusieurs corrections

- (1) efficacité du dépouillement
- (2) évènements de bruit de fond $\Lambda \pi \mu e$
- (3) pondération pour l'efficacité de détection de l'électron
- (4) électrons éliminés par les critères d'angles de scattering
- (5) électrons d'énergie inférieure à 20 Mev
- (6) protons de parcours inférieur à 0,5cm dans le laboratoire

1°) Efficacité du dépouillement

Nous avons fait un double dépouillement sur près de la moitié des films examinés au laboratoire de l'Ecole Polytechnique ; l'efficacité du dépouillement peut ainsi être évaluée à $0,91 \pm 0,01$.

Dans le lot de l'Ecole Polytechnique nous avons, sans compter les évènements de Saclay (1) et en donnant un poids 1/2 aux évènements dont une solution donne un moment du Λ^0 dans le labo-

ratoire supérieur à 1 GeV/c, 22 événements Λ_β ; après correction pour efficacité du dépouillement ce nombre devient $24,2 \pm 2$.

Enfin, les résultats de l'ensemble des laboratoires sont résumés dans le tableau suivant :

Laboratoire	UCL	Rutherford	CERN	Bergen	Ecole Polytechnique
Nombre de Λ_β	18	9	29	17	22
Efficacité	0,86	0,88	0,69	0,96	0,91
Nombre de Λ_β corrigé	21 ± 2	$10,2 \pm 1$	42 ± 5	$17,7 \pm 0,5$	$24,2 \pm 2$

Nos 95 Λ_β initiaux correspondent ainsi à 115 ± 6 et l'efficacité moyenne du dépouillement est 86 %. A l'erreur ± 6 due à l'incertitude sur l'efficacité du dépouillement, il faut ajouter l'erreur statistique sur le nombre de Λ_β observés soit $\frac{9,74}{95} = 10,25 \%$.

2°) Retrait des événements $\Lambda \pi \mu e$

Le nombre de ces événements dans l'ensemble du lot de Λ_β a été évalué à 3, si l'on tient compte du fait que l'efficacité moyenne du dépouillement est 0,86, le nombre des Λ_β après retrait des $\Lambda \pi \mu e$ devient :

$$115 - \frac{3}{0,86} = 111,6 \pm 12,7$$

3°) Pondération des Λ_β expérimentaux

Il ne faut tenir compte que de l'efficacité de détection de l'électron, la probabilité d'interaction du proton étant la même pour les Λ^0 normaux et les Λ_β (puisque le spectre d'éner-

gie du proton dans le laboratoire est sensiblement le même dans les deux cas).

La valeur moyenne du facteur de pondération pour les électrons est 1,165, l'erreur sur ce facteur calculée sur la distribution statistique est 4 %.

Après pondération, le nombre des Λ_{β} est $111,6 \times 1,165 = 130 \pm 12,1 \%$

4°) Critères sur les angles de scattering des électrons

Nous avons examiné des électrons de paires, (identifiées par l'électron positif) dans une bande d'énergie de l'électron négatif correspondant à celle des électrons de Λ_{β} . Sur 87 paires analysées nous avons trouvé que $98 \% \pm 2 \%$ des électrons négatifs étaient acceptables comme électrons de Λ_{β} : c'est-à-dire qu'ils n'auraient pas été touchés par les critères (7) et (8) destinés à éliminer les $\Lambda_{\pi \mu e}$.

Si l'on ajoute au lot expérimental de Λ_{β} ceux de ces événements dont l'électron a été éliminé par les critères (7) ou (8), le nombre total de Λ_{β} s'élève à

$$\frac{130}{0,98} = 132,6 \pm 12,25 \%$$

5°) Electrons d'énergie inférieurs à 20 Mev

La comparaison des histogrammes théorique et expérimental de l'énergie de l'électron dans le système du laboratoire, normalisés à 95 événements d'énergie > 20 Mev montre (fig.35) que dans ce cas le nombre d'électrons d'énergie inférieure à 20 Mev est égal à 4. La probabilité qu'un électron de Λ_{β} ait son énergie supérieure à 20 Mev est donc :

$$\frac{96 \pm 2}{100}$$

Par suite le nombre de Λ_β à toutes les énergies de l'électron est

$$\frac{132,6}{0,96} = 138 \pm 12,5 \%$$

6°) Coupure des protons de longueur inférieure à 0,5cm

La fraction d'évènements perdus par cette coupure n'est pas tout à fait le même pour les Λ_β^0 et pour les Λ^0 normaux, car dans ce dernier cas : la valeur du moment du proton dans le centre de masse est unique ≈ 100 Mev/c, tandis que dans le cas du Λ_β nous avons un spectre qui s'étend de 0 à 163 Mev/c et dont la forme dépend de l'interaction mise en jeu dans la désintégration. Dans l'hypothèse où cette interaction est V-A, la perte des protons est de l'ordre de 7 % pour les Λ_β et 6 % pour les normaux. En fait, dans ces évènements il y a essentiellement des Λ^0 de bas moments, c'est-à-dire que le facteur correctif le plus important porte sur un petit nombre d'évènements sujet à d'importantes fluctuations statistiques. Dans ces conditions tenir compte d'une différence de 1 % entre les Λ_β et les Λ normaux est une précision illusoire.

Finalement nous obtenons pour taux de branchement $T = \frac{\Lambda^0 \rightarrow p + e + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow \text{Nucleon} + \pi}$

la valeur $T = \frac{138 \pm 12,5 \%}{177\ 000 \pm 6 \%} = (0,78 \pm 0,12) \times 10^{-4}$

Cette valeur est en accord avec celles qui ont été données précédemment :

B. Aubert et al. (1)	$T = (3,0 \begin{smallmatrix} +1,5 \\ -1,2 \end{smallmatrix}) \times 10^{-3}$	avec $8 \Lambda_\beta$
R.P. Ely et al. (3)	$T = (0,82 \pm 0,13) \times 10^{-4}$	avec $\sim 100 \Lambda_\beta$

et, comme nous l'avons dit, en désaccord avec l'extension de la théorie V-A de la désintégration β nucléaire à la désintégration β des particules étrangères (2)

E -

INTERPRETATION DE L'ETUDE EXPERIMENTALE DE LA
DESINTEGRATION $\Lambda\beta$

Nous avons comparé les spectres expérimentaux à ceux que prédisent des théories où la densité d'hamiltonien est de type V et A (avec les 6 facteurs de forme supposés constants) ou de type S et P ou de type T + pseudo-tenseur. (Ces deux derniers types de couplages étant pris sous la forme simplifiée donnée par L.Egardt (24)). Les résultats obtenus que nous résumons ci-dessous :

- (1) V pur (avec f_1 , seul $\neq 0$ et constant) ou le couplage scalaire de L.Egardt, sont exclus avec une probabilité supérieure à 99 %
- (2) V et A (avec f_1 , et g_1 , seuls $\neq 0$ et constants) ou un mélange des couplages scalaire et Tensoriel sont acceptables, la valeur la mieux adaptée du rapport $\left| \frac{C_A}{C_V} \right|$ étant $1, I_{-0,4}^{+4}$
- (3) A pur (avec g_1 , seul $\neq 0$ et constant) ou le couplage Tensoriel de L.Egardt sont moins probables quoique non exclus

ne sont pas en désaccord avec la forme actuelle de la théorie de la radioactivité β où $\frac{C_A}{C_V}$ est de l'ordre de - 1,25. Cependant si l'on conserve la constante de couplage G_β de cette théorie, la valeur que l'on obtient (2) pour le taux de branchement $\frac{\Lambda^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow N + \pi}$ ($1,6 \times 10^{-2}$) est supérieure d'un ordre de grandeur à celle que nous avons obtenue expérimentalement $(0,78 \pm 0,12) \times 10^{-3}$.

Plusieurs théories nouvelles des désintégrations leptoniques des baryons ont été proposées. Partant de la symétrie unitaire pour les particules à interactions fortes, elles permettent de prédire le bon ordre de grandeur des taux de désintégrations, tout en préservant la forme $\frac{G_\beta}{\sqrt{2}} J_\mu^+ J_\mu^-$ de l'hamiltonien. Ces

théories font apparaître de façon naturelle des règles empiriques telles que $\frac{\Delta S}{\Delta Q} = 0$ ou $+1$ et $|\Delta I| = I/2$ leptoniques, ainsi que la théorie C.V.C. qui permet d'expliquer la non renormalisation, à transfert de moment nul, de la constante vectorielle dans la radioactivité β . L'attrait des théories unitaires tient à leurs prédictions et au fait qu'elles permettent une description d'ensemble des interactions faibles et des interactions fortes au moyen du seul formalisme de la symétrie unitaire. Le succès de ce formalisme semble s'être confirmé au fur et à mesure de l'extension des connaissances expérimentales sur les résonances, jusqu'à la récente découverte du baryon Ω^- (26). Il est donc intéressant de résumer les idées générales concernant la symétrie unitaire avant de comparer de façon précise les prédictions théoriques et les faits expérimentaux relatifs à la désintégration $\Lambda \beta$.

CHAPITRE XI

Symétrie Unitaire et désintégration $\Lambda \beta$

Dans ce dernier chapitre nous rappellerons d'abord brièvement la théorie unitaire et quelques uns des succès de formalismes tels que celui de la "Voie Octuple" de Gell-Mann (27) et Neeman (28) ou celui des "Aces" de G. Zweig (29). Puis nous présenterons schématiquement un exemple de théorie unitaire des interactions faibles avec ses hypothèses de base et leur application aux désintégrations leptoniques des baryons : nous verrons alors, en ce qui concerne la désintégration $\Lambda \beta$, que la théorie s'accorde bien avec les résultats que nous avons obtenus.

1°) Symétrie Unitaire

Dans le cas particulier des nucléons, la symétrie isotopique s'est depuis longtemps révélée nécessaire pour exprimer l'"indépendance de charge" des interactions fortes, entre nucléons et mésons π , par exemple. Les interactions fortes sont invariantes par les transformations du groupe SU (2) dont le rang est 1 : sa représentation d'ordre le plus bas est à deux dimensions. Les générateurs de SU(2) sont les opérateurs hermitiques T_i satisfaisant aux relations de commutation bien connues $[T_i, T_j] = 2 \varepsilon_{ijk} T_k$ ($i, j, k = 1, 2, 3$). Pour la représentation à deux dimensions de SU(2) on peut prendre comme vecteurs de base N les deux états de charge du nucléon : les opérateurs T_i sont alors représentés par les matrices de Pauli τ_i . On a depuis longtemps également tenté d'étendre la portée de cette symétrie dans le groupe SU(2) au moyen du modèle de Fermi et Yang où les mésons sont composés de nucléons et d'antinuécléons. Les mésons peuvent alors être représentés par des tenseurs du type $\bar{N} \otimes N$ qui engendrent un espace à 4 di-

mensions. Nous savons que les tenseurs de cet espace se comportent, vis à vis des transformations du groupe $SU(2)$, soit comme des vecteurs d'un espace à 3 dimensions, soit comme des scalaires : cela se traduit par le fait que les mésons en question doivent être des singulets isotopiques ou des triplets isotopiques, tels que les mésons π .

Afin d'englober les particules étranges dans ce schéma, les théoriciens ont pensé à remplacer $SU(2)$ par un groupe de rang 2, de façon à pouvoir introduire un bon nombre quantique supplémentaire lié à l'étrangeté. Pour justifier cette symétrie englobant les particules étranges il est nécessaire, compte tenu des différences de masses entre les multiplets isotopiques, de séparer l'hamiltonien des interactions fortes en deux parties, dont l'une (interaction "très forte") serait invariante dans les transformations du nouveau groupe; l'autre partie (interaction "moyennement forte") briserait cette symétrie, mais de façon suffisamment faible pour qu'on puisse la traiter comme une perturbation clivant les supermultiplets unitaires pour donner les multiplets isotopiques connus. Un des succès de la théorie réside dans les prédictions de relations entre les masses des multiplets isotopiques issus d'un même supermultiplet unitaire, qui peuvent être déduites au premier ordre de ce traitement en perturbation.

Parmi les différents groupes de rang 2 (30) $SU(3)$ est un de ceux qui possèdent les propriétés les plus intéressantes. Ses générateurs sont les opérateurs F_i de Gell-Mann (27) qui vérifient des relations analogues à celles des opérateurs isotopiques ($[F_i, F_j] = i f_{ijk} F_k$). La représentation de $SU(3)$ d'ordre le plus bas est une représentation à 3 dimensions; et un des premiers modèles utilisant cette représentation a été celui de Sakata (31) où les vecteurs de base b sont p , n et Λ . Comme précédemment les mésons peuvent alors être représentés par des tenseurs $\bar{b} \otimes b$, tandis que les baryons autres que p , n , et Λ ainsi que les résonances de baryons

correspondent à des produits tensoriels $\bar{b} \otimes b \otimes b$

qui comportent des représentations de dimensions 3, 6 et 15.

Ce modèle simple présente cependant des inconvénients graves, par exemple : il ne permet pas de singulet unitaire pour représenter la résonance γ_0^* , et il ne place pas les 8 baryons N, Λ, Σ, Ξ dans le même multiplet unitaire. Pour éviter ces difficultés, différents modèles ont été proposés dont deux types représentatifs sont : la "Voie Octuple" de Gell-Mann et Nee'man et le modèle des "Aces" de G. Zweig. Nous allons en dire quelques mots.

a) La "Voie Octuple" traite les huit baryons métastables sur un pied d'égalité, il est naturel de les placer dans un octet unitaire. On dispose alors pour le classement des mésons, des représentations 1, 8, 10, $\bar{10}$ et 27 obtenues par produit tensoriel $8 \otimes \bar{8}$ d'un baryon et d'un antibaryon :

Expérimentalement, les nombres quantiques des mésons pseudoscalaires et vectoriels cadrent très bien avec ceux des états de la représentation 8 (32)

Les résonances de baryons correspondent aux représentations que l'on peut obtenir par produit tensoriel des représentations 8 des baryons et des mésons, 1, 8, 10, $\bar{10}$ et 27.

Expérimentalement (32) - les résonances $(3/2)^-$ se classent dans un octet

- les résonances $(3/2)^+$ se classent dans un décuplet où il reste un état vacant possédant la masse et l'étrangeté du baryon Ω^- .

Enfin, il est possible d'établir, au premier ordre de perturbation par l'interaction "moyennement forte", des relations entre les masses des isomultiplets issus d'un même supermultiplet unitaire. Dans le cas de l'octet, cette relation

$$\frac{m_N + m_\Xi}{2} = \frac{3m_\Lambda + m_\Sigma}{4}$$
 est particulièrement bien vérifiée par l'expérience. (33)

b) Le modèle des "Aces" reprend l'idée de construire les mésons et les baryons à l'aide de trois êtres fondamentaux. Ce sont les "Aces" : A_1, A_2, A_3 de nombre baryonique $1/3$ de charges respectives $2/3, -1/3$ et $-1/3$, et d'étrangetés $0, 0, -1$. Les baryons correspondent aux produits tensoriels $A \otimes A \otimes A$ donnant les représentations $10, 8, 8$ et 1 ; les mésons se classent dans les représentations 8 et 1 obtenues par produit tensoriel $\bar{A} \otimes A$. Ce modèle permet, à la différence de la "Voie Octuple", de ne pas offrir de représentation 10 pour les mésons; jusqu'ici ceux-ci se classent en effet dans les représentations 1 et 8 . Avec ce modèle il est encore possible de déduire les formules de masses précédentes par un calcul de perturbation au premier ordre.

Devant le succès apparent de ces modèles pour classer les particules à interactions fortes et les résonances actuellement connues, on peut être tenté de faire un pas de plus en étendant le formalisme de la symétrie unitaire aux interactions faibles. Les détails de telles théories varient suivant le modèle de symétrie unitaire choisi, mais les idées directrices sont analogues dans tous les cas; les prédictions, tout au moins en ce qui concerne la désintégration $\Lambda \rightarrow p \pi^-$, sont peu différentes.

2°) Théorie unitaire des interactions faibles

Afin de présenter un schéma d'ensemble, nous décrirons d'abord, de façon très sommaire, le modèle d'interaction faible non leptonique proposé initialement par B. d'Espagnat et J. Prentk (34). Puis nous parlerons un peu plus en détail des interactions leptoniques.

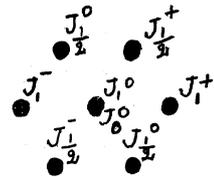
a) Interactions faibles non leptoniques

L'hamiltonien est écrit sous la forme habituelle de produits $J_\mu^\dagger J_\mu$, les courants baryoniques J_μ étant choisis dans une représentation 8 de $SU(3)$. Il existe d'ailleurs plusieurs façons d'introduire la symétrie unitaire : citons par exemple

le modèle de N.Cabibbo (35) ou celui de d'Espagnat et Prentki. Ce dernier modèle repose sur l'hypothèse fondamentale suivante : En l'absence d'interaction "moyennement forte" les interactions faibles non leptoniques sont invariantes dans les transformations d'un sous-groupe \mathcal{G} de SU(3) analogue au groupe du spin isotopique.

(Dans ces conditions, il est possible de définir un "nouveau spin isotopique" et une "nouvelle étrangeté" qui seraient conservés par les interactions faibles si la symétrie SU(3) était exacte. C'est l'existence de l'interaction moyennement forte qui fait que les interactions faibles violent le spin isotopique et l'étrangeté).

Il est maintenant facile à partir de l'octet des courants baryoniques J_I^Q de spin isotopique I et de charge Q de construire l'hamiltonien :



- si l'interaction était invariante dans l'ensemble \mathcal{J} des transformations du spin isotopique, elle serait de la forme

$$\sum_{I,Q} c_I J_I^{Q+} J_I^Q \quad (\text{les } C_I \text{ étant des constantes})$$

- pour construire le groupe \mathcal{G} , on peut prendre les transformations $S \mathcal{J} S^{-1}$ (où S est une transformation du groupe du U - spin); l'interaction $\sum_{I,Q} c_I J_I^{Q'+} J_I^Q$ (avec $J_I^{Q'} = S J_I^Q S^{-1}$) sera en effet invariante dans le groupe \mathcal{G} , dont la structure est la même que celle de \mathcal{J} .

D'Espagnat et Prentki ont montré que dans ces conditions, si l'on impose à l'hamiltonien de satisfaire à l'une quelconque des deux règles non leptoniques $|\Delta I| = I/2$ ou $|\Delta S| \leq 1$, l'autre se trouve automatiquement satisfaite; et l'hamiltonien se comporte alors comme un élément d'une représentation 8 de SU(3). Cette dernière propriété peut aussi bien être postulée directement (sans s'occuper de l'invariance par \mathcal{G}) comme dans le modèle de N.Cabibbo (35) : les deux règles $|\Delta I| = I/2$ et $|\Delta S| \leq 1$ non leptoniques en découlent alors.

On peut démontrer (35) que, sous ces deux formes de la théorie unitaire des interactions faibles non leptoniques, la conservation de C.P interdit la désintégration $K_1^0 \rightarrow 2 \pi$ lorsque la symétrie SU(3) est exacte. Ceci permet peut-être d'expliquer, au moins qualitativement, le conflit entre la valeur expérimentale (36) du rapport $\frac{K_1^0 \rightarrow 2 \pi}{K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0} \approx 700$ avec la règle $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$. En effet, la transition $K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$ correspond à $|\Delta I| = 3/2$; et si son origine était électromagnétique le rapport devrait être beaucoup plus grand $\approx (137)^2$. Mais puisque la désintégration $K_1^0 \rightarrow 2 \pi$ est interdite par SU(3), le taux de désintégration sera affaibli par rapport au cas où la symétrie unitaire n'existe pas du tout. Donc cette théorie permet d'expliquer qualitativement la valeur expérimentale du rapport $\frac{K_1^0 \rightarrow 2 \pi}{K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0}$ sans introduire d'interaction $|\overrightarrow{\Delta I}| = 3/2$ non électromagnétique.

b) Interactions faibles leptoniques

L'hamiltonien proposé par N.Cabibbo (37) $\frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu^+ J_\mu^l$

satisfait aux 3 hypothèses suivantes :

1/ Le courant baryonique J_μ appartient à un octet de SU(3) et peut se mettre sous la forme

$$J_\mu = a \begin{bmatrix} j_\mu^{(0)} \\ j_\mu^3 + g_\mu^{(0)} \end{bmatrix} + b \begin{bmatrix} j_\mu^{(1)} \\ j_\mu^8 + g_\mu^{(1)} \end{bmatrix} \quad (\text{avec } j_\mu^{(0)} = j_\mu^1 + i j_\mu^2 \quad \text{et } j_\mu^{(1)} = j_\mu^4 + i j_\mu^5 \quad , \text{ les } g_\mu^{(i)} \text{ étant les courants axiaux associés})$$

cette hypothèse implique les règles leptoniques $|\overrightarrow{\Delta I}| = 1/2$ et $|\Delta S| \leq 1$

2/ La partie vectorielle de J_μ est dans le même octet que le courant électromagnétique $J_\mu^e = j_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} j_\mu^8$

pour les désintégrations $\Delta S = 0$, cette hypothèse équivaut à la théorie C.V.C.

3/ Nouvelle définition de l'universalité : au lieu d'imposer $a = b = 1$ (théorie IUF) on impose $a^2 + b^2 = 1$

cette hypothèse revient à choisir un hamiltonien où le courant baryonique figure sous la forme J'_μ comme pour les désintégrations non leptoniques, mais avec une valeur particulière donnée de l'angle de rotation dans l'espace des U-spin ;

$$J'_\mu = \cos \theta \left[j_\mu^{(0)} + g_\mu^{(0)} \right] + \sin \theta \left[j_\mu^{(1)} + g_\mu^{(1)} \right]$$

Avec ces hypothèses, les éléments de matrices des courants $j_\mu^{(i)}$ et $g_\mu^{(i)}$ entre les vecteurs $|A\rangle$ et $|B\rangle$, représentant des baryons de l'octet, satisfont à des relations analogues au théorème de Wigner-Eckart :

- pour les courants vectoriels $\langle A | j_\mu^m | B \rangle = i f_{ABm} F_0 \gamma_\mu + d_{ABm} F_E \gamma_\mu$
 f_{ABm} et d_{ABm} étant les coefficients antisymétriques et symétriques de Gell-Mann
 F_0 et F_E dépendent du moment de transfert k^2 (en première approximation, ils sont constants)

- de même pour les courants axiaux $\langle A | g_\mu^m | B \rangle = i f_{ABm} H_0 \gamma_\mu \gamma_5 + d_{ABm} H_E \gamma_\mu \gamma_5$.

Pour calculer les éléments de matrice du courant baryonique J_μ entre les états $|A\rangle$ et $|B\rangle$ il faut connaître θ et les constantes F_0 , F_E , H_0 et H_E .

Détermination de $\tan \theta$: on dispose pour cela des taux de branchement :

$$\frac{K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu}{\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu} \text{ et } \frac{K^+ \rightarrow \mu^+ \nu}{\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu} \text{ qui font intervenir respectivement les courants } j^{(i)} \text{ et } g^{(i)}.$$

Les valeurs expérimentales de ces deux rapports fournissent deux valeurs de θ sensiblement égales :

θ mesuré $\approx 0,26$. Ce fait est très remarquable car, si les courants vectoriels $j_\mu^{(i)}$ sont conservés dans les limites de validité de la symétrie unitaire, il n'en est pas de même des courants axiaux $g_\mu^{(i)}$ même pour les transitions $\Delta S = 0$.

Détermination de F_0 et F_E : les courants vectoriels $j_\mu^{(i)}$ appartenant au même octet que le courant électromagnétique, nous avons $F_0 = 1$ et $F_E = 0$

Détermination de H_0 et H_E : le terme axial de l'hamiltonien de la radioactivité β donne la relation $H_0 + H_E = 1,25$. La valeur de $(H_E)^2$ peut être déduite du taux de branchement $\frac{\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}}{\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-}$ car l'élément de matrice de J_μ pour $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$ est $\cos\theta \langle \Sigma^- | j_\mu^{(0)} + g_\mu^{(0)} | \Lambda \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} \cos\theta H_E \gamma_\mu \delta$. De la valeur expérimentale $(0,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ du rapport $\frac{\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}}{\Sigma^- \rightarrow n \pi^-}$ (38) on déduit ainsi $H_E = \pm 0,95$.

La solution positive est seule acceptable, l'autre donnant un taux trop élevé pour $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}$. Il est alors possible de déterminer les taux de désintégrations leptoniques ainsi que le rapport $\frac{C_A}{C_V}$ pour les hyperons. En particulier, pour le Λ^0 nous avons :

$$R = \frac{\Lambda^0 \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow n + \pi^-} = 0,37 \times 10^{-2} \times \sin^2 \theta \times \frac{3}{2} \left[1 + 2,98 \left(H_0 + \frac{H_E}{3} \right)^2 \right]$$

d'où les prédictions de Cabibbo (37) pour la désintégration Λ/β

$$\left[\begin{array}{l} R = \left(0,75 \pm 0,30 \right) \times 10^{-3} \\ \frac{C_A}{C_V} = -0,72 \pm 0,11 \end{array} \right.$$

(Les valeurs extrêmes de R sont obtenues à partir des valeurs extrêmes données pour le rapport $\frac{\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}}{\Sigma^-}$)
Les résultats de notre étude expérimentale semblent apporter une première confirmation à cette théorie. Il faut cependant faire plusieurs remarques :

1/ Pour déterminer H_E Cabibbo utilise le rapport $\frac{\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}}{\Sigma^-}$ qui est mal connu. D'après une communication récente de H. Filthuth l'observation de 11 événements $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 e^- \bar{\nu}$ donne une valeur plus précise du taux de branchement : $(0,75 \pm 0,28) \cdot 10^{-4}$.

Ceci conduit à une nouvelle valeur de H_F , les chiffres donnés par Cabibbo deviennent ainsi

$$R = (0,90_{-0,10}^{+0,20}) \cdot 10^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{C_A}{C_V} = -0,80 \pm 0,10$$

2/ Dans le cas réel où la symétrie est brisée, le courant vectorel $|\Delta S| = 1$ n'est pas conservé et la constante de couplage correspondante peut subir des renormalisations. En fait C.Bouchiat et Ph.Meyer (39) ainsi que M.Ademollo et R.Gatto (40) ont démontré, à l'aide d'hypothèses légèrement différentes pour l'interaction qui brise SU(3), que la constante vectorielle renormalisée pour $|\Delta S| = 1$ est égale à la constante nue, à transfert de moment nul. Ce n'est pas exactement le cas pour la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$. J.Sakurai (41) a essayé de calculer l'ordre de grandeur du facteur de renormalisation pour cette désintégration en faisant l'hypothèse que les mésons vectoriels sont couplés aux autres particules par l'intermédiaire des courants j_μ . A l'aide du rapport $\frac{K^{*+} \rightarrow K^+ + \pi^0}{\rho^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0}$ il est alors possible de déterminer, moyennant quelques hypothèses supplémentaires, la valeur du paramètre θ , le résultat est :

$$\theta \text{ corrigé} \approx 0,81 \theta \text{ mesuré.}$$

Si l'on adopte cette valeur de θ , les prédictions précédentes pour $\Lambda\beta$ deviennent :

$$R = (0,60 \pm 0,10) \cdot 10^{-3} \quad \text{et} \quad \frac{C_A}{C_V} = -0,85 \pm 0,10$$

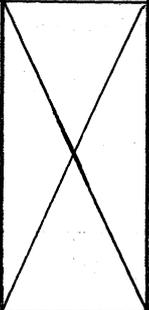
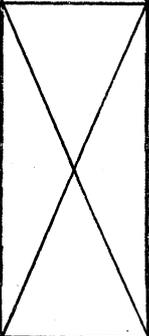
3/ A la différence du courant vectoriel, le courant axial (même $\Delta S = 0$) n'est pas rigoureusement conservé. On peut donc s'attendre à ce qu'il y ait des renormalisations des constantes H_0 et H_F . Par suite les prédictions de Cabibbo concernant la partie axiale de l'hamiltonien faible leptonique reposent sur des bases moins solides. Il reste toutefois un test de

cohérence de la formule de Cabibbo donnant l'expression du rapport R . Celle-ci permet en effet de déterminer, à l'aide de la valeur expérimentale de R , le rapport $|\frac{C_A}{C_V}| = (\theta_0 + \frac{\theta_E}{3})$ tandis que ce même rapport est directement accessible à l'expérience. En prenant la valeur corrigée de θ et la valeur expérimentale du taux de branchement : $(0,78 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$ nous pouvons ainsi calculer $|\frac{C_A}{C_V}| = 0,85 \pm 0,10$. Cette valeur est en accord avec celle que nous avons obtenue directement par l'expérience $|\frac{C_A}{C_V}| = 1_{-0,4}^{+4}$.

Quelque encourageant qu'il soit, l'accord entre cette théorie unitaire et notre étude expérimentale de la désintégration $\Lambda \beta$ ne peut pas constituer un test définitif : les prédictions relatives aux autres désintégrations doivent être également testées. Il ne faut d'ailleurs pas exiger une vérification exacte, à cause du caractère approximatif de la symétrie unitaire.

Pour résumer, nous pouvons souligner les principaux succès de la théorie unitaire des interactions faibles :

- Description unifiée des interactions fortes et des interactions faibles (leptoniques ou non) dans le cadre de SU(3) : les règles leptoniques $\Delta S_{\Delta Q} = 0$ ou ± 1 et $|\Delta I| = 1/2$ sont ainsi justifiées, tandis que les règles non leptoniques $|\Delta I| = 1/2$ et $|\Delta S| \leq 1$ peuvent apparaître comme équivalentes
- Préservation de la forme V et A du courant baryonique, tandis que la théorie C V C pour $\Delta S = 0$ subsiste comme cas particulier d'une loi de conservation plus générale dans SU(3).
- Préservation de la théorie V-A de la radioactivité β ; et de plus la très faible différence expérimentale entre les couplages G_β et G_μ est peut-être expliquée par le facteur $\cos \theta$.
- Introduction d'une nouvelle définition de l'universalité permettant des prédictions au rapport $\frac{C_A}{C_V}$ et du taux de branchement qui, dans le cas $\Lambda \beta$, s'accordent bien avec l'expérience comme le montre le tableau ci-après :

Résultats de l'Expérience				Prédictions Théoriques		
Courants V et A	Termes purs Exclus	Termes purs Possibles	Combinaison la plus Probable	Théorie IUF Réf. (2)	Théorie Uni- taire Réf. (37)	
V		A	V et A $\left \frac{C_A}{C_V} \right = 1,1^{+0,4}_{-0,4}$	$\frac{C_A}{C_V} = -1$	$\frac{C_A}{C_V} = -0,80$	
Courants S et T	S	T	S et T			
$R = \frac{N^0 \rightarrow h + e^- + \bar{\nu}}{N^0 \rightarrow N + \pi}$				$(0,78 \pm 0,12) \times 10^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$(0,90^{+0,2}_{-0,1c}) \cdot 10^{-3}$

CONCLUSION

Nous avons observé une centaine de désintégrations électro-niques de Λ^0 produits par des K^- dans la chambre à liquide lourd et nous avons étudié la forme de l'interaction responsable de cette désintégration.

C'est la première fois qu'une telle étude a été faite avec une statistique aussi importante et des électrons reconnus directement par observation de leur spiralisation dans le liquide lourd. Nous avons pu constituer ainsi un lot très pur de $\Lambda\beta$ et tracer des histogrammes expérimentaux de l'énergie du proton, de la corrélation angulaire électron-neutrino, dans le système du Λ^0 au repos, dont les erreurs systématiques sont négligeables. Les informations tirées de ces différents spectres sont cohérentes et donnent les résultats suivants :

- 1) - Nous ne pouvons pas préciser si l'interaction est de type S et T plutôt que de type V et A, mais A pur ou T pur sont sensiblement moins probables qu'une combinaison de V et A ou de S et T respectivement, tandis que V pur et S pur sont exclus avec une probabilité supérieure à 99 %.
- 2) - En supposant que seuls V et A contribuent (sous la forme f_1 et g_1 constants et les autres facteurs de forme nuls) les 3 valeurs moyennes des spectres du moment transverse μ_{\perp} , de T_{μ}^* et de $\cos \theta_{e\nu}^*$ donnent des estimations en excellent accord pour le rapport $|\frac{C_V}{C_A}|$ dont la valeur moyenne est ainsi $0,95 \pm 0,7$, et avec une probabilité supérieure à 95 %: $0 \leq |\frac{C_V}{C_A}| \leq$
- 3) - La valeur du taux de branchement $R = \frac{\Lambda^0 \rightarrow P + e + \bar{\nu}}{\Lambda^0 \rightarrow N + \pi} = (0,78 \pm 0,12) \cdot 10^3$ confirme les résultats des expériences précédentes (1-3)

et leur désaccord avec la valeur $1, 6 \cdot 10^{-2}$ prédite par la théorie I.U.F. étendue aux désintégrations leptoniques des hyperons (2).

- 4) - Les valeurs obtenues pour R et $|\frac{c_V}{c_A}|$ sont en accord avec les prédictions d'une théorie des interactions faibles du type de celle de Cabibbo (37) par exemple.

De plus amples informations expérimentales sont nécessaires pour déterminer lequel des deux couplages : V et A ou bien S et T , est effectivement mise en jeu dans la désintégration Λ_β , aussi bien que pour préciser le signe du rapport $|\frac{c_A}{c_V}|$. Les chambres à étincelles qui permettent d'obtenir une statistique importante de Λ^0 polarisés semblent bien adaptées pour ce problème; effectivement plusieurs expériences sont en cours, en particulier au CERN. D'autre part, il n'est pas interdit de penser que le jeu des facteurs de forme pourrait défavoriser la désintégration beaucoup plus que les réactions de production (42). Dans ces conditions les faisceaux de $\bar{\nu}$ de haute énergie produits par les grands accélérateurs peuvent permettre d'obtenir des renseignements complémentaires sur les facteurs de forme par l'observation d'événements $\bar{\nu} + \mu \rightarrow \Lambda^0 + e^+$ dans les grandes chambres à liquide lourd qui sont actuellement en cours d'étude.

REMERCIEMENTS

Je désire exprimer ici ma profonde gratitude envers Monsieur le Professeur Leprince-Ringuet qui m'a fait l'honneur de m'accueillir dans son laboratoire. Grâce au dynamisme et à l'esprit d'équipe qu'il a su y faire régner, il m'a permis de bénéficier de l'expérience et de l'amitié de physiciens expérimentés qui m'ont initié à la recherche.

Monsieur le Professeur Lagarrigue m'a pris dans son équipe au temps de la construction de BP3. J'ai pu ainsi dès le début prendre part sous sa direction à la mise au point des techniques de la chambre à bulles à liquide lourd. J'ai eu la chance de recevoir en même temps ses enseignements fructueux, ses conseils éclairés et d'apprécier l'importance qu'il accorde aux problèmes humains. Je l'en remercie chaleureusement.

Je tiens à remercier tout particulièrement Monsieur J.Six. Il s'est chargé généreusement de me guider tout au long de ce travail, assumant lui-même une grande partie des tâches matérielles sans craindre sa peine. J'ai maintes fois apprécié son expérience et je le prie de trouver ici l'expression de ma reconnaissance pour l'appui solide qu'il m'a offert. Je remercie également Monsieur A.Rousset qui s'est vivement intéressé à ce travail, j'ai eu avec lui de fructueuses discussions et il m'a apporté une aide efficace avec toute sa gentillesse habituelle. Enfin c'est un plaisir pour moi de pouvoir remercier ici Madame V.Brisson pour sa participation active à la mise en route de cette expérience.

Mes remerciements s'adressent également à Monsieur le Professeur Ph.Meyer qui avec beaucoup de patience m'a expliqué plusieurs questions théoriques en relation avec ce travail. La clarté de ses exposés a été pour moi un précieux secours.

Je dois également remercier tous les physiciens et les mécaniciens du laboratoire qui ont assuré la mise en œuvre de la chambre et la prise des photographies, ainsi que les Physiciens du CERN, de Bergen, de l'University College et du NIRNS de Londres dont la collaboration a permis l'aboutissement de cette expérience, je remercie plus particulièrement Messieurs H.Bingham, A.Haatuft et M.Nikoli et D.Miller pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Les mesures ont pu être faites grâce à l'appareil de Messieurs M.Bloch et X.Sauteron et grâce aux programmes mis au point par Messieurs P.Beillière, J.Hennessy et P.Mittner. Je leur adresse mes remerciements.

Le dépouillement et les mesures ont été menés à bien par Mademoiselle M.Ducros, Mesdames R.Lebond, A.Scanu, M.Valeix Mesdemoiselles M.Fantaisie, M.T.Garcia, D.Poitou, H.Serne, Messieurs R.Marrel, A.Plas, A.Raoult, J.Raguet, G.Simon et M.Zahaczewski. Mademoiselle A.Krieg a eu la tâche délicate d'assurer l'organisation des mesures et Mademoiselle M.J.Barrat s'est acquittée avec compétence de la préparation des données pour la calculatrice Bull et du classement des résultats. Mademoiselle M.Ducros a effectué de nombreux calculs numériques ingrats avec beaucoup de précision de patience et de gentillesse. Envers tous je ne saurais être assez reconnaissant.

Je remercie vivement Mademoiselle H.Noir pour l'amabilité et le soin avec lesquels elle a dactylographié et mis en page mon travail. Monsieur L.Nadaud a réalisé la polycopie avec sa conscience coutumière, et Messieurs Montès et P.Joliclercq ont déployé tout leur zèle et leurs talents pour les illustrations, je les assure également de ma reconnaissance.

Mes remerciements vont aussi à Monsieur P.Laffitte, sous-directeur de l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris qui a encouragé et éclairé ma vocation scientifique.

Ce travail n'aurait pas pu être effectué sans l'allocation de Recherche qui m'a été attribuée par le Centre National de la Recherche Scientifique. Que le CNRS trouve ici l'expression de ma

REFERENCES

- (1) B.Aubert et al.
Nuovo Cimento 25, 479 (1962)
- (2) R.Feynman et M.Gell-Mann
Phys.Rev. 109, 193 (1958)
- (3) R.Ely et al.
International Conference on High Energy Physics CERN 1962 p.
- (4) C.Baglin et al.
Phys.Lett. 6, 186 (1963)
- (5) M.Bloch et al.
Rev.Sci.Instr. 32, 1302 (1961)
- (6) G.Amato et al.
Nucl.Instr.Methods 20, 47 (1963)
- (7) X.Sauteron
Thèse d'Ingénieur Docteur Paris 1962
- (8) J.Hennessy, P.Beillièrè et P.Mittner
Programme de Géométrie Ecole Polytechnique, rapport interne
- (9) L.Behr
Thèse de 3° Cycle Paris 1962
- (10) Rev.Mod.Phys. (table des isotopes) 30, II, 2 (1958)
- (11) J.Six
Programme de Cinématique Ecole Polytechnique, rapport intern
- (12) E.Segré
Experimental Nuclear Physics Vol.I page 336
- (13) D.Miller
University College Londres Physics Department Rapport DJM/
Juin 1962
- (14) W.Heitler
Quantum Theory of Radiation (3° édition) page 379
- (15) M.Deutsch et al.
Phys.Rev. 107, 1733 (1957)
H.Frauenfelder et al.
Phys.Rev. 106, 386 (1957)

- (16) J.Allen
Rev.Mod.Physics 31, 791 (1959)
- (17) M.Goldhaber et al.
Phys.Rev. 109, 1015 (1958)
- (18) M.Burgy et al.
Phys.Rev. 110, 1214 (1959)
- (18a) R.Feynman
Proc.Rochester Conference on High Energy Physics 1960 page 501
- (19) E.Konopinski
Ann.Rev.Nucl.Sci. 9, 99 (1959)
- (20) B.Aubert
Thèse Paris 1964
- (21) L.Okun'
Ann.Rev.Nucl.Sci. 9, 61 (1959)
- (22) V.Shekhter
Sov.Physics JETP 8, 316 (1959)
V.Belov et al.
Sov.Physics JETP 11, 392 (1960)
- (23) D.Harrington
Phys.rev. 120, 1482 (1960)
- (24) L.Egardt
Nuovo Cimento 27, 368 (1963)
- (25) R.Vinh Mau et al.
Nuovo Cimento sous presse
- (26) V.Bornes et al.
Phys.Rev.Lett. 12, 204 (1964)
- (27) M.Gell-Mann
Phys.Rev. 125, 1067 (1962)
- (28) Y Nee'mann
Nucl.Physics 26, 222 (1961)
- (29) G.Zweig
CERN Genève Rapport 8419/TH.412 Février 1964
- (30) R.Behrends et al.
Rev.Mod.Physics 34, 1 (1962)
- (31) S.Sakata
Progr.Theor.Phys. 16, 686 (1956)

- (32) S.Glashow et A.Rosenfeld
Phys.Rev.lett. 10, 192 (1963)
- (33) P.Petiau
Thèse Paris 1964
- (34) B.d'Espagnat et J.Prentki
Nuovo Cimento 24, 497 (1962)
- (35) N.Cabibbo
Phys.Rev.lett. 12, 62 (1964)
- (36) R.Dalitz
International Conference on fundamental aspects of weak interactions Brookhaven 1963
Rapport BNL 837 (C-39) page 378
- (37) N.Cabibbo
Phys.Rev.Lett. 10, 531 (1963)
- (38) W.Willis et al.
Bull.Am.Phys.Soc. 8, 349 (1963)
- (39) C.Bouchiat et Ph.Meyer
^a
CERN Genève Rapport 932I/Th.459 Août 1964
- (40) M.Ademollo et R.Gatto
Phys.Rev.Lett. 13, 264 (1964)
- (41) J.Sakurai
Phys.Rev.Lett. 12, 79 (1964)
- (42) F.Lannoy
Thèse de 3° Cycle Paris 1962
- (39) B.Ronne et al.
Phys.Lett. 11, 357. (1964)

TABLE DES MATIERES

Introduction	1
<u>Section A</u>	
Chapitre I - Production Dépouillement et Mesures des photographies	3
<u>Section B</u>	
Introduction	11
Chapitre II - Sélection des évènements	11
Chapitre III - Contamination du lot de $\Lambda\beta$	18
Chapitre IV - Pondération des $\Lambda\beta$	24
<u>Section C</u>	
Introduction	29
Chapitre V - Introduction à l'étude du mécanisme de la désintégration $\Lambda\beta$	30
Chapitre VI - Cinématique de la désintégration $\Lambda\beta$	43
Chapitre VII - Spectres projetés sur le plan transverse	48
Chapitre VIII - Energie cinétique du proton et corrél- ation angulaire électron-neutrino dans l'espace	57
<u>Section D</u>	
Chapitre IX - Etude des Λ^0 normaux : $\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^-$	74
Chapitre X - Taux de branchement du $\Lambda\beta$	77
<u>Section E</u>	
Introduction	81
Chapitre XI - Symétrie Unitaire et désintégration $\Lambda\beta$	83
Conclusion	94
Remerciements	96
Références	98

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

MÉCANISME DE PEIERLS POUR LA PRODUCTION DE RÉSONANCES

Vu et Approuvé :

PARIS, le 2 décembre 1964

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,

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